ESTUDO DOS EFEITOS DE UM JATO SINTÉTICO SIMULADO NUMERICAMENTE NO ATRASO DA SEPARAÇÃO DE UMA CAMADA LIMITE SOBRE UM AEROFÓLIO HIPOTÉTICO

Hilton Carlos de Miranda Mello

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica

ORIENTADOR: Prof. Assoc. Fernando Martini Catalano

São Carlos

2005

Dedico este trabalho..

..ao SENHOR, ao meu pai João, à minha mãe Carmela, ao meu irmão Sérgio, à minha irmã Raquel, ao meu cunhado Mauro e à minha sobrinha Laura.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Fernando Martini Catalano, pela orientação e assistência neste trabalho;

Ao Professor Leandro Franco de Souza pela ajuda e assistência neste trabalho;

À Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES, pela bolsa de estudo concedida;

Aos meus colegas do Departamento de Aeronáutica e Materiais;

Aos professores do Departamento de Aeronáutica e Materiais, Antônio Canale, Eduardo Bello, Flávio Marques, Marcello Faraco, Michael Maunsell e Paulo Greco pela atenção dispensada em todos os momentos;

Aos técnicos e funcionários do Departamento de Aeronáutica e Materiais, Carlinhos, Cláudio, Gisele, Osnam e Otávio pelo auxílio e serviços prestados;

Aos funcionários do Departamento de Engenharia Mecânica pelo auxílio e serviços prestados;

RESUMO

MELLO, H. C. M. (2005). *Estudo dos Efeitos de um Jato Sintético Simulado Numericamente no Atraso da Separação de uma Camada Limite sobre um Aerofólio Hipotético.* São Carlos, 2005. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

A realização deste trabalho tem como objetivo fundamental estudar os efeitos dos atuadores de jato sintético no escoamento de uma camada limite desenvolvida sobre uma placa plana e um aerofólio hipotético. A interação dos jatos sintéticos com um escoamento transversal pode conduzir a uma aparente modificação da forma aerodinâmica de corpos rombudos e, dessa forma, fornecer uma maneira de controle da separação na camada limite. Estudos recentes demonstram que tipos diferentes de escoamentos podem ser produzidos pelo atuador dependendo da oscilação da membrana. Um método numérico para solução das equações de Navier-Stokes incompressíveis bidimensionais na formulação vorticidade-velocidade é utilizado neste trabalho. As equações governantes são discretizadas utilizando-se métodos de diferenças finitas compactas de sexta ordem para as derivadas espaciais. A equação de Poisson para a componente da velocidade normal é resolvida por um método iterativo de sobre-relaxação em linhas sucessivas usando um esquema com malha composta para acelerar a convergência. Os resultados de simulações com diferentes valores de freqüência, amplitude e comprimento de fenda foram verificados através de uma análise de Fourier temporal. Através desta análise é verificado qual a melhor situação para se atrasar a separação da camada limite.

Palavras-chave: jato sintético, controle ativo de escoamento, atraso da separação, camada limite de Blasius, camada limite de Falkner-Skan.

ABSTRACT

MELLO, H. C. M. (2005). *Study of the Effects of a Numerically Simulated Synthetic Jet on the Delay of Separation of the Boundary Layer on a Hipothetical Airfoil.* São Carlos, 2005. Ph.D. Thesis - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

This work has as a fundamental objective the study of the effects of synthetic jet actuators on the boundary layer flow on a flat plate and on a hypothetical airfoil. The interaction of synthetic jets with transverse flow can lead to an apparent modification in the aerodynamic shape of blunt bodies and, in that way, supply a means of control of transition within the boundary layer. Recent studies demonstrate that different types of flow may be produced by the actuator, depending on the amplitude of oscillation of the membrane. A numerical method for the solution of two-dimensional incompressible Navier-Stokes equations written in vorticity-velocity formulation is used in this work. The spatial derivatives are discretized with a sixth order compact finite differences scheme. The Poisson equation for the normal velocity component is solved by an iterative Line Successive Over Relaxation Method and uses a multigrid Full Approximation Scheme to accelerate the convergence. The results of simulations with different values of frequency, amplitude and slot length were verified through a temporal Fourier analysis. By way of this analysis it is verified which are the better parameters for the controlled delay of boundary layer separation.

Keywords: synthetic jet, active flow control, delay of separation, Blasius boundary layer, Falkner-Skan boundary layer.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Processo de recolamento controlado do escoamento sobre um aerofólio num ângulo de ataque $\alpha = 17.5°$ e $\gamma = 60°$ (AMITAY & GLEZER, 2002)..... 12

Figura 2 - Atuador de jato sintético com orifício de seção circular, constituído por uma chapa de latão colada a um disco piezo-cerâmico (SCHAEFFLER, 2003)..... 14

Figura 3 - Diferentes formas de operação de um atuador de jato sintético, onde a membrana pode oscilar através de meios elétricos, magnéticos ou mecânicos (MALLINSON et al., 2004)..... 14

Figura 4 - Modelo de operação de um atuador de jato sintético com orifício e cavidade circulares (MALLINSON et al., 2001)..... 15

Figura 5 - Jatos gerados em orifícios circulares com plano de simetria, gerados por um diafragma de material piezo-compósito em oscilação (GALLAS et al., 2002)..... 17

Figura 6 - Contornos de vorticidade instantâneo com escoamento do jato oscilatório assimétrico numa freqüência de oscilação nominal $f = 250$ Hz (PES et al., 2002)..... 18

Figura 7 - Malha Cartesiana fixa não uniforme usada na simulação de um atuador de jato sintético (UDAYKUMAR et al., 1999)..... 19

Figura 8 - Distribuição do coeficiente de pressão C_p ao redor do aerofólio em $St = 10$ (AMITAY & GLEZER, 2002)..... 22

Figura 9 - Dimensões do volume de controle para o cálculo do fluxo de quantidade de movimento para fora das superfícies do retângulo sob o aerofólio (RAO et al., 2000)..... 24

Figura 10 - Fluxo de quantidade de movimento para fora das superfícies *A*, *B* e *C* do retângulo, das componentes de velocidade *u* e *v*, com $f = 10$ Hz (RAO et al., 2000)..... 25

Figura 11 - Vetores velocidade do campo vetorial de velocidade numa seqüência de atuação do jato sintético no ciclo de sucção, sem escoamento cruzado externo e com uma freqüência de atuação $f = 1730$ Hz (SCHAEFFLER, 2003)..... 26

Figura 12 - Perfis de velocidade para o escoamento oscilatório do atuador de jato sintético numa freqüência adimensional $F^+ = 5$ (NAE, 2002)..... 27

Figura 13 - Perfis da velocidade axial gerados pela simulação do escoamento do atuador de jato sintético operando na freqüência de oscilação nominal $f = 10$ Hz em distâncias adimensionais *Y* da superfície (GILARRANZ et al., 1998)..... 28

Figura 14 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001)..... 29

Figura 15 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 3$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.05$ (amplitude/altura da cavidade) em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001)..... 30

Figura 16 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_\delta = 260$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001)..... 31

Figura 17 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_\delta = 1200$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001)..... 32

Figura 18 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_\delta = 2600$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001)..... 33

Figura 19 - Perfil de velocidade adimensional na linha de centro do orifício do atuador de jato sintético para quatro dimensões diferentes da largura da fenda (NAE, 2002)..... 34

Figura 20 - Contornos de vorticidade nas simulações do escoamento na cavidade do atuador de jato sintético para quatro fases diferentes de atuação (NAE, 2002)..... 35

Figura 21 - Contornos de vorticidade nas simulações do escoamento do atuador de jato sintético para quatro fases diferentes e freqüência adimensional $F^+ = 5$ (NAE, 2002)..... 36

Figura 22 - Campo de escoamento esquemático gerado por um atuador de jato sintético operando em duas amplitudes de oscilação diferentes (GILARRANZ et al., 1998)..... 37

Figura 23 - Perfis da componente de velocidade v na direção do escoamento oscilatório em diferentes amplitudes (PES et al., 2002)..... 38

Figura 24 - Esboço da distribuição do escoamento cruzado externo da vorticidade na direção perpendicular ao escoamento registrado em $x/c = 2$, a) $St = 10$ e b) $St = 0.95$ (AMITAY & GLEZER, 2002)..... 39

Figura 25 - Resposta em freqüência de atuadores de jato sintético com diferentes seções do orifício de saída operando sem um escoamento cruzado externo (SCHAEFFLER, 2003)..... 40

Figura 26 - Velocidades média e rms na linha de centro do jato sintético em $y = 1.2$ mm sem a presença de um escoamento cruzado externo (LEE et al., 2003)..... 41
Figura 27 - Variação da velocidade axial de um jato sintético operando uma freqüência $f = 100$ Hz e uma amplitude de oscilação $A = 25$ μm (GILARRANZ et al., 1998)..... 42
Figura 28 - Comparação entre os perfis de velocidade axial para as condições de sucção e expulsão durante a operação do atuador de jato sintético (GILARRANZ et al., 1998)..... 43
Figura 29 - Perfis de velocidade do jato sintético em diferentes fases $\hat{\psi}$ do sinal dirigido do atuador de jato sintético (SCHAEFFLER, 2003)..... 44
Figura 30 - Linhas de corrente para o atuador de orifício circular durante o ciclo de sucção e fase particular $\hat{\psi} = 320°$ do sinal dirigido do atuador (SCHAEFFLER, 2003)..... 45
Figura 31 - Quadros dos vetores de velocidade do escoamento cruzado num tempo médio em $\alpha = 20°$ e $\gamma = 45°$ (AMITAY & GLEZER, 2002)..... 46
Figura 32 - Vetores velocidade e algumas linhas de corrente secionais no caso de operação de um atuador com orifício circular (SCHAEFFLER, 2003)..... 47
Figura 33 - Perfis da componente de velocidade v na direção do escoamento oscilatório em diferentes freqüências nominais de oscilação (PES et al., 2002)..... 48
Figura 34 - Visualização do controle de escoamento proporcionado pela atuação de um jato sintético na separação do escoamento (RAO et al., 2000)..... 49
Figura 35 - Perfis de velocidade na formação do jato sintético no estágio de expulsão em $t/T = 0.25$ e $h = 0.51$ cm em várias freqüências (BARTON et al., 2001)..... 51
Figura 36 - Malha utilizada na simulação global da interação do escoamento cruzado com o escoamento produzido pelo atuador de jato sintético (NAE, 2002)..... 53

Figura 37 - Malha utilizada na simulação do escoamento na cavidade produzido pelo atuador de jato sintético (NAE, 2002)..... 54
Figura 38 - Esboços das linhas de corrente correspondentes ao escoamento principal para a) $\mathrm{Re}_\delta = 260$, b) $\mathrm{Re}_\delta = 1200$ e c) $\mathrm{Re}_\delta = 2600$ (MITTAL et al., 2001)..... 55
Figura 39 - Malha utilizada na simulação do escoamento produzido pelo atuador de jato sintético, com o domínio inteiro (a), e detalhes da cavidade (b) (PES et al., 2002)..... 56
Figura 40 - Desenvolvimento da camada limite ao longo de uma placa plana com gradiente de pressão nulo..... 59
Figura 41 - Separação do escoamento numa superfície curva devido a atuação do gradiente de pressão adverso a jusante do escoamento..... 60
Figura 42 - A camada limite ao longo de uma placa plana com um ângulo de incidência do escoamento zero (SCHLICHTING, 1979).... 62
Figura 43 - Distribuição de velocidade na camada limite ao longo de uma placa plana, em incidência zero, e em diferentes números de Reynolds (SCHLICHTING, 1979)..... 64
Figura 44 - Estagnação no plano do escoamento (SCHLICHTING, 1979)..... 65
Figura 45 - A componente de velocidade transversal na camada limite ao longo de uma placa plana (SCHLICHTING, 1979)..... 66
Figura 46 - Escoamento incidindo em uma cunha, na proximidade do bordo de ataque existe uma distribuição de velocidade potencial $\overline{U}(x) = Cx^m$ (SCHLICHTING, 1979)..... 75
Figura 47 - Desenvolvimento do fator de forma do escoamento para os dois escoamentos básicos usados nas simulações..... 78
Figura 48 - Ilustração do ciclo V utilizado (SOUZA, 2002)..... 88
Figura 49 - Efeito de se aplicar *n* vezes a eq. (142) definida para o processo de relaminarização (MEITZ, 1996)..... 91
Figura 50 - Efeito de se aplicar *n* vezes a eq. (144) definida para o processo de relaminarização (MEITZ, 1996)..... 92

Figura 51 - Domínio utilizado nas simulações do escoamento da camada limite sobre a superfície da placa plana e do aerofólio hipotético..... 98
Figura 52 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 11..... 99
Figura 53 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 13..... 100
Figura 54 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 15..... 101
Figura 55 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 17..... 101
Figura 56 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 19..... 102
Figura 57 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 11..... 103
Figura 58 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 13..... 103
Figura 59 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 15..... 104
Figura 60 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 17..... 105
Figura 61 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 19..... 105

Figura 62 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 11..... 106
Figura 63 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω= 13..... 107
Figura 64 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 15..... 107
Figura 65 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 17..... 108
Figura 66 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 19..... 109
Figura 67 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 11..... 109
Figura 68 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 13..... 110
Figura 69 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 15..... 111
Figura 70 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 17..... 111
Figura 71 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 19..... 112
Figura 72 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.09..... 113

Figura 73 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.135..... 114
Figura 74 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.225..... 114
Figura 75 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.09..... 115
Figura 76 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.135..... 116
Figura 77 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.225..... 116
Figura 78 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.09..... 117
Figura 79 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.135..... 118
Figura 80 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.225..... 118
Figura 81 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.09..... 119
Figura 82 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.135..... 120
Figura 83 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.225..... 120

Figura 84 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 11$ e $d = 0.09$..... 121
Figura 85 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 11$ e $d = 0.135$..... 122
Figura 86 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 11$ e $d = 0.225$..... 123
Figura 87 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.09$..... 123
Figura 88 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.135$..... 124
Figura 89 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.225$..... 125
Figura 90 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.09$..... 125
Figura 91 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.135$..... 126
Figura 92 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.225$..... 127
Figura 93 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.09$..... 127
Figura 94 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.135$..... 128

Figura 95 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.225$..... 129
Figura 96 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.09$..... 129
Figura 97 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.135$..... 130
Figura 98 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.225$..... 131
Figura 99 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 2$ e $\omega = 11$..... 132
Figura 100 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 2$ e $\omega = 13$..... 133
Figura 101 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 2$ e $\omega = 15$..... 134
Figura 102 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 2$ e $\omega = 17$..... 134
Figura 103 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 2$ e $\omega = 19$..... 135
Figura 104 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 3$ e $\omega = 11$..... 136
Figura 105 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para $A = 3$ e $\omega = 13$..... 136

Figura 106 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 15..... 137
Figura 107 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 17..... 138
Figura 108 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 19..... 138
Figura 109 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 11..... 139
Figura 110 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 13..... 140
Figura 111 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 15..... 140
Figura 112 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 17..... 141
Figura 113 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 19..... 142
Figura 114 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 11..... 142
Figura 115 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 13..... 143
Figura 116 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 15..... 144

Figura 117 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 17..... 144
Figura 118 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 19..... 145
Figura 119 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.09..... 146
Figura 120 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.135..... 147
Figura 121 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.225..... 147
Figura 122 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.09..... 148
Figura 123 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.135..... 149
Figura 124 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.225..... 149
Figura 125 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.09..... 150
Figura 126 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.135..... 151
Figura 127 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.225..... 151

Figura 128 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.09..... 152
Figura 129 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.135..... 153
Figura 130 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.225..... 153
Figura 131 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.09..... 154
Figura 132 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.135..... 155
Figura 133 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.225..... 156
Figura 134 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 13 e d = 0.09..... 156
Figura 135 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 13 e d = 0.135..... 157
Figura 136 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 13 e d = 0.225..... 158
Figura 137 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 15 e d = 0.09..... 158
Figura 138 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 15 e d = 0.135..... 159

Figura 139 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.225$..... 160
Figura 140 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.09$..... 160
Figura 141 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.135$..... 161
Figura 142 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.225$..... 162
Figura 143 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.09$..... 162
Figura 144 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.135$..... 163
Figura 145 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.225$..... 164
Figura 146 - Contornos de vorticidade para a camada limite sobre o aerofólio hipotético com $A = 3$, $\omega = 15$, $d = 0.09$..... 165
Figura 147 - Contornos de vorticidade para a camada limite sobre o aerofólio hipotético com $A = 3$, $\omega = 15$, $d = 0.135$..... 165
Figura 148 - Contornos de vorticidade para a camada limite sobre o aerofólio hipotético com $A = 2$, $\omega = 19$, $d = 0.225$..... 166
Figura 149 - Campo vetorial de velocidade para a camada limite sobre o aerofólio hipotético com $A = 2$, $\omega = 19$, $d = 0.225$..... 166

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Parâmetros relacionados a membrana do atuador de jato sintético para utilização nas simulações de operação do atuador (MALLINSON et al., 2003)..... 49

Tabela 2 - Detalhes das dimensões das malhas utilizadas nas simulações do jato sintético (PES et al., 2002)..... 55

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	- Computational Fluid Dynamic
DNS	- Direct Numerical Simulation
FAS	- Full Approximation Scheme
FW	- Full Weight
LSOR	- Line Successive Over Relaxation
NACA	- National Advisory Committee for Aeronautics
NPL	- National Physical Laboratories
PIV	- Particle Image Velocimetry
RANS	- Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	- Root Mean Square
SI	- Straight Injection
SOR	- Successive Over Relaxation

LISTA DE SÍMBOLOS

A	amplitude adimensional de oscilação do atuador de jato sintético
A	força axial paralela à corda do aerofólio, N
A'	força axial paralela à corda do aerofólio por unidade de comprimento, N
b	largura adimensional da fenda
C	constante de normalização da velocidade do escoamento potencial
C_A	coeficiente de força axial
C_{ad}^{n}	coeficiente de quantidade de movimento do jato na fase de admissão na iteração n
C_{ex}^{n}	coeficiente de quantidade de movimento do jato na fase de expulsão na iteração n
C_D	coeficiente de força de arrasto
C_L	coeficiente de força de sustentação
C_M	coeficiente de momento
C_N	coeficiente de força normal
C_p	coeficiente de pressão
$C_{\phi_{12}}$	coeficiente de quantidade de movimento do jato num ciclo completo
C_μ	coeficiente de quantidade de movimento da velocidade do escoamento externo
$\hat{C}_\mu$	coeficiente de quantidade de movimento da velocidade adimensional do jato
c	corda do aerofólio, m
c_f	coeficiente de atrito
c_M	coeficiente de momento de arfagem
c_N	coeficiente de momento de guinada
c_R	coeficiente de momento de rolamento

c_Y	coeficiente de força lateral
$\hat{c}_\mu$	coeficiente de quantidade de movimento do escoamento do atuador de jato sintético
D	força de arrasto, N
D_f	arrasto de fricção, N
D_p	arrasto de pressão, N
d	comprimento de fenda adimensional
d_c	diâmetro da cavidade, m
d_o	diâmetro do orifício, m
$\bar{d}$	comprimento de fenda, m
F^+	freqüência adimensional
f	freqüência nominal de atuação, Hz
$\hat{f}$	freqüência adimensional do atuador de jato sintético
f_m	freqüência nominal de excitação do atuador, Hz
$\hat{f}(x)$	função adimensional de distribuição espacial
$f(\eta)$	função de escoamento da variável do fator de escala e da coordenada espacial
g	termo fonte da equação de Poisson
$g(x)$	fator de escala para a coordenada espacial y
H	extensão do domínio na direção do escoamento, m
H	altura da cavidade do atuador de jato sintético, m
H_m	altura adimensional da malha global
H_y	dimensão do domínio da malha na direção y, m
H_{12}	fator de forma
h	altura da fenda do atuador de jato sintético, m
h_c	altura da cavidade, m
h_o	altura do orifício, m
$\bar{I}_j$	quantidade de movimento adimensional do jato por unidade de comprimento
k	constante de normalização da velocidade adimensional do escoamento potencial
L	força de sustentação, N

L_o	alcance do fluido pulsado do bocal no estágio de exaustão, m
L_p	comprimento da placa plana, m
L_r	dimensão linear de referência, m
$\overline{L}_r$	dimensão linear de referência, m
L_{ref}	comprimento adimensional de referência
L_x	dimensão do domínio da malha na direção *x*, m
M	momento aerodinâmico resultante, N.m
M_A	momento de arfagem, N.m
M_{BA}	momento em relação ao bordo de ataque, N.m
M_G	momento de guinada, N.m
M_R	momento de rolamento, N.m
M_{uA}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *u* através da superfície *A*, Kg.mm^2/s
M_{uB}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *u* através da superfície *B*, Kg.mm^2/s
M_{uC}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *u* através da superfície *C*, Kg.mm^2/s
M_{vA}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *v* através da superfície *A*, Kg.mm^2/s
M_{vB}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *v* através da superfície *B*, Kg.mm^2/s
M_{vC}	fluxo de quantidade de movimento em relação a componente *v* através da superfície *C*, Kg.mm^2/s
m	constante de normalização do parâmetro adimensional $\hat{\beta}$
N	força normal perpendicular à corda do aerofólio, N
N'	força normal à corda do aerofólio por unidade de comprimento, N/m
P_D	pressão dinâmica, Pa
P_S	pressão estática, Pa
P_T	pressão total, Pa
p	pressão superficial, Pa
p_l	pressão superficial na parte inferior do aerofólio, Pa
p_u	pressão superficial na parte superior do aerofólio, Pa
q_∞	pressão dinâmica no escoamento livre, kg.m/s^2

R	força aerodinâmica resultante, N
Re	número de Reynolds
Re_c	número de Reynolds local referente à corda do aerofólio
Re_{crit}	número de Reynolds crítico
Re_δ	número de Reynolds local referente à espessura da camada limite
S	ponto de separação
S	área superficial do aerofólio, m^2
St	número de Stokes
s	variável curvilínea ao longo da superfície de um corpo arbitrário
s_l	variável curvilínea ao longo da superfície inferior do aerofólio, m
s_u	variável curvilínea ao longo da superfície superior do aerofólio, m
T	período de movimento do diafragma, s^{-1}
$\hat{T}$	período adimensional de oscilação
t	tempo normalizado adimensional
$\hat{t}$	tempo adimensional
$\bar{t}$	tempo, s
U	velocidade do escoamento externo a camada limite, m/s
U'	velocidade adimensional do escoamento externo a camada limite
U_b	velocidade normalizada adimensional do escoamento invíscido
U_c	velocidade média máxima na linha central do jato, m/s
U_0	velocidade do escoamento cruzado externo, m/s
U_∞	velocidade do escoamento livre, m/s
$\overline{U}(\overline{x})$	velocidade adimensional do escoamento potencial
$\overline{U}_\infty$	velocidade do escoamento livre, m/s
u	componente de velocidade normalizada adimensional na direção x
u_j	velocidade média numa fase no plano de saída do jato, m/s
$\hat{u}$	componente de velocidade adimensional na direção x
$\hat{u}_j$	velocidade normalizada do escoamento oscilatório
u'	velocidade adimensional na direção do escoamento
u'_c	raiz quadrada média da velocidade máxima na linha central do jato, m/s
$\overline{u}$	componente longitudinal na direção x do campo de velocidade, m/s
V	velocidade do escoamento exterior a camada limite, m/s

V_b	velocidade resultante normalizada adimensional do escoamento externo
V_j	velocidade normalizada adimensional do jato
V_k	termo fonte da equação de Poisson
V_∞	velocidade do escoamento livre, m/s
v	componente de velocidade normalizada adimensional na direção y
$\hat{v}$	componente de velocidade adimensional na direção y
v'	velocidade adimensional na direção perpendicular ao escoamento
v''	velocidade normalizada adimensional na direção y
$\bar{v}$	componente transversal na direção y do campo de velocidade, m/s
X	distância adimensional na direção x
x	coordenada espacial normalizada adimensional na direção x
x_1	coordenada espacial na seção arbitrária 1 na direção x, m
x_2	coordenada espacial na seção arbitrária 2 na direção x, m
$\hat{x}$	coordenada espacial adimensional na direção x
x'	coordenada espacial adimensional na direção longitudinal ao escoamento
$\bar{x}$	coordenada espacial na direção x, m
Y	força lateral, N
Y	distância adimensional na direção y
Y^+	função adimensional de distribuição espacial na direção axial
y	coordenada espacial normalizada adimensional na direção y
$\hat{y}$	coordenada espacial adimensional na direção y
y'	coordenada espacial adimensional na direção axial ao escoamento
y''	coordenada espacial normalizada adimensional na direção y
$\bar{y}$	coordenada espacial na direção y, m
α	ângulo de ataque, graus
$\dot{\alpha}$	vetor de número de onda
$\hat{\alpha}$	parâmetro adimensional para a derivada do fator de escala g
α_r	parte real do número longitudinal
β	ângulo de guinada, graus
β	fator de restrição na função de Falkner-Skan
β	número de onda transversal
$\hat{\beta}$	parâmetro adimensional para o fator de escala g

Δ_m	deflexão máxima da membrana do atuador, μm
ΔX_{min}	distância entre pontos da malha na direção *x*
ΔY_{min}	distância entre pontos da malha na direção *y*
Δt	passo de tempo no processo de iteração numérica
δ	espessura da camada limite, m
$\bar{\delta}$	espessura da camada limite adimensional
ε	parâmetro adimensional da região de sucção e sopro
ϕ_1	função de normalização da velocidade do jato na expulsão
ϕ_2	função de normalização da velocidade do jato na sucção
Γ	circulação, m^2/s
γ	ângulo entre a linha de centro do jato e a direção do escoamento livre, graus
η	variável que relaciona a coordenada espacial *y* e seu fator de escala *g*
ν	viscosidade cinemática do fluido, m^2/s
$\bar{\nu}$	viscosidade cinemática do fluido, m^2/s
θ	variação angular da tensão de cisalhamento e pressão superficial, rad
ρ	massa específica do ar, Kg/m^3
ρ_j	massa específica do ar no jato oscilatório, Kg/m^3
ρ_0	massa específica do ar no escoamento cruzado externo, Kg/m^3
τ	tensão de cisalhamento, Pa
τ	metade do período de oscilação do diafragma, s^{-1}
τ_l	tensão de cisalhamento na superfície inferior do aerofólio, Pa
τ_u	tensão de cisalhamento na superfície superior do aerofólio, Pa
Ω	vorticidade adimensional na direção do escoamento
$\hat{\Omega}_z$	componente de vorticidade adimensional na direção *z*
ω	freqüência adimensional de oscilação do atuador de jato sintético
ω_z	componente de vorticidade na direção do escoamento, m^2/s
$\bar{\omega}$	freqüência de oscilação do atuador de jato sintético, Hz
ξ	fator de escala adimensional para a coordenada espacial na direção *x*
$\psi(x,y)$	função corrente do escoamento bidimensional
$\hat{\psi}$	fase do sinal dirigido do atuador, graus

SUMÁRIO

RESUMO..... i
ABSTRACT..... ii
LISTA DE FIGURAS..... iii
LISTA DE TABELAS..... xvii
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS..... xviii
LISTA DE SÍMBOLOS..... xix
SUMÁRIO..... xxv
1 INTRODUÇÃO..... 1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA..... 5
2.1 Introdução..... 5
2.1.1 Evolução dos sistemas de controle de escoamento……..... 5
2.1.2 A utilização dos meios ativos de controle de escoamento..... 8
2.2 Descrição do mecanismo de atuação do jato sintético..... 13
2.2.1 Modo de operação do atuador de jato sintético..... 13
2.3 Estudo e desenvolvimento dos jatos sintéticos..... 16
2.3.1 Influência das configurações de operação na utilização do atuador de jato sintético..... 16
2.3.2 Coeficiente de quantidade de movimento do jato sintético…..... 20
2.3.3 Estágios de admissão e de expulsão do atuador de jato sintético..... 25
2.3.4 Influência das características geométricas do atuador de jato sintético no escoamento..... 28
2.3.5 Influência da variação da amplitude de oscilação do atuador de jato sintético..... 37
2.3.6 Estudos das freqüências utilizadas na atuação do jato sintético..... 38
2.3.7 Configurações de malhas utilizadas para simulação do jato sintético..... 52

3 REVISÃO TEÓRICA..... 57
3.1 Conceitos fundamentais sobre a camada limite..... 57
3.2 A camada limite ao longo de uma placa plana e a equação de Blasius..... 61
3.3 Dependência das características de uma camada limite do número de Reynolds..... 66
3.4 Soluções similares das equações da camada limite e a equação de Falkner-Skan..... 69
4 **PROCEDIMENTO NUMÉRICO**..... 76
4.1 Variáveis adotadas para as equações nas simulações numéricas..... 76
4.2 Derivadas temporais..... 79
4.3 Derivadas espaciais..... 80
4.3.1 Cálculo da primeira derivada..... 80
4.3.2 Cálculo da segunda derivada..... 82
4.4 Equação de Poisson..... 83
4.5 Relaminarização do escoamento na entrada..... 88
4.6 Relaminarização do escoamento na saída..... 89
4.7 Componentes de vorticidade na parede..... 92
4.8 Condição de contorno longe da parede..... 94
4.9 Filtragem especial..... 95
5 RESULTADOS E ANÁLISES..... 97
5.1 Introdução..... 97
5.2 Resultados das simulações do escoamento sobre a placa plana..... 99
5.2.1 Análise do comprimento da fenda nas simulações da camada limite sobre a placa plana..... 99
5.2.2 Análise da freqüência adimensional nas simulações da camada limite sobre a placa plana..... 112
5.2.3 Análise da amplitude nas simulações da camada limite sobre a placa plana..... 121
5.3 Resultados das simulações do escoamento sobre o aerofólio hipotético..... 132
5.3.1 Análise do comprimento da fenda nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético..... 132
5.3.2 Análise da freqüência adimensional nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético..... 145

5.3.3 Análise da amplitude nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético..... 154
5.4 Visualização dos contornos de vorticidade 165
6 CONCLUSÕES..... 167
6.1 Conclusões sobre o presente trabalho..... 167
6.2 Sugestões para futuros trabalhos..... 172
7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS..... 176

1) INTRODUÇÃO

Através de controle ativo de escoamento, utilizando-se atuadores de jato sintético, vários experimentos, como nos trabalhos do AMITAY & GLEZER (1999) e do SEIFERT & PACK (1998), têm demonstrado que se pode atrasar a separação da camada limite no escoamento em aerofólios. Outros estudos, como o trabalho do LORKOWSKI et al. (1997), mostraram a utilização dos atuadores de jato sintético no controle da transição da camada limite. Estes tipos de experimentos podem ser realizados em túneis de vento. O desenvolvimento de jatos com fluxo de massa líquido zero é o resultado de várias investigações que empregaram várias técnicas experimentais e métodos computacionais. Ambos os métodos, experimental e computacional, são empregados numa maneira complementar. Os dados experimentais fornecem não só a base física para o estudo, mas também suprem uma base de dados, através da qual os dados computacionais podem ser testados. O modelo computacional validado pode ser usado para examinar detalhes do escoamento que são mais difíceis de se obter experimentalmente, como por exemplo, o campo de velocidade no escoamento da esteira.

No estudo das influências dos atuadores de jato sintético sobre o escoamento na camada limite, em muitos trabalhos realizados, é de particular interesse o posicionamento destes atuadores ao longo da superfície do aerofólio. Em outros trabalhos, o caso de um escoamento de jato sintético gerado usando um orifício circular ou retangular é investigado. Além disso, em vários estudos, o efeito da freqüência adimensional de atuação e das dimensões do atuador nos coeficientes de arrasto e sustentação é investigado em diferentes ângulos de ataque. São investigadas ainda, as influências da posição dos atuadores no recolamento do escoamento separado, conforme os atuadores possam ser colocados mais próximos do ponto de separação.

Tais atuadores são investigados em muitos estudos, para controle de escoamento em várias configurações e os resultados são muito promissores. Vários estudos numéricos para a simulação de atuadores de jato sintético usando análise Dinâmica dos Fluidos Computacional (do inglês CFD) foram executados para avaliar os efeitos das características operacionais deles. A simulação numérica de tais dispositivos é uma tentativa desafiadora do ponto de vista teórico e em termos de poder computacional. Considerando que alguns experimentos ainda são muito difíceis de se idealizar, CFD é até agora a ferramenta de análise principal para o problema de controle de escoamento usando atuadores de jato sintético.

Manipulação ativa de escoamentos separados sobre superfícies de sustentação em moderados e altos ângulos de ataque para alcançar um completo ou parcial recolamento de escoamento, com o objetivo de melhorar o desempenho aerodinâmico e estender o envelope de vôo, têm sido o foco de várias investigações desde os primeiros anos da década de oitenta. Recolamento tipo Coanda normalmente é efetuado explorando a receptividade da camada cisalhada separada para uma excitação externa, que afeta a evolução das estruturas de vórtices posteriores e as interações delas com a camada de escoamento. Esquemas de controle ativo de escoamento que contam com a instabilidade da camada cisalhada separada são demonstrados em várias investigações de escoamento separado nos trabalhos do HSIAO et al. (1990) e do WILLIAMS et al. (1991).

Durante a operação do atuador de jato sintético, numa certa faixa de ângulos de ataque e freqüências de oscilação, o escoamento separado aleatório pode tornar-se periódico, associado com uma significativa melhora do coeficiente de sustentação. Este resultado abre uma possibilidade promissora para condição de vôo em ângulo de ataque muito mais alto. O mesmo controle local também conduz, em algumas situações, para uma redução do arrasto aerodinâmico. Em uma parte do aerofólio a flutuação de pressão é suprimida, o que se torna em fator benéfico para controle de escoamento em instabilidade do escoamento. Os mecanismos físicos responsáveis pelo controle de escoamento, que são observados nos dados numéricos, são explorados em termos da análise de parâmetros que proporcionam o melhor desempenho, como também da análise da dinâmica dos vórtices originados a jusante do ponto de introdução do escoamento oscilatório.

A realização deste trabalho tem como objetivo fundamental estudar os efeitos dos atuadores de jato sintético no atraso da separação da camada limite. O controle de escoamento deve ser analisado distintamente para diferentes freqüências de atuação, e a influência pela disparidade da escala de tempo característica da atuação será verificada. A verificação da efetividade da manutenção de controle das freqüências dos atuadores, e suas conseqüências, devem ser analisadas neste estudo, assim como a influência sobre o escoamento resultante da interação de um escoamento oscilatório com um escoamento cruzado externo, acima da superfície do aerofólio.

Este trabalho utiliza uma Simulação Numérica Direta (DNS) para resolver as equações de Navier-Stokes em regime de escoamento incompressível, escritas na formulação vorticidade-velocidade, no escoamento sobre um aerofólio hipotético em altos ângulos de ataque. Desta forma procuramos mostrar que o escoamento instável e separado pode ser controlado efetivamente através de um processo periódico de sucção e injeção de fluido na camada limite. Este escoamento oscilatório instável pode adaptar a evolução da camada de fluido separada, promovendo a formação de uma sucessão de vórtices que interage com os vórtices do bordo de fuga numa maneira favorável e assim altera o campo de escoamento global. As derivadas espaciais são discretizadas com um esquema de diferença finita compacta de sexta ordem. A equação de Poisson para a componente de velocidade normal é resolvida por um Método de Sobre-Relaxação Sucessiva em Linha e usa um Esquema de Aproximação Completa (FAS) “multigrid” para acelerar a convergência.

No presente trabalho é feita uma avaliação de outros trabalhos realizados com atuadores de jato sintético, para determinar-se quais processos de controle de escoamento ativo podem ser mais efetivos. Desta forma, a viabilidade da utilização de um processo oscilatório de escoamento com características semelhantes àquelas produzidas por um atuador com um disco piezo-elétrico é avaliada. Após esta avaliação, foi adotado um método numérico que simula os efeitos produzidos pelo jato sintético numa camada limite sobre uma placa plana, e numa segunda etapa, simulações da atuação numa camada limite sobre um aerofólio hipotético. Nas simulações do escoamento da camada limite sobre a placa plana é utilizado o perfil de Blasius para simulação do escoamento cruzado externo, e nas simulações do escoamento sobre o

aerofólio hipotético é utilizado o perfil de Falkner-Skan como escoamento externo sobre a superfície do aerofólio.

No início deste trabalho é apresentada uma descrição dos primeiros trabalhos realizados com atuadores de jato sintético, assim como a evolução deste dispositivo de controle ativo de escoamento e suas vantagens em relação a outras técnicas de controle. O procedimento numérico utilizado nas simulações é apresentado, com todas as equações e variáveis adimensionais utilizadas. Em outro capítulo são apresentados os resultados das simulações numéricas, sendo avaliados os efeitos produzidos pelo jato sintético na camada limite com a variação de três parâmetros característicos do atuador. Estes parâmetros, avaliados nas simulações numéricas, são o comprimento da fenda, a freqüência de atuação do escoamento produzido pelo atuador de jato sintético e a amplitude de oscilação deste escoamento introduzido na camada limite. No capítulo seguinte é apresentada uma conclusão em relação aos efeitos obtidos com o uso deste controle de escoamento ativo na camada limite. A seguir são listados os principais objetivos deste trabalho:

i) Estudo da influência de controle ativo de escoamento através de um jato sintético no atraso da separação da camada limite num escoamento ao longo da superfície de uma placa plana e de um aerofólio hipotético.

ii) Estudo da influência da variação do comprimento da fenda dos atuadores de jato sintético no atraso da separação da camada limite no escoamento sobre uma placa plana e sobre um aerofólio hipotético.

iii) Avaliação da efetividade de controle dos atuadores de jato sintético, em uma ampla faixa de amplitudes de oscilação, durante os ciclos de sucção e exaustão do dispositivo de controle ativo de escoamento.

iv) Estudo da influência da freqüência de excitação de um escoamento oscilatório produzido por um atuador de jato sintético, no atraso da separação da camada limite sobre uma placa plana e sobre um aerofólio hipotético, numa ampla faixa de freqüências possíveis de utilização ao longo do escoamento resultante.

2) REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1) INTRODUÇÃO

2.1.1) Evolução dos sistemas de controle de escoamento

Vários estudos, SEIFERT & PACK (1998), AMITAY & GLEZER (1999) e RAVINDRAN (1999), demonstram que controle de escoamento pode ser utilizado para atrasar a separação da camada limite. Este controle pode ser realizado por meio de sistemas de controle passivos, como utilização do gradiente de pressão e modelagem da superfície; ou ativos como superfícies com sucção e transferência de calor sobre a superfície. Trabalhos experimentais têm sido realizados para demonstrar e avaliar estas técnicas de redução de arrasto com maiores possibilidades de influenciar, por exemplo, o projeto de uma aeronave. Os meios passivos são as formas de atuação que não podem ser acionadas e interrompidas de acordo com o escoamento; já os meios ativos podem ser acionados em qualquer momento no escoamento a ser modificado.

Outros estudos, como o do BRADFORD et al. (1996), apresentam diversas propostas para redução de arrasto de atrito em aerofólios de aeronaves, desenvolvendo extensas regiões de escoamento laminar, processos para tornar laminar regiões de escoamento turbulento, e modificações nas características turbulentas do escoamento próximo à superfície. Em geral, estas tentativas de controle do escoamento dependem de modificações nas condições limites das superfícies. Entre estas modificações estão variações nas curvaturas da superfície nas direções longitudinal e transversal; na natureza da superfície, como rugosidade, por exemplo; e na transferência de calor e massa através da superfície. Técnicas de controle, como apresentadas no trabalho do CAMPBELL (1992), avaliam o uso de aerofólios com pequena espessura na região da

separação da camada limite para diminuir a ampla estrutura de vórtices do escoamento na esteira.

Dadas as condições do escoamento numa camada limite, o meio de controle passivo sempre atua da mesma forma. O melhor desempenho aerodinâmico que pode evitar a separação de escoamento nas superfícies dos aerofólios, tem sido tradicionalmente executado por projeto aerodinâmico apropriado da seção do aerofólio. De qualquer forma, quando o projeto de uma asa é direcionado por restrições não aerodinâmicas, como por exemplo, discrição em vôo militar, o desempenho para a forma do aerofólio não convencional resultante pode ser severamente diminuído. Neste caso, um dos meios de controle de escoamento, ativo ou passivo, é necessário para manter desempenho aerodinâmico por todo o envelope de vôo normal.

Dentro das técnicas de controle passivo, uma das possibilidades verificadas é o ajuste do gradiente de pressão pela moldagem de forma. Escoamento laminar em um corpo assimétrico bidimensional pode ser alcançado pelo projeto de uma geometria tal que exista extensas regiões com gradientes de pressão favoráveis. Esta técnica é freqüentemente referida como controle de escoamento laminar natural, e pode ser implementada em um aerofólio ou um corpo de revolução pela indução do ponto de máxima espessura tão distante quanto possível em direção ao bordo de fuga.

O desempenho do controle de escoamento laminar natural e do método de cálculo para determinar os parâmetros geométricos depende de outros fatores além do gradiente de pressão. Entre estes fatores inclui-se rugosidade superficial, ondulação da superfície e turbulência no escoamento livre, os quais influenciam a transição. A influência negativa destes fatores pode geralmente ser minimizada por um projeto detalhado com a manutenção das rugosidades e ondulações da superfície abaixo do limite permitido. Técnicas incluindo dispositivos de dispersão de turbilhões e modificações nas superfícies, também são consideradas no estudo do TSINOBER (1990). Exemplos deste tipo de atuação em escoamentos são as fendas longitudinais superficiais, rugosidade superficial diminuída, e outros meios no mesmo sentido de atuação.

Existe também a possibilidade da utilização de métodos interativos, os quais não se tratam apenas de formas de atuação nas características do escoamento que geram o arrasto de atrito, mas sugerem também a discussão da quantidade de energia empregada nos meios interativos de redução do arrasto. De acordo com POPE & RAE (1984) os meios interativos se ajustam às características do escoamento e, teoricamente, podem até atuar no escoamento antecipando suas variações previstas. Este método pode ser visto no caso de redução de arrasto de atrito por meio de superfícies adaptativas. Neste sistema as superfícies em contato com o escoamento se ajustam de acordo com as características do escoamento, principalmente aos gradientes de pressão estática que agem na camada limite. Desta forma pode-se atrasar muito a transição desta camada limite no escoamento sobre uma superfície.

Embora dispositivos de controle passivo, por exemplo, geradores de vórtices, tenham comprovado ser totalmente efetivos no atraso da separação de escoamento, sob algumas condições, eles não permitem controle proporcional e introduzem uma penalidade de arrasto enquanto não ocorre a separação do escoamento. Em contraste, controle ativo permite ajustar simultaneamente o receptor de controle com determinadas instabilidades do escoamento, que são associadas com a separação do escoamento. Dessa forma, o controle ativo do escoamento pode possibilitar um controle intermitente durante a atuação do dispositivo.

Um tipo de método de controle ativo utiliza sucção através de superfícies entalhadas ou perfuradas, onde se considera o uso de sucção da camada limite para manter um escoamento laminar, e em outros casos para transformar um escoamento turbulento em um escoamento laminar. Segundo ROTH et al. (1998), podem ser utilizados métodos com superfície de transferência de calor, executando transferência de calor na região da superfície próxima da camada limite. Esta técnica é aplicável principalmente para escoamentos líquidos, mas pode se mostrar importante para aeronaves de alta velocidade (número de Mach acima de 2) com resfriamento da superfície próxima da camada limite.

SEIFERT & PACK (1998) mostram a efetividade do controle de escoamento para aerofólios. BUSHNELL (1996) realizou estudos sobre sucção em diferentes pontos da superfície de um aerofólio para avaliar o atraso da transição na camada limite. Em

outros estudos foram empregados jatos na ponta da asa para obter aumento de sustentação. Sucção em superfícies tem sido estudada para avaliar mudanças na sustentação e no arrasto em aeronaves.

Tanto controle passivo quanto controle ativo requerem métodos confiáveis de predição da separação da camada limite. Deve ser considerado também o levantamento de sua sensibilidade para vários parâmetros de controle. Entre estes parâmetros citamos: número de Mach, gradiente de pressão, temperatura superficial, ângulo de ataque, transferência de massa na superfície, enflechamento, geometria da curvatura, rotação do corpo, química do escoamento e aspereza superficial, ou algo que altere as propriedades do meio do escoamento. Perturbações externas na forma de vórtices no escoamento livre, perturbações associadas com partículas, rugosidade superficial e vibrações são introduzidas na camada limite através de processos viscosos, influenciando o processo de desenvolvimento da camada limite e sua separação.

Diversos métodos de controle de separação foram executados pela manipulação da camada separada e instável, e livre de cisalhamento, conduzindo para um completo ou parcial recolamento do escoamento separado. Excitação acústica externa para controle de separação em um aerofólio foi investigada por AHUJA & BURRIN (1984) e ZAMAN et al. (1987), os quais exploraram a ressonância acústica na seção de testes de um túnel de vento para induzir perturbações na velocidade do escoamento, numa direção perpendicular ao escoamento. ZAMAN et al. (1987) observaram que a introdução de perturbações na velocidade do escoamento, perpendicular e oscilatória, por outros meios pode ser mais viável para excitação de escoamentos separados em aerofólios.

2.1.2) A utilização dos meios ativos de controle de escoamento

Excitação acústica interna para controle de separação foi investigada por HUANG et al. (1987) e HSIAO et al. (1990), os quais usaram uma cavidade direcionada acusticamente dentro de um aerofólio para excitar a camada limite através de um pequeno orifício retangular localizado próximo do bordo de ataque do aerofólio. Ambos

os estudos utilizaram um nível sonoro de pressão sobre o orifício para calibrar o receptor de controle. Enquanto que o trabalho de HUANG et al. (1987) foi limitado para a freqüência de vibração do aerofólio (com um dimensionamento para a freqüência de cerca de $f \cong 110$ Hz), HSIAO et al. (1990) investigaram uma ampla faixa de atuação de freqüências até $f \cong 5000$ Hz. No trabalho do HSIAO et al. (1990), eles conseguiram um incremento de 40% no coeficiente de sustentação em ângulos de ataque pós-estol.

Aproximação semelhante para a acoplagem da excitação interna com as instabilidades predominantes da camada cisalhada separada também foram empregadas nos experimentos de WYGNANSKI & SEIFERT (1994). Estes autores usaram a injeção de um jato oscilatório sobre vários modelos de aerofólios para alcançar vários graus de controle de separação, empregando freqüências de atuação adimensionais $St \approx O(1)$. Em vez de St ($St = fd_o / u_j$), estes autores escolheram denotar a freqüência de atuação adimensional como F^+ ($F^+ = fH / U_0$). No trabalho deles a escala de comprimento característico, *x*, é a extensão na direção do escoamento no domínio do escoamento separado.

Várias investigações têm demonstrado o controle de separação de escoamento sobre corpos rombudos utilizando jatos sintéticos, com fluxo de massa líquido nulo. O trabalho de AMITAY et al. (1997) é parte de uma série de estudos relatados que exploraram a utilização de controle de escoamento através de jato sintético para a modificação das características de arrasto e sustentação de corpos rombudos. MADDALON et al. (1989) investigou a efetividade da utilização de sucção no bordo de ataque de um aerofólio para atraso da transição da camada limite.

A contribuição atual concentra-se no aperfeiçoamento do desempenho aerodinâmico de formas de aerofólios não convencionais, nos quais estes projetos enfatizam objetivos de otimização nos custos de veículos aerodinâmicos. Em diversos estudos, tentativas de controle ativo empregaram uma variedade de técnicas incluindo excitação acústica interna e externa, lapelas ou fitas vibrantes, e sucção fixa e oscilatória. BREMHORST & HOLLIS (1990) realizaram um estudo com controle de escoamento sendo executado através da utilização de jatos fixos e pulsados. No trabalho do HASSAN & JANAKIRAM (1997), superfícies com sopro e sucção foram utilizadas

para variar rapidamente a sustentação e o arrasto numa aeronave com asas rotativas. Em um outro trabalho experimental SEIFERT et al. (1993) investigaram sucção e sopro oscilatórios em um aerofólio simétrico para aumentar a sustentação em pós-estol. Eles mostraram que pela introdução de um jato oscilatório próximo ao bordo de ataque, tangencialmente a superfície de um aerofólio NACA 0015, um significativo aumento na sustentação foi obtido com um fornecimento relativamente baixo de quantidade de movimento para camada limite ($C_\mu \cong 10^{-3}$). Eles observaram também um recolamento do escoamento e eliminação da grande região na esteira acima da região recolada.

O jato sintético surgiu como um dos mais úteis dispositivos de controle de escoamento ativo, com uma aplicação potencial em várias técnicas de controle de escoamento. Algumas destas técnicas são vistas em trabalhos que incluem controle de transição em LORKOWSKI et al. (1997), atraso de separação em SINHA & PAL (1993), controle de vórtice efetivo em ROOS (1997), propulsão vetorial de motores a jato em SMITH et al. (1997), aprimoramento de mistura para controle ativo de separação em DAVIS et al. (1999) e turbulência em camadas limites em CROOK et al. (1999). Atualmente de todos os atuadores de controle de escoamento ativos sendo estudados, a maior parte destes estudos estão direcionados para o atuador de jato sintético.

A formação e a evolução dos jatos sintéticos são descritas em detalhes no trabalho de SMITH & GLEZER (1997). Estes jatos são escoamentos turbulentos formados em um orifício de uma superfície, com uma pequena cavidade, pelo movimento periódico de um diafragma nesta cavidade da superfície. Embora jatos sintéticos tenham fluxo de massa líquido nulo, eles transferem quantidade de movimento ao fluido ambiente. No trabalho do WU et al. (1997), uma sucção e sopro periódicos, normal à superfície, foram utilizados em 2.5% da corda em relação ao bordo de ataque de um aerofólio NACA 0012. Eles mostraram que a sustentação aumentou em ângulos de ataque entre 18° e 35°. Eles usaram o método RANS, Navier-Stokes em Reynolds Médio, com o modelo de turbulência algébrico Baldwin-Lomax.

A utilidade destes dispositivos controlando o escoamento tem sido demonstrada na maior parte dos casos, apenas em estruturas de laboratórios, e vários experimentos

precisam ser direcionados para transferência desta tecnologia em aplicações práticas. O desempenho de um atuador de jato sintético depende de vários parâmetros geométricos, estruturais e de escoamento; e existe uma pequena compreensão de como este desempenho é modificado de acordo com estes parâmetros.

SMITH et al. (1998) demonstram a utilidade dos atuadores de jato sintético para a supressão de separação em um aerofólio não convencional, em moderados números de Reynolds (Re até 10^6), resultando em um aumento surpreendente da sustentação e diminuição do arrasto de pressão. Naquele trabalho os jatos são operados em freqüências adimensionais que são uma ordem de magnitude mais alta que a freqüência natural de vibração do aerofólio ($St \approx O(10)$). Devido ao fato dos atuadores possuírem fluxo de massa líquido nulo por natureza, a interação destes atuadores com o escoamento cruzado conduz a uma modificação local aparente da forma da superfície sob o escoamento.

Segundo o trabalho de SMITH et al. (1998), um recolamento completo ou parcial, incluindo a formação controlada de uma bolha de separação fechada, pode ser controlado pela localização da direção do escoamento e a intensidade dos jatos. A excitação é efetiva sobre uma ampla região na direção do escoamento que se estende bem a montante de onde o escoamento separa-se na ausência de atuação, e até mesmo a jusante do ponto de estagnação precedente no lado de pressão do aerofólio. Além disso, o trabalho de AMITAY & GLEZER (1999) mostra que enquanto a circulação do escoamento recolado (quando a atuação é aplicada em $St \approx O(10)$) é nominalmente invariável no tempo, a cadência de estruturas de vórtices organizadas, quando a atuação é aplicada em $St \approx O(1)$, conduz a variações periódicas no tempo da circulação, e então da sustentação.

No trabalho do AMITAY & GLEZER (2002), os mecanismos associados com o processo de recolamento controlado de escoamento sobre um aerofólio são demonstrados em uma sucessão de imagens de visualização de fumaça na Figura 1(a-f). O escoamento separado, na ausência de controle, é mostrado como referência na Figura 1(a). A fumaça é injetada numa lâmina na extensão do centro e é iluminada usando um laser pulsado. Depois que o controle é ativado, em $\hat{t} = 8$ ($\hat{t} = tU_\infty / c$), Figura 1(b), um

vórtice com uma vorticidade negativa, que está associado com a seqüência da vorticidade restrita do escoamento separado, é formado próximo ao bordo de ataque. Em $\hat{t} = 18$ da Figura 1(c), este vórtice cresce em tamanho e está passando a jusante. Observa-se o início da formação de um segundo vórtice com uma vorticidade negativa próximo ao bordo de ataque. Conforme o progresso do tempo, estes dois vórtices continuam a se deslocar para o bordo de fuga enquanto aumentam de tamanho.

Até que o primeiro vórtice alcance o bordo de fuga seu tamanho é mais que a metade da corda do aerofólio, como visto na Figura 1(d). Em $\hat{t} = 33$, Figura 1(e), um terceiro vórtice é formado, porém, este vórtice permanece perto da superfície do aerofólio e não aumenta de tamanho como os dois primeiros vórtices. Acompanhando as variações em $\hat{t} = 125$ da Figura 1(f), o escoamento está completamente recolado à superfície do aerofólio e não há evidência de estruturas de vórtices. Observa-se que os vórtices com uma vorticidade positiva que contribuem para o estabelecimento de uma sustentação positiva não estão presentes nestas imagens de visualização de escoamento, porque eles são expelidos para o bordo de fuga fora da área usada para a visualização do escoamento.

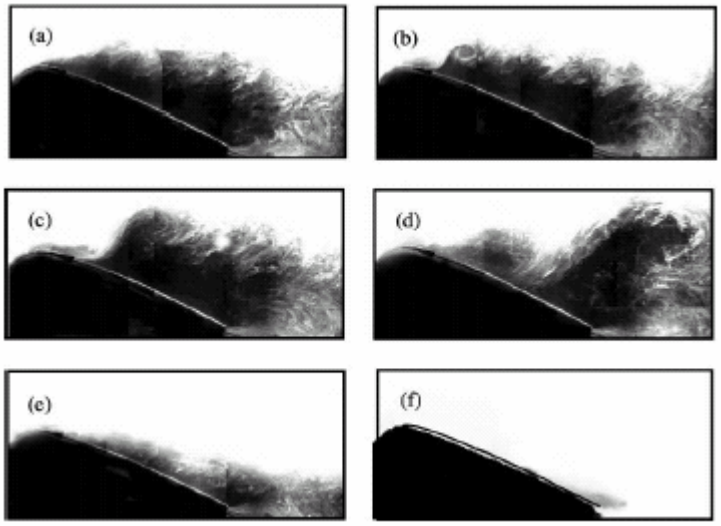

Figura 1 - Processo de recolamento controlado do escoamento sobre um aerofólio num ângulo de ataque $\alpha = 17.5°$ e $\gamma = 60°$ (AMITAY & GLEZER, 2002).

A sensibilidade do escoamento recolado e a sustentação restabelecida, para uma determinada freqüência de excitação também é demonstrada na simulação numérica do

DONOVAN et al. (1998) que investiga recolamento de escoamento em cima de um aerofólio NACA 0012 usando uma injeção com fluxo de massa nulo num período harmônico em $St \approx 1$. Estas simulações mostram um aumento de 20% na sustentação pós-estol em $\alpha = 22°$. Porém, o recolamento foi semelhante ao efeito tipo Coanda onde a camada cisalhada forçada inclinou-se para a superfície do aerofólio, e a seqüência de vórtices periódicos no tempo, na superfície superior do aerofólio, conduziu a 20% de oscilações no coeficiente de sustentação C_L do aerofólio.

De maneira semelhante, as mais recentes simulações numéricas de WU et al. (1998) reafirmam que um escoamento separado pode ser manipulado efetivamente através de injeção e sucção periódicos de baixo nível próximo ao bordo de ataque. A excitação pode modular a evolução das estruturas de vórtices dentro da camada cisalhada separada e promover a formação de vórtices de sustentação concentrados, que giram e interagem com vórtices no bordo de fuga, e assim alteram o escoamento estolado global. Segundo eles, em uma certa faixa de ângulos de ataque em pós-estol e freqüências de atuação, o escoamento torna-se periódico e é acompanhado por uma melhora significativa da sustentação (com aumento de até 25% no C_L).

2.2) DESCRIÇÃO DO MECANISMO DE ATUAÇÃO DO JATO SINTÉTICO

2.2.1) Modo de operação do atuador de jato sintético

O atuador de jato sintético é identificado como sendo um atuador atraente por várias razões. Este dispositivo sendo constituído de uma cavidade com uma membrana deformável conectada a um orifício, pode ser fabricado com dimensões pequenas. Além disso, eles operam com fluxo de massa líquido nulo, isto é, eles sintetizam um jato do campo de escoamento sem ser provido por uma fonte externa de fluido. Então, nenhum sistema de tubulação é necessário para o atuador, o que simplifica a instalação deles.

Estes atuadores apresentam um processo de construção simples que não conta com qualquer processo de micro usinagem. Deste modo, é fácil fabricar os atuadores e modificar os seus parâmetros geométricos. A membrana do atuador pode ser uma chapa de latão presa firmemente a seu perímetro, como mostrado na Figura 2. Oscilação forçada é executada utilizando um disco piezo-cerâmico unido à superfície inferior da membrana.

Figura 2 - Atuador de jato sintético com orifício de seção circular, constituído por uma chapa de latão colada a um disco piezo-cerâmico (SCHAEFFLER, 2003).

O atuador de jato sintético consiste em uma membrana localizada no fundo de uma pequena cavidade que possui um orifício na face oposta à membrana. A membrana é forçada a oscilar através de meios elétricos, magnéticos ou mecânicos, como ilustrado na Figura 3. No campo de escoamento criado pelo atuador de jato sintético, durante um único ciclo de sua operação, há uma sucessão de eventos importantes que podem ser observados. Num único ciclo de oscilação, fluido é expelido pelo orifício conforme a membrana move-se para cima.

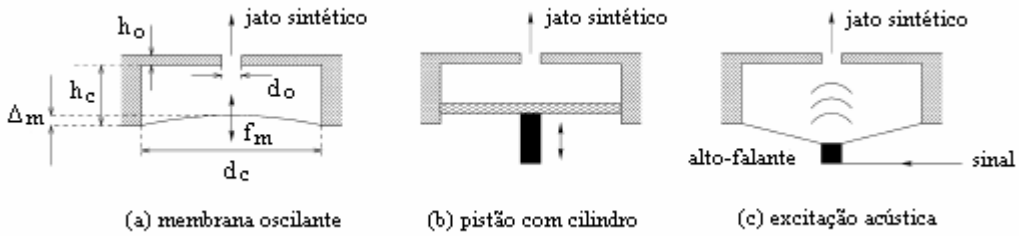

Figura 3 - Diferentes formas de operação de um atuador de jato sintético, onde a membrana pode oscilar através de meios elétricos, magnéticos ou mecânicos (MALLINSON et al., 2004).

Quando o volume da cavidade diminui, o jato sintético está no ciclo de descarga. Durante este intervalo de tempo, fluido começa a fluir para fora da cavidade pelo orifício, conforme mostrado na Figura 4, numa ilustração do mecanismo de funcionamento de um atuador de jato sintético com orifício circular do trabalho do MALLINSON et al. (2001). Isto induz um vórtice em anel na extremidade do orifício devido à separação do escoamento. Uma camada limite desenvolve-se nas paredes do orifício e separa-se na saída. A camada livre de cisalhamento recentemente formada move-se em um anel de vórtice ou, dependendo da geometria do orifício, num par de vórtices. O vórtice em anel move-se então para fora, seguindo uma determinada trajetória e transferindo quantidade de movimento.

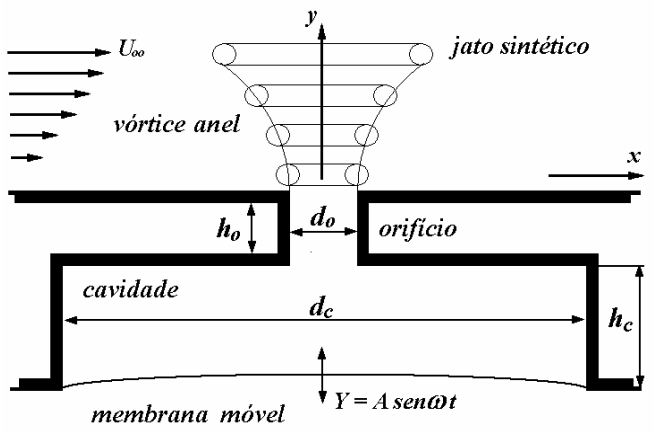

Figura 4 - Modelo de operação de um atuador de jato sintético com orifício e cavidade circulares (MALLINSON et al., 2001).

Depois que o anel de vórtice moveu-se uma determinada distância da parede, o volume da cavidade começa a aumentar. O jato começou seu ciclo de sucção. Quando a membrana move-se para baixo, ar é entranhado na cavidade. O anel de vórtice continua movendo-se para longe da extensão de saída do atuador, e fluido está sendo extraído do ambiente para encher o volume da cavidade que se expande. Se o anel de vórtice estiver a uma certa distância do orifício (cerca de $5d_o$), este não será influenciado pelo entranhamento de fluido na cavidade. Uma vez alcançado o volume máximo da cavidade, o ciclo está pronto para começar novamente. Este ciclo é repetido, exaustão, formação de anel, translação de anel, sucção, várias vezes numa faixa de 100 a 2000 vezes por segundo.

Assim, em um período de oscilação da membrana, apesar de que o fluxo de massa líquido é nulo dentro ou fora da cavidade, existe uma transferência de quantidade de movimento média não nula. Este escoamento produzido, onde ocorre transferência de quantidade de movimento, é efetivamente um jato que foi sintetizado do fluido ambiente. O benefício óbvio para empregar-se atuadores de jato sintético como um dispositivo de controle é que eles não requerem nenhuma provisão de ar, e assim há uma penalidade de peso secundário menor comparada com aqueles de jatos fixos, devido às tubulações, conexões e compressores associados com estes jatos.

2.3) ESTUDOS E DESENVOLVIMENTO DOS JATOS SINTÉTICOS

2.3.1) Influência das configurações de operação na utilização do atuador de jato sintético

Os primeiros estudos sobre a utilização dos atuadores de jato sintético no controle de escoamento ativo foram realizados por SMITH & GLEZER (1994). A principal vantagem do jato sintético é sua natureza com fluxo de massa líquido nulo que elimina a necessidade de sistemas de tubulação. Este dispositivo quando aplicado a um campo de escoamento resulta em efeitos exclusivos, não possíveis com meios de sucção ou sopro num processo fixo ou pulsado. Estes efeitos incluem a criação de regiões de recirculação fechadas e regiões de baixa pressão, e a introdução de escalas arbitrárias para o campo de escoamento. Jatos sintéticos com baixos números de Reynolds, semelhantes aos dispositivos usados em recentes estudos de controle de escoamento, MALLINSON et al. (2004) e REDINIOTIS et al. (1999), foram estudados extensivamente, tanto experimentalmente quanto numericamente.

Jatos sintéticos foram empregados recentemente em várias aplicações de controle de escoamento, incluindo controle de transição, atraso de separação e controle de vórtice efetivo. Porém, houve apenas algumas investigações aprofundadas sobre suas operações. SMITH & GLEZER (1998) notaram que jatos sintéticos, gerados usando

orifícios planos retangulares, exibem um vórtice assimétrico na direção axial ao escoamento, que não varia de dimensão durante seu deslocamento para cima próximo da saída do orifício. Isto não ocorre quando se utiliza um orifício circular, como no modelo de escoamento idealizado no trabalho do GALLAS et al. (2002), mostrado na Figura 5. Isto foi explicado como sendo devido à dissipação turbulenta dos centros dos vórtices. Eles também notaram que um plano de simetria no escoamento é estabelecido mais próximo do orifício que para um jato fixo. Isto pode ser verificado em trabalhos com propagação acústica, ZAMAN et al. (1987), onde este fenômeno surge quando ondas sonoras induzem escoamento unidirecional, e tem um efeito tipicamente muito fraco, a menos que as ondas sonoras se atenuem excitando o meio onde ocorre a propagação.

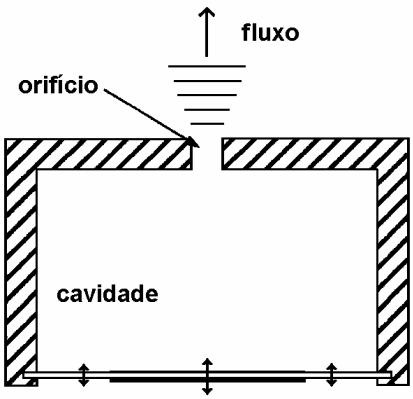

Figura 5 - Jatos gerados em orifícios circulares com plano de simetria, gerados por um diafragma de material piezo-compósito em oscilação (GALLAS et al., 2002).

Para jatos sintéticos, a atenuação é provida pelo orifício e também através de dissipação viscosa. Porém, o escoamento de jato sintético não é induzido apenas pela propagação acústica, mas também pelo movimento de uma membrana. KRAL et al. (1997) julgaram que simulações numéricas de escoamento de jato sintético, negligenciando a cavidade, estariam em melhor acordo com os dados de SMITH & GLEZER (1997), quando o escoamento era modelado como sendo completamente turbulento. CAIN et al. (1998) estenderam este trabalho para incluir os efeitos de compressibilidade. Eles verificaram que conforme o número de Mach do jato aumentava, as ondas acústicas induzidas pelo jato se tornaram muito mais forte.

De acordo com PES et al. (2002), simulações de jatos sintéticos isolados mostram que eles se tornam assimétricos conforme o aumento da amplitude de oscilação. A Figura 6 mostra contornos de vorticidade para um destes casos. Segundo eles este comportamento não tem sido relatado em análises experimentais e computacionais de jatos sintéticos publicadas anteriormente. Embora este fenômeno seja de interesse acadêmico, muitos autores decidem evitar o assunto ao impingir simetria ao longo de um plano quando consideram um jato único sem interação com um escoamento cruzado externo. Este procedimento permite uma simplificação do domínio e permite uma redução no tempo de processamento em simulações numéricas.

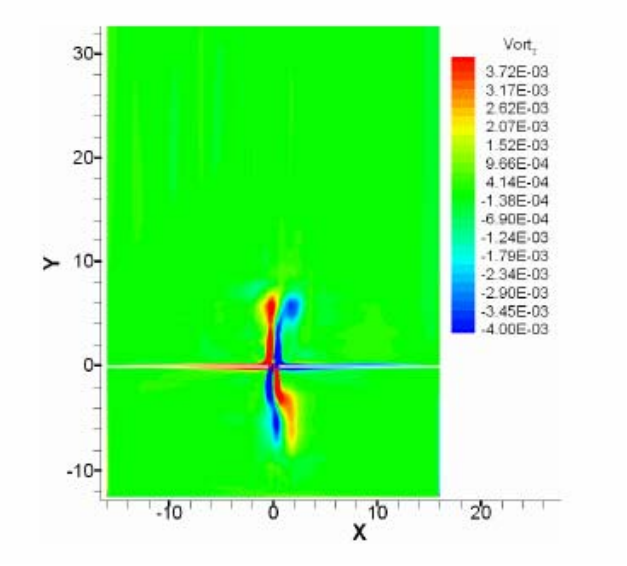

Figura 6 - Contornos de vorticidade instantâneo com escoamento do jato oscilatório assimétrico numa freqüência de oscilação nominal $f = 250$ Hz (PES et al., 2002).

CARPENTER et al. (1998) empregaram um método de vorticidade com uma velocidade para computar o escoamento inteiro. Eles ignoraram efeitos viscosos e acharam que, depois de uma estimativa inicial errada, a velocidade na linha de centro do escoamento submeteu-se a oscilações amortecidas. A interação dos jatos sintéticos com um escoamento transversal pode conduzir a uma aparente modificação da forma aerodinâmica de corpos rombudos e, dessa forma, fornecer uma maneira para controle de separação de escoamento. Esta aproximação foi demonstrada por AMITAY et al. (1997) em um cilindro circular. Dependendo da posição azimutal dos jatos, um novo perfil de velocidade na superfície do cilindro foi estabelecido conforme o aumento de pressão da base e uma distribuição de pressão assimétrica se desenvolveu ao redor do

cilindro. Este perfil melhorado teve um coeficiente de arrasto de pressão até 30% menor e um pico estável em $C_L = 0.9$ para o coeficiente de sustentação.

RIZZETTA et al. (1998) incluíram o escoamento da cavidade como parte das simulações numéricas diretas dos escoamentos de jato sintético e verificaram que diferenças significativas aparecem quando o escoamento da cavidade é negligenciado. UDAYKUMAR et al. (1999) desenvolveram um método que permite simulação de escoamentos incompressíveis viscosos instáveis com contornos móveis. A vantagem fundamental deste método para o escoamento é que a geometria inteira do jato sintético inclusive o diafragma oscilando é modelada na malha Cartesiana estacionária mostrada na Figura 7.

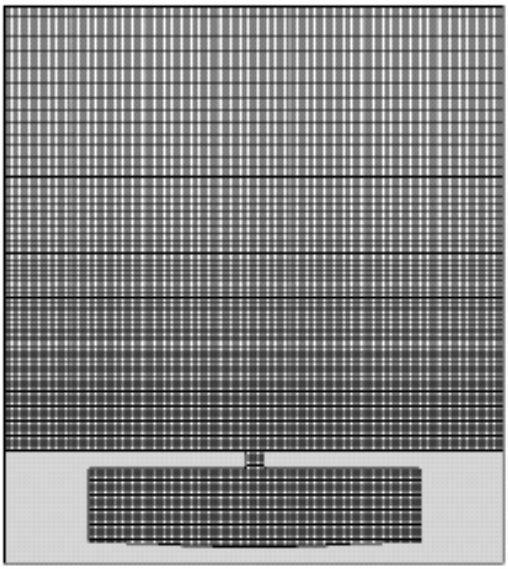

Figura 7 - Malha Cartesiana fixa não uniforme usada na simulação de um atuador de jato sintético (UDAYKUMAR et al., 1999).

Os trabalhos do RIZZETTA et al. (1998) e do UDAYKUMAR et al. (1999) simulam o campo de escoamento dentro da cavidade do atuador, além do campo exterior a esta cavidade. Para o escoamento no interior da cavidade é utilizada uma malha regional deformável perturbada. Soluções para o campo de escoamento do jato externo são consideradas em duas e três dimensões espaciais que empregam um esquema de diferença finita compacta implícita de alta ordem. Naqueles trabalhos, o procedimento computacional é definido, detalhes dos cálculos são apresentados, e a

precisão dos resultados numéricos é avaliada por resolução de malha e estudos da dimensão do passo de tempo. Características dos campos de escoamento resultantes são determinadas, e comparações são feitas com dados experimentais.

2.3.2) Coeficiente de quantidade de movimento do jato sintético

O escoamento na saída do atuador, que é uma função do espaço e do tempo, pode ser caracterizado por vários parâmetros diferentes. Em vários estudos anteriores, AMITAY et al. (1999), SEIFERT & PACK (1998) e RAVINDRAN (1999), um parâmetro considerado fundamental para caracterização do jato na presença de um escoamento exterior é o coeficiente de quantidade de movimento, que é a quantidade de movimento líquida transmitida pelo jato ao longo de um ciclo normalizado pela quantidade de movimento do escoamento externo. Porém, não está claro que este ou qualquer outro parâmetro sozinho seriam suficientes para caracterizar a dinâmica complexa associada com o jato. Assim, até mesmo a escolha de parâmetros que caracterizariam o jato adequadamente na presença de escoamento cruzado externo deve ser mais bem avaliada.

SEIFERT & PACK (1998) investigaram a dependência da posição do atuador e a influência do coeficiente de quantidade de movimento de um jato oscilatório na separação do escoamento sobre a superfície de um aerofólio a altos números de Reynolds. MITTAL et al. (2001) adotaram uma aproximação para caracterizar o comportamento do jato, a qual emprega coeficientes de quantidade de movimento sucessivos correspondentes aos perfis de velocidade do jato. O coeficiente de quantidade de movimento do jato é definido através da seguinte forma na eq. (1):

$$C_{\phi_{12}}^{n} = \frac{1}{\phi_2 - \phi_1} \frac{1}{d} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \int_{-d/2}^{d/2} \left[V_J\left(x, \phi\right) \right]^n dx d\phi \qquad (1)$$

onde V_J é a velocidade normalizada por uma escala de velocidade adequada que, no caso corresponde a velocidade do escoamento não perturbado, e d é a largura da fenda.

Para medir o desempenho do atuador de jato sintético AMITAY et al. (2001) utilizaram um coeficiente de quantidade de movimento correspondente a velocidade do jato definido da seguinte forma na eq. (2):

$$C_\mu = \frac{\bar{I}_j}{\frac{1}{2}\rho_0 U_0^2 c} \tag{2}$$

onde $\bar{I}_j$ é a quantidade de movimento média do jato num determinado intervalo de tempo por unidade de comprimento durante um estágio de sucção ou expulsão. A quantidade de movimento média durante o ciclo de expulsão do jato é dada pela eq. (3):

$$\bar{I}_j = \frac{1}{\tau}\rho_j d \int_0^\tau u_j^2(t)dt \tag{3}$$

onde $\tau = T/2$, sendo T o período de movimento do diafragma, ρ_j é a massa específica do jato, d a largura da fenda, e $u_j(t)$ é a velocidade média numa fase no plano de saída do jato. Naquele trabalho o valor do coeficiente de quantidade de movimento C_μ variou de 10^{-6} até 10^{-3}. NAE (2002) adotou a eq. (4) para o coeficiente de quantidade de movimento do escoamento do atuador de jato sintético:

$$\hat{c}_\mu = 2\frac{H_m}{L_{ref}}\left(\frac{\hat{v}(t)}{U_\infty}\right)^2 \tag{4}$$

Os transientes do escoamento associados com os processos de recolamento e separação controlados que são descritos no trabalho do AMITAY & GLEZER (2002), são explorados para promover melhoria da efetividade dos atuadores de jato sintético. A modulação da pulsação da fonte de atuação, pode ser útil numa situação em que a posição da direção do escoamento ou a força dos atuadores de jato são subutilizadas. Esta modulação é demonstrada colocando o atuador de jato em $\gamma = 42°$ (ângulo entre a linha de centro do jato e a direção do escoamento livre), onde como mostrado no trabalho do SMITH et al. (1998), o coeficiente de quantidade de movimento C_μ produz alguma medida de controle proporcional ao coeficiente de sustentação C_L.

No trabalho do AMITAY & GLEZER (2002) o efeito de C_μ na distribuição do coeficiente de pressão C_p ao redor do aerofólio, em $St = 10$, é mostrado na Figura 8 para $C_\mu = 3.75 \times 10^{-3}$ e $C_\mu = 4.6 \times 10^{-3}$, correspondendo aos símbolos vazios e cheios, respectivamente. A distribuição de pressão na ausência de controle é mostrada usando uma curva sólida. É evidente que quando $C_\mu = 4.6 \times 10^{-3}$, o escoamento está completamente colado, $C_L = 0.8$, e uma forte região de baixa pressão está presente próximo ao bordo de ataque no lado de sucção do aerofólio, seguido por uma recuperação de pressão rápida em direção ao bordo de fuga. Porém, uma relativamente pequena redução do coeficiente de quantidade de movimento, em torno de 18%, para $C_\mu = 3.75 \times 10^{-3}$, resulta em um escoamento recolado parcialmente e uma degradação significativa do coeficiente de sustentação para $C_L = 0.4$. A distribuição de pressão exibe um pico de sucção muito menor perto do bordo de ataque, seguido por uma bolha de separação que se estende ao longo da maior parte da superfície superior do aerofólio (extradorso).

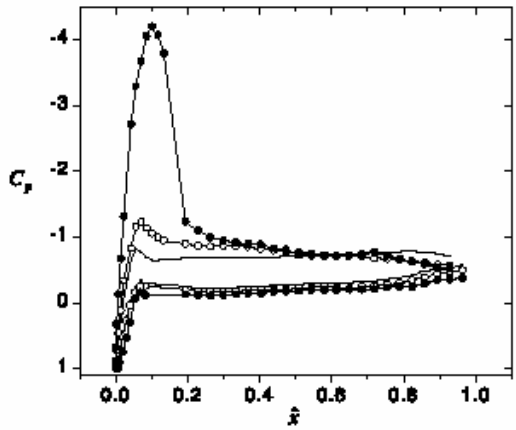

Figura 8 - Distribuição do coeficiente de pressão C_p ao redor do aerofólio em $St = 10$ (AMITAY & GLEZER, 2002).

No estudo do RAVINDRAN (1999), em todos os cálculos, sem simulação do escoamento na cavidade, o atuador de jato sintético é modificado usando condição de fronteira tipo sucção e sopro para prescrever a velocidade na superfície. A condição de contorno da velocidade é dada pela eq. (5):

$$u(x,0,t) = A sin(\omega t)\,\hat{f}(x) \tag{5}$$

onde a amplitude A é definida pela eq. (6):

$$A = \sqrt{\frac{c}{2H}} U_\infty \sqrt{2\hat{C}_\mu} \tag{6}$$

e a freqüência de oscilação adotada é dada pela eq. (7):

$$\omega = \frac{F^+ U_\infty}{2\pi c} \tag{7}$$

onde F^+ é a freqüência adimensional e para a distribuição espacial é adotada $\hat{f}(x) = 1$. O coeficiente de quantidade de movimento do sopro oscilatório $\hat{C}_\mu$ é definido pela eq. (8):

$$\hat{C}_\mu = 2\frac{H}{c}\left(\frac{\hat{u}_j}{U_\infty}\right)^2 \tag{8}$$

Na análise do coeficiente de quantidade de movimento de um escoamento produzido por um atuador de jato sintético, RAO et al. (2000) determinaram o fluxo de quantidade de movimento nas superfícies de um retângulo imaginário que envolve a saída do orifício do atuador, como mostrado na Figura 9. O escoamento é considerado positivo se a velocidade do jato estiver junto com o escoamento numa mesma direção e também se estiver na direção paralele à superfície. Em ambos os casos, o jato do atuador é auxiliado pelo escoamento da camada limite para resistir ao gradiente de pressão adverso.

De acordo com RAO et al. (2000), e considerando o lado direito, a superfície A, o cálculo da componente M_{uA} do fluxo de quantidade de movimento para fora da superfície A é dado pela eq. (9):

$$M_{uA} = \int \rho u \cdot u dy \tag{9}$$

com o sinal de u sendo positivo para fora do lado A. O cálculo da componente M_{vA} do fluxo de quantidade de movimento para fora da superfície A é dado pela eq. (10):

$$M_{vA} = \int \rho v \cdot u dy \tag{10}$$

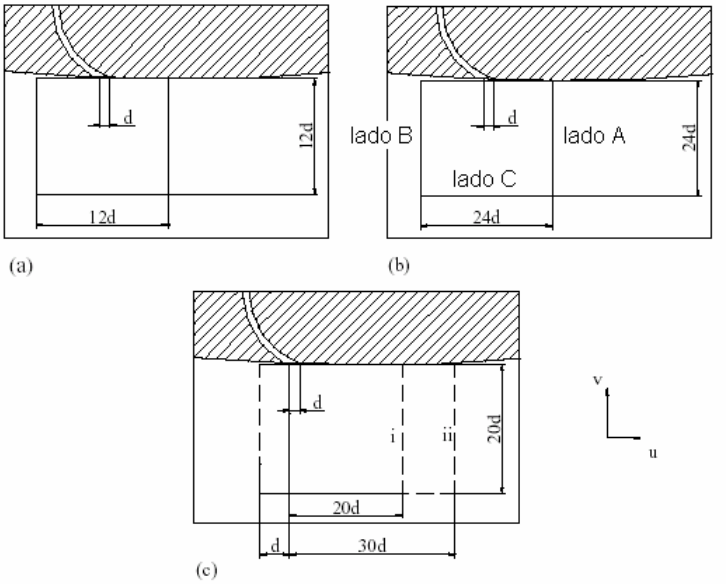

Figura 9 - Dimensões do volume de controle para o cálculo do fluxo de quantidade de movimento para fora das superfícies do retângulo sob o aerofólio (RAO et al., 2000).

A Figura 10 do trabalho do RAO et al. (2000) mostra o fluxo de quantidade de movimento para fora do atuador, em toda a superfície de um aerofólio NACA 0015, num ciclo completo de operação do jato sintético, que atua numa freqüência de oscilação nominal $f = 10$ Hz. Segundo eles, esta figura mostra que o fluxo de quantidade de movimento efetivo na direção do escoamento, na camada limite, é positivo até mesmo na parte de sucção do ciclo. Além disso, pode-se observar que o fluxo de quantidade de movimento efetivo na sucção (quantidade de movimento através da parte interna em direção à superfície) também é sempre positivo, sugerindo que o atuador sempre induz a quantidade de movimento do escoamento externo para dentro da camada limite. A magnitude dos outros fluxos de quantidade de movimento é desprezada quando comparada a estes dois fluxos (M_{uA} e M_{vC}).

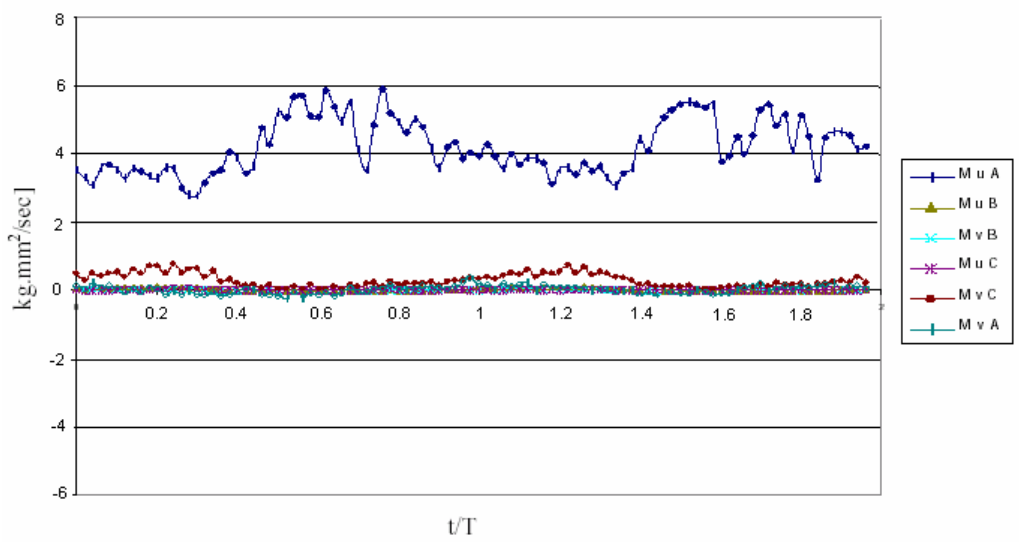

Figura 10 - Fluxo de quantidade de movimento para fora das superfícies *A*, *B* e *C* do retângulo, das componentes de velocidade *u* e *v*, com $f = 10$ Hz (RAO et al., 2000).

2.3.3) Estágios de admissão e de expulsão do atuador de jato sintético

Simulações de UDAYKUMAR et al. (1999) indicaram que o escoamento do jato é significativamente diferente nas fases de admissão e de expulsão, e a determinação desta diferença depende da compreensão da variação deste escoamento. MITTAL et al. (2001) afirmam que simulações preliminares tem indicado que o escoamento é significativamente diferente nas fases de sucção e expulsão, e que a caracterização desta diferença é crítica para a compreensão da física do escoamento nestes estágios.

MITTAL et al. (2001) definiram momentos separadamente para as fases de admissão e de expulsão e estes são denotados respectivamente por C_{ad}^{n} e C_{ex}^{n}. Esta caracterização hierárquica em termos dos momentos do perfil de velocidade é extremamente útil desde que forneça uma estrutura sistemática para o desenvolvimento de modelos aprimorados. Além disso, este tipo de caracterização não é simplesmente por conveniência matemática visto que vários destes momentos têm significado físico direto. Por exemplo, $C_{ad}^{1} + C_{ex}^{1}$ corresponde ao fluxo de massa do jato e C_{ex}^{1} é correspondente à velocidade do jato normalizada média durante a fase de expulsão.

De acordo com a metodologia no trabalho do MITTAL et al. (2001), $C_{ad}^2 + C_{ex}^2$ e $C_{ad}^3 + C_{ex}^3$ correspondem a quantidade de movimento normalizada e energia cinética dos escoamentos do jato. Esta última quantidade também é uma medida da assimetria do escoamento durante as fases de expulsão e de admissão. Finalmente para $n = \infty$, $(C_{ex}^n)^{1/n}$ representa a velocidade de saída do jato normalizada máxima.

Em simulações de um atuador de jato sintético sem a presença de um escoamento cruzado externo, no trabalho do SCHAEFFLER (2003), e mostrado na Figura 11, o diâmetro do anel de vórtice é contraído no ciclo de sucção. Segundo ele, a contração do anel de vórtice pode ser atribuída a dois eventos que ocorrem dentro do escoamento. Na seqüência destes eventos temos a concorrência de dois fenômenos presentes no fluido ambiente, um para o fluido ser entranhado para dentro da estrutura do anel e outro para o fluido encher a cavidade em expansão neste ciclo.

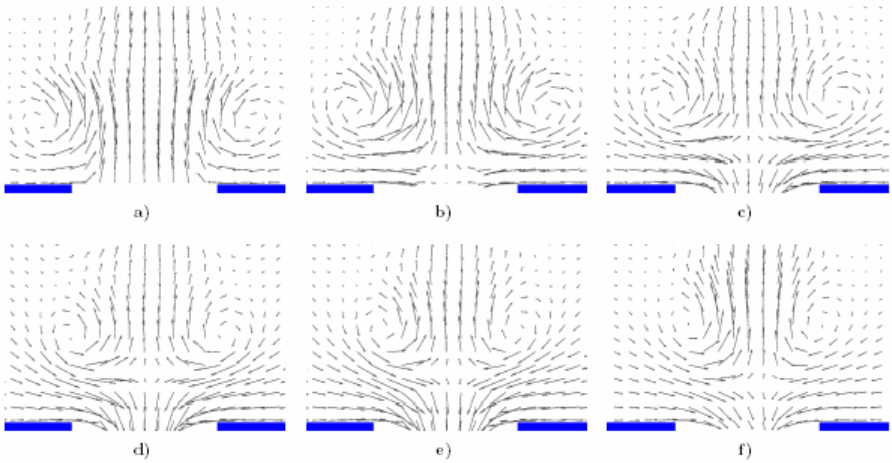

Figura 11 - Vetores velocidade do campo vetorial de velocidade numa seqüência de atuação do jato sintético no ciclo de sucção, sem escoamento cruzado externo e com uma freqüência de atuação $f = 1730$ Hz (SCHAEFFLER, 2003).

AUERBACH (1987) na descrição do comportamento sem auto-similaridade do vórtice de partida, no contexto do anel de vórtice, examina o mecanismo pelo qual a camada cisalhada, na qual se forma o anel de vórtice, extrai fluido ambiente distante dirigido pela sua própria indução e então arrasta este fluido mais adiante pelo efeito da viscosidade. Este fluido é entranhado para dentro da estrutura do anel de vórtice e contribui para o seu crescimento. Desta forma, em geral, um anel de vórtice é

compreendido de fluido que estava originalmente na camada cisalhada que gerou o anel e também do fluido ambiente entranhado do meio no qual o anel se desenvolve. Um anel de vórtice formado por um jato sintético pode ser esperado que seja compreendido da camada cisalhada desenvolvida ao longo das paredes do orifício durante o ciclo de exaustão e uma quantidade de fluido ambiente entranhado do meio onde ocorre o processo de escoamento oscilatório.

Num recente estudo recente NAE (2002) adotou o perfil de velocidade tipo polinomial para o escoamento na saída do orifício, para o caso da influência externa no escoamento. A equação para aproximação da velocidade adotada nas simulações é dada pela eq. (11):

$$v(t) = V_b(x)\sqrt{\frac{L_{ref}}{2H_m}}U_\infty\left[\sqrt{C_\mu} + \sqrt{\hat{C}_\mu}\,\mathrm{sen}\left(2\pi F^+\frac{U_\infty t}{L_{ref}}\right)\right] \tag{11}$$

O trabalho do NAE (2002) apresenta na Figura 12 uma comparação entre um ciclo único de expulsão e sucção dado pela eq. (5) e o perfil resultante da simulação com o domínio global contendo a cavidade e o exterior numa freqüência adimensional $F^+ = 5$ para o modelo de aproximação do movimento.

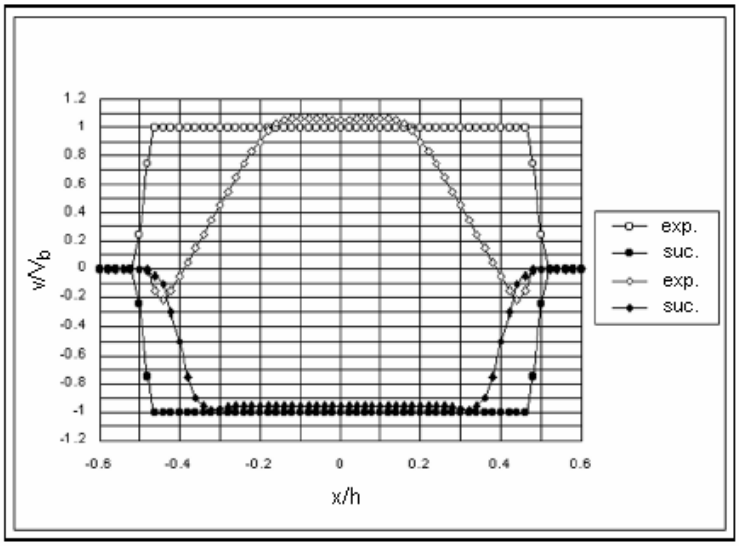

Figura 12 - Perfis de velocidade para o escoamento oscilatório do atuador de jato sintético numa freqüência adimensional $F^+ = 5$ (NAE, 2002).

2.3.4) Influência das características geométricas do atuador de jato sintético no escoamento

No estudo realizado por GILARRANZ et al. (1998), o campo de escoamento gerado por um atuador de jato sintético foi simulado por um código CFD. Esta simulação não leva em consideração o volume interior da cavidade e nem o movimento da membrana do atuador. As condições de fronteira adotadas por este modelo são ajustadas com uma velocidade axial que varia de maneira sinusoidal na entrada do orifício, no lado da cavidade. Eles ajustam a magnitude da velocidade com dados experimentais da velocidade axial na entrada do orifício. A Figura 13 mostra os resultados obtidos nas simulações com este código CFD correspondendo a freqüência de oscilação nominal $f = 10$ Hz e $t/T = 0.5$.

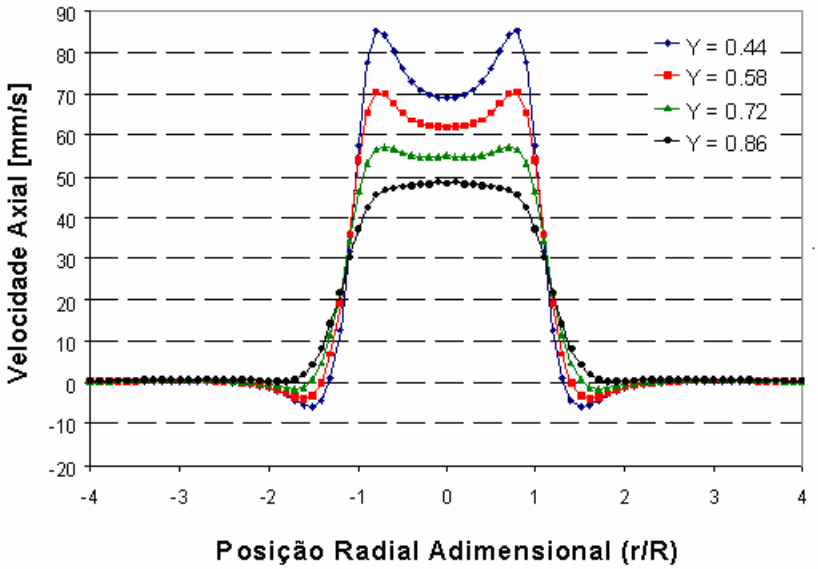

Figura 13 - Perfis da velocidade axial gerados pela simulação do escoamento do atuador de jato sintético operando na freqüência de oscilação nominal $f = 10$ Hz em distâncias adimensionais *Y* da superfície (GILARRANZ et al., 1998).

As diferentes configurações geométricas possíveis para um atuador de jato sintético influenciam o escoamento resultante durante a operação destes sistemas de controle ativo. RATHNASINGHAM & BREUER (1997) desenvolveram um modelo de

interação acoplado da estrutura com o escoamento, que lhes permitiram predizer a melhor freqüência induzida para uma determinada geometria do atuador. SMITH & GLEZER (2005) analisaram a interação do escoamento produzido por dois atuadores de jato sintético adjacentes com orifícios retangulares. O trabalho deles mostra que a fase entre as formas de onda de atuação dos jatos adjacentes afeta a cronometragem relativa entre o sopro e a sucção destes dispositivos.

O caso de um atuador de jato sintético operando com escoamento externo quiescente foi estudado por MITTAL et al. (2001), e as Figuras 14 e 15 mostram uma sucessão de esboços de contorno de vorticidade para este caso. A distância da cavidade do atuador à superfície da placa plana e a amplitude de oscilação do diafragma do atuador são modificadas numa simulação sem escoamento cruzado, e num segundo caso com um escoamento cruzado e uma camada limite desenvolvida na superfície da placa plana. A Figura 14 apresenta uma simulação com a relação *A/H* (amplitude/altura da cavidade) duas vezes maior que a simulação da Figura 15, e uma relação *h/d* (altura do orifício/diâmetro do orifício) três vezes menor que a simulação da Figura 15. Para o caso da Figura 14, no estágio de expulsão máxima, quando o diafragma está movendo-se para cima com a velocidade máxima, um par de vórtices girando em sentido contrário forma-se no orifício. Este par de vórtices é afastado da superfície por sua própria velocidade induzida.

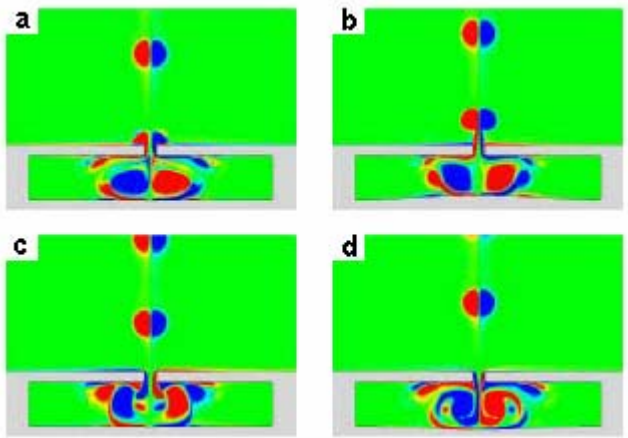

Figura 14 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001).

Conforme o diafragma move-se para baixo, fluido externo é entranhado através da fenda. Porém, visto que os vórtices já viajaram para longe do orifício, eles não são afetados pelo movimento do fluido entranhado. Outro par de vórtices gerado dentro da cavidade durante o movimento para baixo gera um escoamento complexo dentro da cavidade. Porém, para esta simulação, o escoamento dentro da cavidade fica simétrico sobre a linha de centro vertical. Também há uma região grande de fluido quase estagnado perto das duas paredes laterais da cavidade. Atualmente não está claro que efeito este fluido estagnado tem no escoamento do jato. Porém, segundo MITTAL et al. (2001) deveria ser mostrado que especialmente nestas regiões, o escoamento produzido por um movimento tipo pistão do diafragma seria bastante diferente.

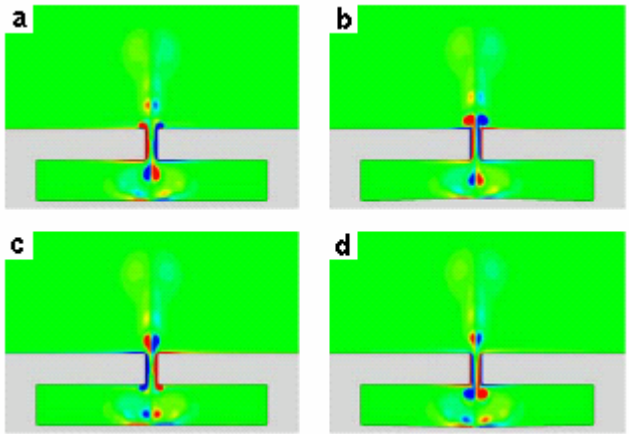

Figura 15 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 3$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.05$ (amplitude/altura da cavidade) em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001).

A Figura 15 apresenta um caso de escoamento quiescente com a metade da amplitude do diafragma do caso anterior e, por conseguinte, metade da velocidade do jato nominal. A Figura 15 mostra o esboço do contorno da vorticidade em quatro estágios diferentes num ciclo. É observado que conforme o diafragma move-se em golpes de expulsão, um par de vórtices se forma e separa-se do extremo do jato. Conforme o diafragma move-se em golpes no estágio de admissão, o par de vórtices ainda está na vizinhança próxima da fenda e o efeito do escoamento gerado perto do extremo do jato durante este estágio tende a diminuir a força destes vórtices. Por conseguinte a seqüência de vórtices forte e compacta observada no caso anterior, não é observada aqui. Assim para formar uma seqüência de vórtices, o par de vórtices deve

estar bem separado do extremo do jato no início do golpe de admissão. Embora, segundo MITTAL et al. (2001) parecia claro que esta distância de separação é dependente da velocidade do jato, como também da velocidade induzida do par de vórtices, nenhum critério simples foi estabelecido para a formação da seqüência de vórtices.

MITTAL et al. (2001) mostra num outro caso, com um escoamento cruzado externo e o número de Reynolds da espessura da camada limite $\mathrm{Re}_\delta = 260$. A Figura 16 mostra uma seqüência de esboços de contorno de vorticidade para este caso. É observado que como no caso de escoamento externo quiescente, um par de vórtices forma-se no extremo do jato durante o golpe de expulsão. Porém este par de vórtices é influenciado pelo escoamento cruzado e começa a mover-se para jusante. Como o eixo do par de vórtices gira no sentido horário, o vórtice no sentido horário (que se formou no extremo direito da fenda) move-se em direção à parede e, por conseguinte reduz a velocidade do escoamento externo.

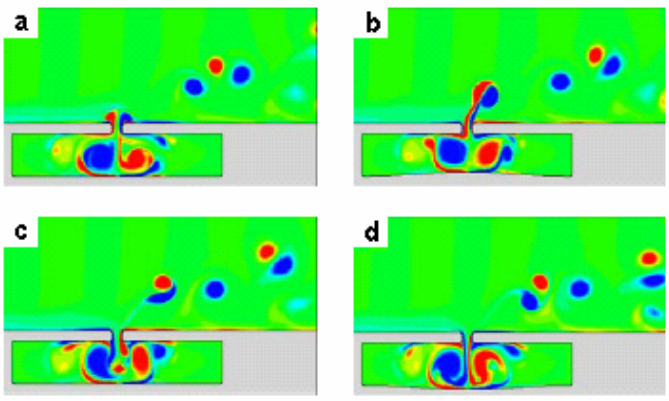

Figura 16 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_\delta = 260$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001).

Por outro lado o vórtice no sentido anti-horário, que é exposto a uma velocidade de escoamento mais alta, move-se para jusante rapidamente e aproxima-se do vórtice no sentido horário formado no ciclo anterior. Estes dois vórtices agora formam um par que se move verticalmente devido à auto-indução ao mesmo tempo em que se movem

continuamente para jusante. Segundo MITTAL et al. (2001), mesmo que de um lado ao outro, a velocidade do jato seja muito mais alta que a velocidade do escoamento cruzado, a dinâmica da formação do jato é significativamente afetada pelo escoamento cruzado.

No caso a seguir MITTAL et al. (2001) adotaram para o número de Reynolds na camada limite $\mathrm{Re}_{\delta} = 1200$ com um aumento associado na velocidade do escoamento. A Figura 17 mostra a seqüência de esboços de contorno de vorticidade para este caso e diferenças significantes entre este caso e os casos anteriores são observadas. Primeiro distinto dos casos anteriores, o escoamento na cavidade é altamente não simétrico sobre a linha de centro vertical. Além disso, a estrutura de vórtices formada dentro da cavidade é mais forte e, por conseguinte, a região de escoamento quase estagnado é menor. Durante a expulsão, são produzidos dois conjuntos de vórtices girando ao contrário. Porém, devido à velocidade relativa do jato mais baixa, os vórtices gerados durante a expulsão não permeiam para fora no escoamento livre. Além disso, o vórtice no sentido anti-horário é dissipado pelo escoamento da camada limite, que contém vórtices no sentido horário.

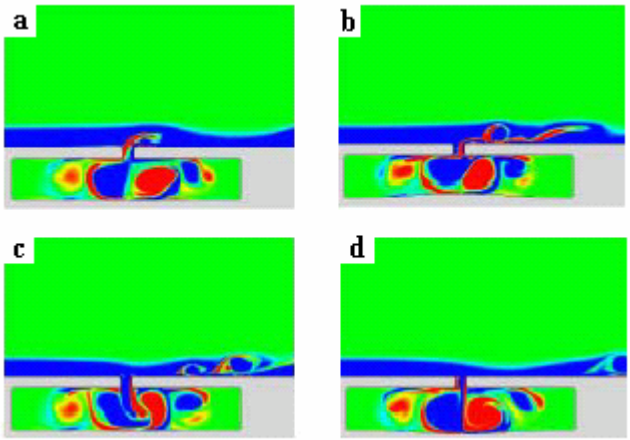

Figura 17 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_{\delta} = 1200$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001).

Em contraste, o vórtice no sentido horário entranha fluido da camada limite e do escoamento livre e cresce em tamanho conforme ele move-se para jusante. Além disso, outro vórtice menor no sentido horário é formado o qual segue atrás do vórtice principal. Segundo MITTAL et al., (2001) o entranhamento de alta quantidade de movimento do fluido do escoamento livre para dentro da camada limite por estes vórtices é uma característica importante visto que isto faz a camada limite resultante mais resistente à separação.

O próximo caso corresponde ao número de Reynolds mais alto do escoamento exterior ($\mathrm{Re}_\delta = 2600$) para esta simulação do trabalho de MITTAL et al., 2001. A Figura 18 mostra a seqüência de esboços de contorno de vorticidade para este caso. Com a velocidade exterior mais alta, a vorticidade no sentido anti-horário é cancelada rapidamente. Além disso, os vórtices no sentido horário também são incluídos para não penetrar no lado do escoamento livre da camada limite. Por conseguinte, nenhum entranhamento direto de fluido do escoamento livre na camada limite é observado. Porém como no caso anterior, o vórtice principal no sentido horário é seguido por um vórtice menor no mesmo sentido.

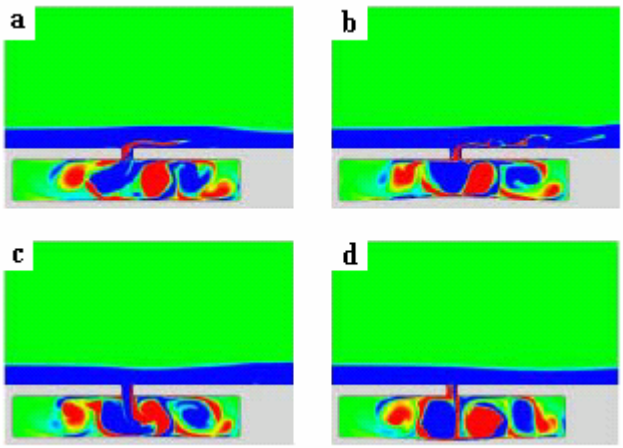

Figura 18 - Contornos de vorticidade, com $h/d = 1$ (altura do orifício/diâmetro do orifício) e $A/H = 0.1$ (amplitude/altura da cavidade) e $\mathrm{Re}_\delta = 2600$ em quatro diferentes estágios: a) máxima expulsão, b) mínimo volume, c) máxima sucção e d) máximo volume (MITTAL et al., 2001).

A formação de mais de um vórtice por ciclo é indicativa da presença de uma componente super-harmônica forte no jato. Isto tem implicações para controle de separação visto que indica que o jato é capaz de prover uma perturbação significativa e igual a duas vezes a freqüência do diafragma. De acordo com MITTAL et al. (2001) também é observado que a admissão de quantidade de movimento mais alta do fluido excita o fluido dentro da cavidade e, por conseguinte, o tamanho do volume morto dentro da cavidade diminui. Isto mais adiante favorece os dois modos de acoplamento entre o escoamento externo e escoamento interno.

No trabalho numérico do NAE (2002), ele utilizou duas freqüências operacionais ($F^+ = 5$ e $F^+ = 10$) para avaliar o efeito da freqüência na formação do escoamento na forma de jato. Perfil de velocidade foi registrado em várias posições determinadas e uma representação do perfil num tempo médio e adimensional é apresentada na Figura 19. Isto demonstra que o perfil de velocidade é quase auto-semelhante com um plano de simetria, e segundo eles como indicado por outras investigações, como a de KRAL et al. (1997). Ele verificou que para a freqüência mais baixa, foi observado que o escoamento era instável para uma distância maior que $H_m d > 10$, como apresentado na Figura 19. Esta característica também está presente para a freqüência mais alta, mas com uma amplitude menor.

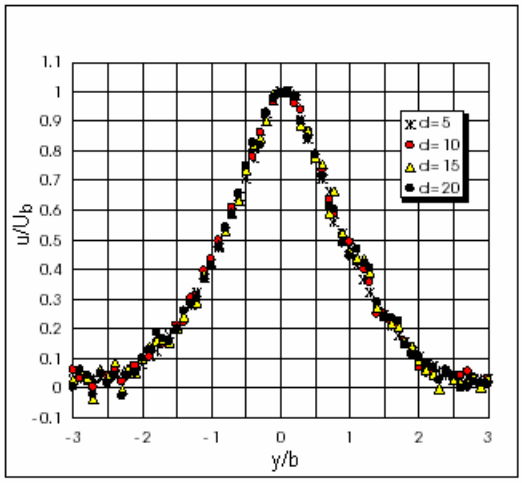

Figura 19 - Perfil de velocidade adimensional na linha de centro do orifício do atuador de jato sintético para quatro dimensões diferentes da largura da fenda (NAE, 2002).

Segundo RAO et al. (2000), o atuador de jato sintético trabalha em duas direções, durante a parte de sucção do ciclo este atuador atrai o fluido de quantidade de movimento baixa da camada limite para dentro da cavidade, e através disso trazendo fluido de quantidade de movimento mais alta para próximo da parede. Numa outra direção de atuação, o atuador adiciona fluido de quantidade de movimento alta na camada limite durante a parte de exaustão do ciclo. Como resultado esta operação produz uma adição líquida de quantidade de movimento para camada limite, sobre o período completo de um ciclo.

Na primeira parte das simulações NAE (2002) verificou a análise do escoamento na cavidade e a forma do perfil de velocidade na saída do bocal. Da solução convergida como apresentado na Figura 20, ele concluiu que a característica principal do escoamento é o escoamento em sentido contrário próximo às extremidades, presente em ambas as fases de sucção e expulsão.

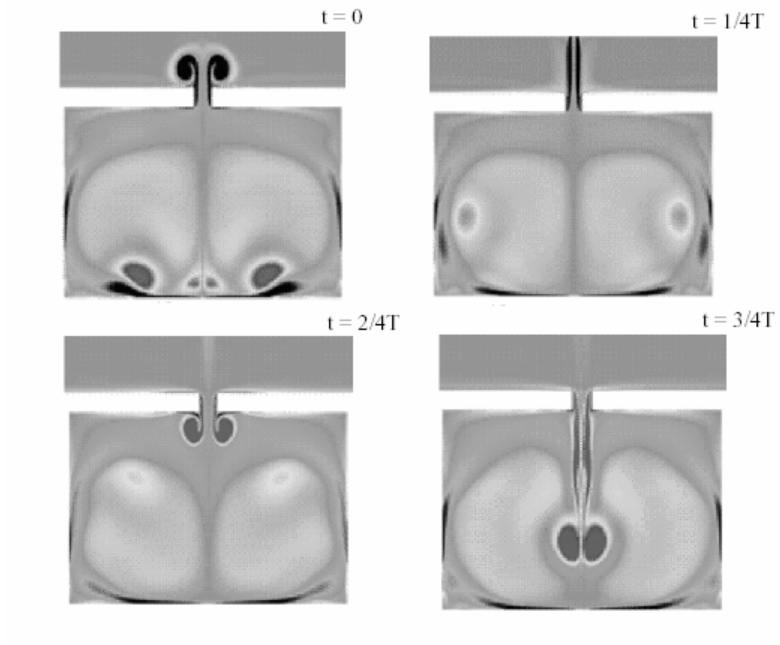

Figura 20 - Contornos de vorticidade nas simulações do escoamento na cavidade do atuador de jato sintético para quatro fases diferentes de atuação (NAE, 2002).

No trabalho do NAE (2002), ele afirma que resultados semelhantes foram observados por outros autores em RIZZETTA et al. (1998). Para ele isto significa que a dimensão ativa do bocal do atuador de jato sintético é menor que o valor nominal. Os

resultados provaram que um perfil de velocidade constante simples é válido para cerca de 50% do bocal na fase de expulsão e para mais que 70% na fase de sucção. Segundo NAE (2002) podem ser negligenciados efeitos como o escoamento inverso para as extremidades do bocal no domínio externo, onde há pouca influência da queda da velocidade na linha de centro no domínio externo comparado com o caso da simulação relacionada.

De acordo com NAE (2002) a freqüência operacional do atuador teve pouco efeito na precisão dos valores calculados para o perfil de velocidade. Porém, o valor mais baixo para a freqüência adimensional F^+ indicou uma instabilidade mais alta no padrão do escoamento externo. Segundo ele, este comportamento da solução pode estar relacionado ao tratamento da condição na fronteira externa por parâmetros característicos em números de Mach muito baixos. Dos resultados apresentados naquele trabalho, mostrados na Figura 21, ele concluiu que aquelas baixas reflexões estão presentes no domínio, mas a instabilidade pode ser causada pelo escoamento de aproximação lateral nos limites externos.

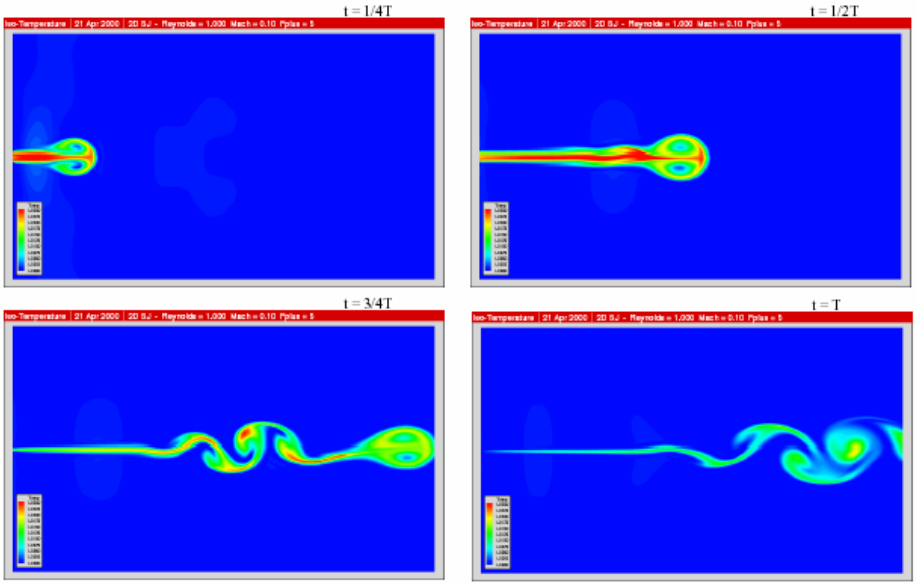

Figura 21 - Contornos de vorticidade nas simulações do escoamento do atuador de jato sintético para quatro fases diferentes e freqüência adimensional $F^+ = 5$ (NAE, 2002).

No estudo realizado por MITTAL et al. (2001), o coeficiente de quantidade de movimento foi normalizado pelo coeficiente de quantidade de movimento do

correspondente jato não viscoso. As simulações realizadas naquele trabalho indicam que o perfil de velocidade do jato é notadamente diferente durante os estágios de expulsão e sucção, e o coeficiente de quantidade de movimento foi computado e representado separadamente para estas duas fases. Para o escoamento externo quiescente, o coeficiente de quantidade de movimento normalizado da fase de expulsão é maior que o da fase de sucção, que é indicativo do perfil de velocidade do jato observado durante a fase de expulsão. Além disso, os valores não variam muito com a amplitude de oscilação do diafragma e com a relação *h/d*, indicando que para uma quantidade menor de parâmetros, o fluxo de quantidade de movimento do jato varia de maneira simples com a velocidade do escoamento da região não viscosa.

2.3.5) Influência da variação da amplitude de oscilação do atuador de jato sintético

Do trabalho do GILARRANZ et al. (1998), a Figura 22 mostra um esquema do campo de escoamento que é gerado pelo atuador durante ambas as condições operacionais, sucção e expulsão. Eles observaram que para o caso da operação do atuador em baixas amplitudes de oscilação, há uma sucção forte pelo centro do orifício, e a expulsão é distribuída ao redor das bordas do orifício. Por outro lado, para operação com amplitudes altas de oscilação, há um jato forte sendo expulso pelo centro do orifício com uma sucção que ocorre nas bordas. Segundo eles, a explicação para este comportamento do escoamento está relacionada à diferença provocada na velocidade axial do jato e pela distância atingida pelo escoamento com uma amplitude maior.

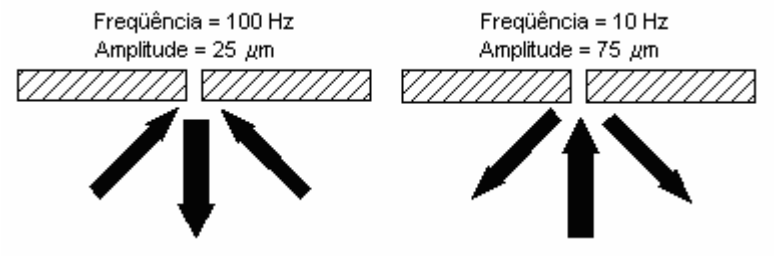

Figura 22 - Campo de escoamento esquemático gerado por um atuador de jato sintético operando em duas amplitudes de oscilação diferentes (GILARRANZ et al., 1998).

REDINIOTIS et al. (1999) demonstraram que tipos diferentes de escoamentos podem ser produzidos pelo atuador dependendo da amplitude de oscilação da membrana. Resultados semelhantes foram feitos por FROLOV (1998) que considerou o caso extremo de um jato sintético com o diâmetro do atuador igual ao da cavidade.

No trabalho do PES et al. (2002) o caso de uma simulação do escoamento oscilatório do jato sintético na presença do escoamento cruzado externo é investigado. Segundo eles, quando a amplitude aumenta para uma determinada freqüência, o jato ejeta mais massa a cada meio ciclo de operação e o escoamento posterior na plenitude da câmara torna-se periódico. Uma trilha de pequenos vórtices aparece de maneira quase estacionária próxima à extremidade do orifício. A Figura 23 mostra perfis da componente da velocidade *v*, na direção do escoamento oscilatório na freqüência $f = 1000$ Hz.

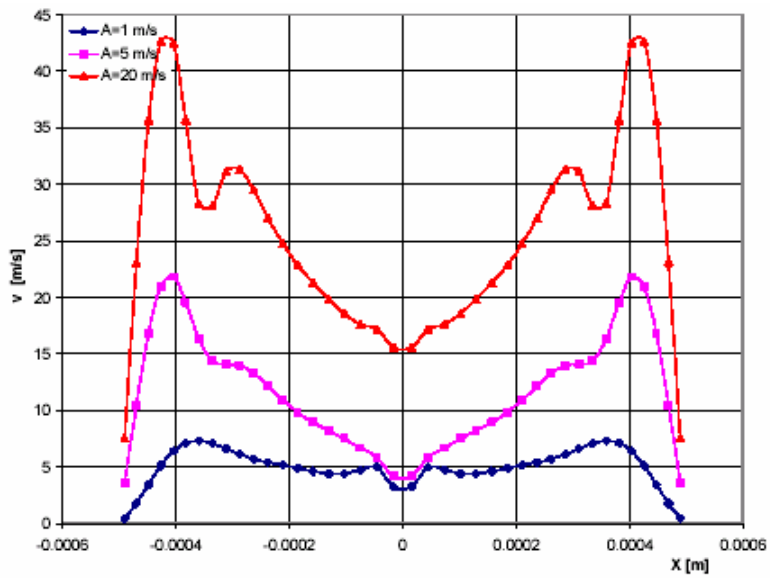

Figura 23 - Perfis da componente de velocidade *v* na direção do escoamento oscilatório em diferentes amplitudes (PES et al., 2002).

2.3.6) Estudos das freqüências utilizadas na atuação do jato sintético

De acordo com SMITH et al. (1998), a seqüência de vorticidade negativa é seguida de perto por um vórtice mais forte no sentido anti-horário, que indica o restabelecimento da sustentação, o vórtice de partida. Estes dois vórtices grandes são

acompanhados por umas séries de vórtices menores de sinais alternados e intensidade diminuída. No trabalho do AMITAY & GLEZER (2002) são mostradas as distribuições do escoamento cruzado, numa fase média da vorticidade adimensional e numa direção perpendicular ao escoamento. Estes contornos de vorticidade são registrados das distribuições de velocidade na direção do escoamento e do escoamento cruzado, e então são mostradas na Figura 24(a-b) para $St = 10$ e $St = 0.95$, respectivamente. As setas para cima e para baixo denotam o tempo onde o controle é ativado e desativado, respectivamente.

De acordo com AMITAY & GLEZER (2002) o transiente inicial, que acompanha a aplicação do controle de alta freqüência de modulação pulsada da Figura 24(a), era bem parecido com aquele da atuação em baixa freqüência da Figura 24(b). Porém, em contraste com o recolamento à freqüência normalizada mais alta, na qual a seqüência de estruturas de vórtices organizadas parece diminuir acompanhando o transiente em $\hat{t} > 300$, Figura 24(a), o recolamento numa freqüência normalizada de ordem um parece ser acompanhado por uma seqüência coerente de um conjunto de vórtices fortes na freqüência de atuação.

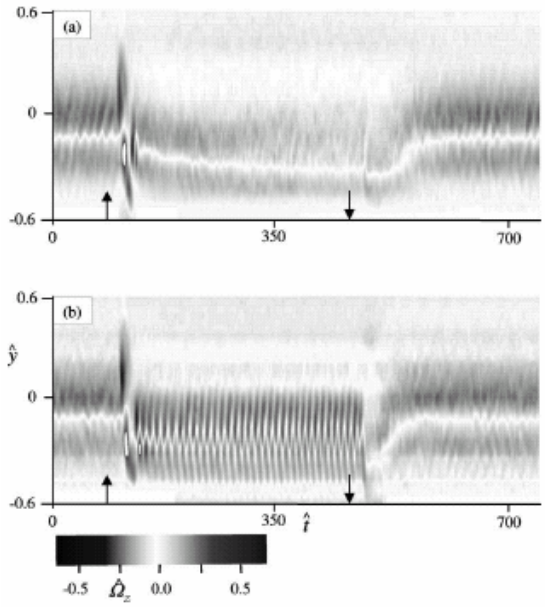

Figura 24 - Esboço da distribuição do escoamento cruzado externo da vorticidade na direção perpendicular ao escoamento registrado em $x/c = 2$, a) $St = 10$ e b) $St = 0.95$ (AMITAY & GLEZER, 2002).

SCHAEFFLER (2003) mostra em seu trabalho a análise da resposta em freqüência de dois atuadores de jato sintético distintos. A Figura 25 mostra a resposta em freqüência de cada um destes atuadores junto com a resposta em freqüência de um atuador de jato sintético com uma fenda retangular com extremidades arredondadas. Para ambas as configurações, ele utiliza uma velocidade de referência para o jato, a qual é a raiz quadrada média máxima observada da velocidade do jato, conforme medida sobre a linha de centro do jato, num ciclo completo, e a uma distância $y = 2.54$ mm da superfície do atuador e sem a presença de um escoamento cruzado externo. Para o atuador com orifício de seção circular (C1-B), a velocidade de referência é $u_j = 16.2$ m/s, numa freqüência nominal de operação $f = 1730$ Hz. No caso do atuador com orifício de seção elíptica (E1-B), a velocidade de referência é $u_j = 19.1$ m/s, numa freqüência nominal de operação $f = 1760$ Hz.

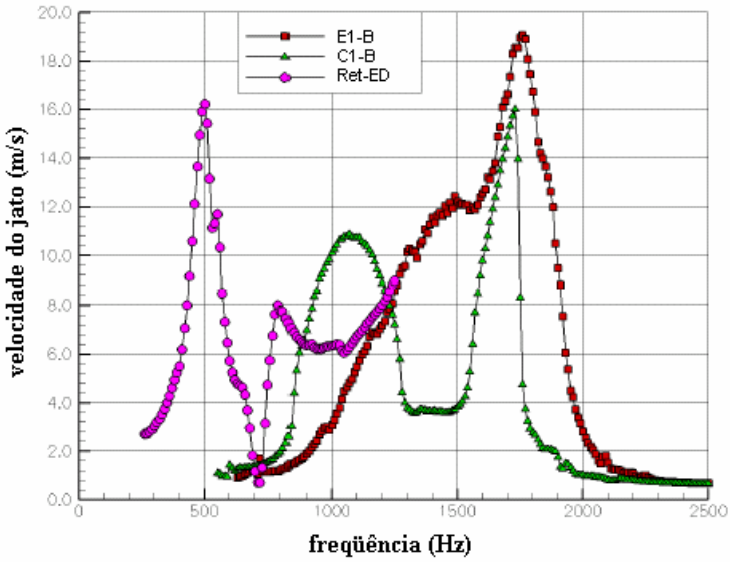

Figura 25 - Resposta em freqüência de atuadores de jato sintético com diferentes seções do orifício de saída operando sem um escoamento cruzado externo (SCHAEFFLER, 2003).

LEE et al. (2003) realizaram investigações experimentais e computacionais dos efeitos de um atuador de jato sintético no escoamento sobre uma placa plana. A Figura 26 mostra como as velocidades média e rms, na linha de centro do jato em $y = 1.2$ mm, varia com a freqüência de excitação enquanto a amplitude de excitação era mantida em ± 10 V. As velocidades média e rms máximas na linha de centro do jato são $U_c = 6.4$ m/s e $u'_c = 7.4$ m/s respectivamente, numa freqüência de excitação $f = 1.5$ kHz. Na

faixa de freqüência de excitação mais baixa, $f = 10$ a 350 Hz, uma velocidade de pico secundária aparece em torno de $f = 100$ a 300 Hz com uma magnitude muito menor.

LEE et al. (2003) afirmam que no uso de atuadores de jato sintético para modificar o escoamento da camada limite, eles observaram que os jatos sintéticos são mais efetivos quando a freqüência de excitação está na faixa da freqüência das ondas de Tollmien-Schlichting registradas no trabalho do HONG et al. (2001). Além disto, o som gerado pelos atuadores de jato sintético em freqüências maiores, $f > 1$ kHz, é audível e pode-se detectar interferências que possam ocorrer durante a sua operação.

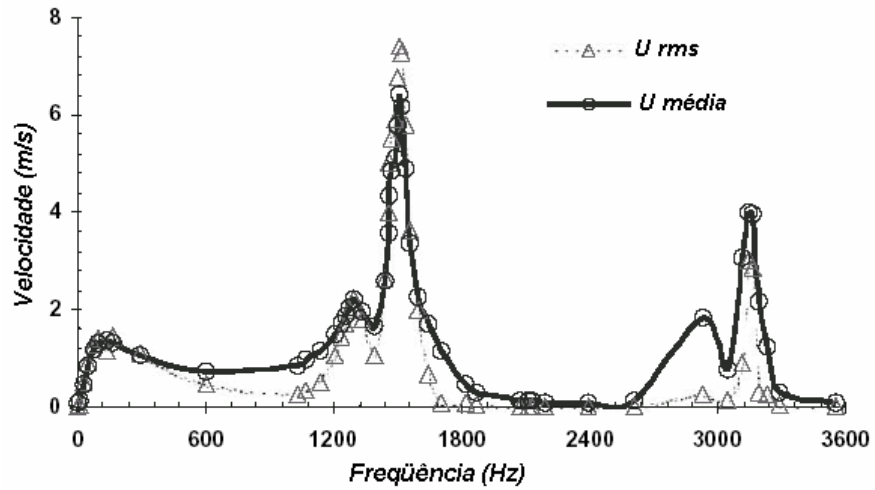

Figura 26 - Velocidades média e rms na linha de centro do jato sintético em $y = 1.2$ mm sem a presença de um escoamento cruzado externo (LEE et al., 2003).

A atuação de um jato sintético em uma determinada freqüência, mostrada no trabalho do SMITH et al. (1998), conduz ao recolamento do escoamento e o estabelecimento de uma força de sustentação mais alta no aerofólio. Este recolamento deve ser acompanhado por uma mudança no escoamento de vorticidade e um aumento líquido na circulação associada com vorticidade positiva no sentido anti-horário. Porém, acompanhando o recolamento, um forte vórtice no sentido horário que indica uma redução na sustentação é inicialmente detectado além da posição de medida. Este vórtice é inerente de um escoamento separado e sua presença está associada com a vorticidade negativa presente que deve deslocar-se ao longo da superfície do aerofólio.

Quando o controle é desativado, o escoamento separa-se novamente e o aerofólio perde sua sustentação. Esta redução na sustentação é acompanhada por uma diminuição na circulação e na cadência de vorticidade negativa, em sentido horário. Porém, acompanhando imediatamente o término do controle, um vórtice no sentido anti-horário, que indica um aumento momentâneo na sustentação, está presente além da estação de medida antes que o campo de vorticidade separado seja estabelecido. Estes transientes de escoamento são semelhantes em ambas as freqüências de atuação, sugerindo que o processo de separação é semelhante.

As freqüências utilizadas nas operações dos atuadores de jato sintético e seus efeitos são avaliados em vários trabalhos experimentais e em simulações numéricas. No estudo realizado por GILARRANZ et al. (1998) é interessante notar, como pode ser visto na Figura 27, que a velocidade axial durante o período de sucção alcança seu máximo em posições radiais próximas da linha de centro do orifício, o escoamento de sucção é alto na linha de centro do orifício.

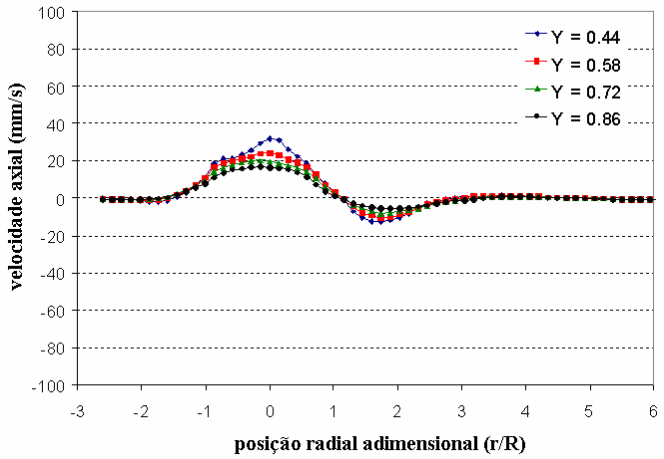

Figura 27 - Variação da velocidade axial de um jato sintético operando uma freqüência $f = 100$ Hz e uma amplitude de oscilação $A = 25$ μm (GILARRANZ et al., 1998).

Durante o ciclo de expulsão, o perfil de velocidade também alcança seu máximo próximo da linha de centro. Porém, este não é o caso na condição de 10 Hz onde sucção máxima é alcançada próxima da parede do orifício em lugar de sua linha de centro, como visto na Figura 28. Segundo GILARRANZ et al. (1998), embora a magnitude da velocidade axial durante o período de expulsão parece ser semelhante à magnitude da

velocidade axial durante o período de sucção, mas em direção oposta, o campo de escoamento para este atuador que opera nestas condições se assemelha a um escoamento de sucção líquido. Este fato pode ser confirmado até mesmo visualmente pela observação do campo de escoamento sem nenhum dispositivo de visualização, onde a fase de sucção abrange uma área maior, enquanto a fase de expulsão atinge uma área menor com um escoamento mais concentrado. Isto contrasta com o campo de escoamento gerado no caso descrito na seção anterior na qual a componente de velocidade axial do ciclo de sucção era muito baixa comparada à velocidade axial durante o ciclo de expulsão.

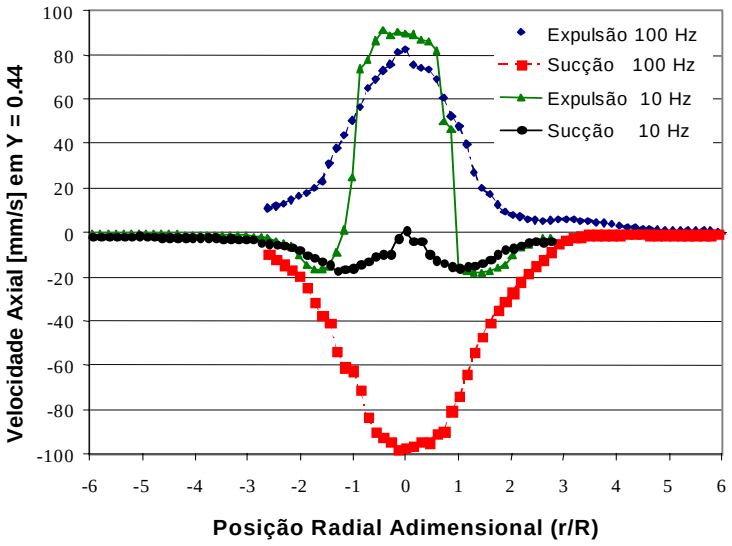

Figura 28 - Comparação entre os perfis de velocidade axial para as condições de sucção e expulsão durante a operação do atuador de jato sintético (GILARRANZ et al., 1998).

A Figura 28 mostra uma comparação entre o perfil de velocidade axial no momento de sucção e expulsão máxima para cada uma das duas condições operacionais do atuador. Observa-se que para a operação em uma amplitude de 75 μm, e freqüência de 10 Hz, o perfil de velocidade na máxima expulsão é muito diferente daquele correspondendo à máxima sucção. Na realidade, para este caso, a expulsão é distribuída apenas na região do escoamento diretamente abaixo do orifício, alcançando seu máximo próximo da linha de centro, enquanto a velocidade de sucção alcança seu máximo na área ao redor da parede do orifício, com seu mínimo próximo da linha de centro. Por outro lado, durante a operação numa amplitude de 25 μm, e freqüência de 100 Hz, os

perfis de velocidade para ambas as condições são muito parecidos, alcançando um máximo na linha de centro do orifício.

Segundo SCHAEFFLER (2003), o estudo da fase, ou campo de velocidade média agrupada, permite o estudo da evolução do jato sintético essencialmente como função do tempo. As 100 medidas instantâneas do campo de velocidade, cada uma com as suas próprias flutuações aleatórias individuais, enquanto média do agrupamento, produz o campo de escoamento característico naquela fase particular $\hat{\psi}$ do sinal dirigido do atuador. A Figura 29 ilustra perfis de velocidade do jato sintético em diferentes fases $\hat{\psi}$ do sinal dirigido do atuador. Os perfis de velocidade do jato sintético são esboçados para uma determinada distância adimensional $y/d_o = 0.10$ da superfície. Os resultados apresentados se referem a valores obtidos sem a presença de um escoamento cruzado externo.

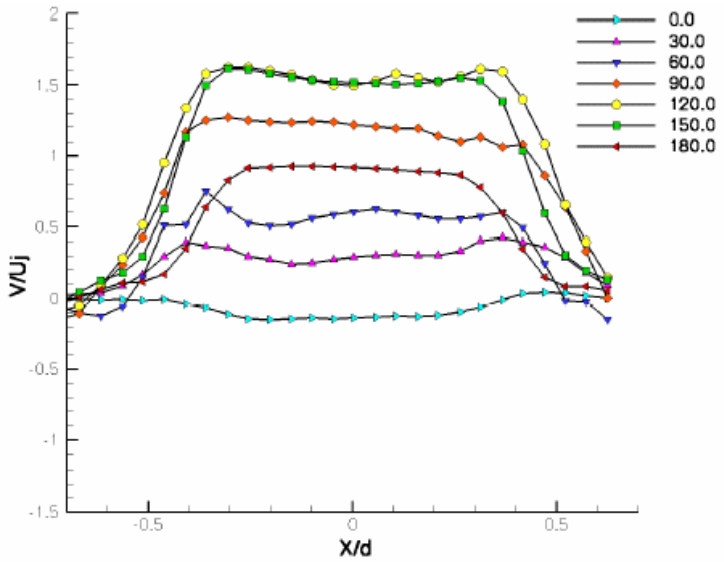

Figura 29 - Perfis de velocidade do jato sintético em diferentes fases $\hat{\psi}$ do sinal dirigido do atuador de jato sintético (SCHAEFFLER, 2003).

SCHAEFFLER (2003) afirma em seu trabalho que conforme o ciclo de sucção se inicia, uma demanda se desenvolve por fluido ambiente para se encher a cavidade do jato em expansão. As duas áreas do campo de escoamento que suprem o fluido ambiente para satisfazer cada um destes requerimentos devem separar-se uma da outra. Desta forma seria esperado que houvesse uma divisão no padrão de linha de corrente secional, separando as duas zonas topologicamente. A existência de uma divisão no

padrão de linha de corrente secional foi mencionado por SMITH & GLEZER (1998), mas não no contexto da separação da área do entranhamento na cavidade e no anel de vórtice. Deveria ser observado que não há divisão no padrão do escoamento médio. No trabalho do SCHAEFFLER (2003), a Figura 30 ilustra o padrão de linha de corrente secional numa fase durante o ciclo de sucção, sem divisão no padrão de linha de corrente.

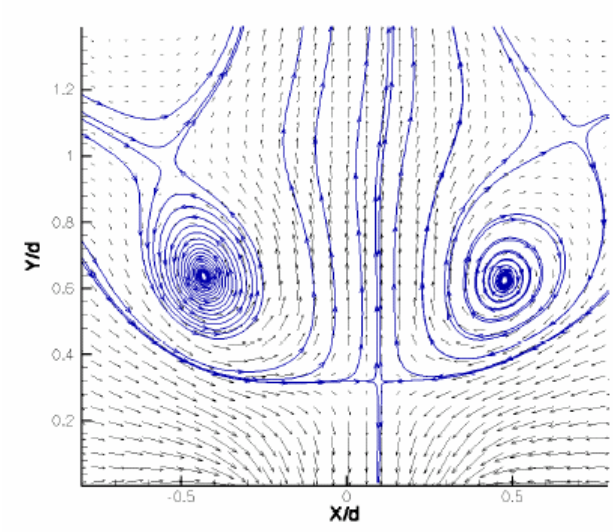

Figura 30 - Linhas de corrente para o atuador de orifício circular durante o ciclo de sucção e fase particular $\hat{\psi} = 320°$ do sinal dirigido do atuador (SCHAEFFLER, 2003).

Para demonstrar a efetividade da técnica de recolamento do escoamento com freqüência modulada em pulsos, no trabalho do AMITAY & GLEZER (2002), o campo de escoamento sobre o aerofólio é medido usando uma sucessão de imagens de PIV tomadas no plano *x-y* ($z = 0$) em cima da superfície superior do aerofólio. Cada imagem é compreendida de três medidas de estruturas sobrepostas parcialmente 10x10 cm^2. Os dados são adquiridos em $\alpha = 20°$, $\mathrm{Re}_c = 3.1 \times 10^5$, $\gamma = 45°$ e $C_\mu = 4.5 \times 10^{-3}$. Cada imagem é compreendida de três estruturas sobrepostas parcialmente, cada uma consistindo em 150 pares de registro.

Quadros dos vetores de velocidade do escoamento cruzado num tempo médio são mostrados na Figura 31(a-d) do trabalho do AMITAY & GLEZER (2002). Na ausência de controle, Figura 31(a), o escoamento separado exibe um grande domínio de escoamento recirculando sobre a superfície superior inteira do aerofólio. Neste baixo

nível de C_μ, a atuação não modulada em $St = 10$, Figura 31(b), conduz a uma modesta migração a jusante, para $\hat{x} \approx 0.3$, do ponto de separação e depois disso o escoamento está completamente separado.

Quando o escoamento é ativado usando uma freqüência de atuação com pulso modulado em $\hat{f} = 1.1$, de um $St = O(10)$ para deslocamento na Figura 31(c), o escoamento está colado em cima da maior parte da superfície do aerofólio. É interessante observar que para $\hat{x} > 0.7$ ($\hat{x} = x/c$), a camada limite do escoamento colado torna-se de maneira perceptível mais densa, como possível resultado de uma distribuição de pressão mais adequada. As imagens dos vetores sugerem que o escoamento possa ser separado somente a montante do bordo de fuga do aerofólio. Uma comparação deste quadro de vetores velocidade do escoamento com o correspondente quadro para atuação não modulada em $St = 1.1$, Figura 31(d), mostra que a atuação não modulada resulta num aumento da espessura da camada na parede que começa muito mais distante a montante, $\hat{x} > 0.2$.

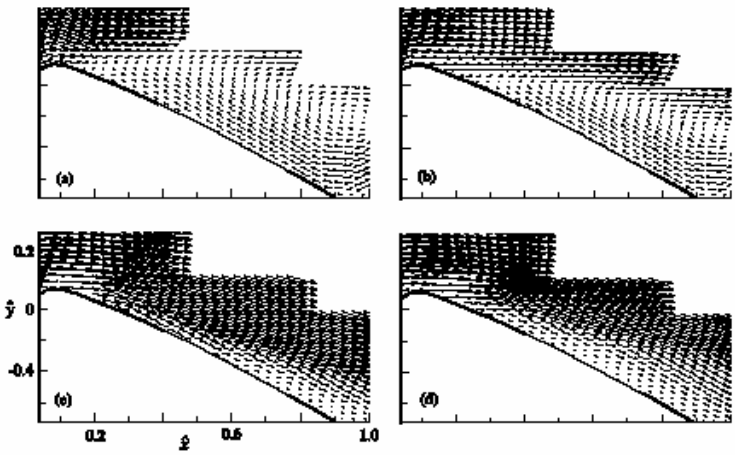

Figura 31 - Quadros dos vetores de velocidade do escoamento cruzado num tempo médio em $\alpha = 20°$ e $\gamma = 45°$ (AMITAY & GLEZER, 2002).

Estes dados do trabalho do AMITAY & GLEZER (2002) sugerem que quando o escoamento está sob atuação de uma freqüência reduzida baixa, que é da mesma ordem da freqüência de cadência natural para a qual o escoamento separado é inerentemente receptivo, a capacidade de controle é ampliada e o recolamento é manifestado pela passagem de vórtices da camada cisalhada ao longo da superfície do aerofólio. Porém,

quando a freqüência de atuação for bastante alta, a interação dos jatos com o escoamento acontece em uma escala de comprimento menor, que conduz a modificação local da forma aparente do aerofólio, e suprime a cadência de vórtices em grande escala, com um recolamento do escoamento ao longo da superfície do aerofólio.

No trabalho do SCHAEFFLER (2003), os vetores velocidade e algumas linhas de corrente secionais representativas são vistos na Figura 32, para o caso de um atuador com orifício circular operando com escoamento quiescente. O parâmetro adimensional que descreve o comportamento oscilatório do escoamento é o número de Strouhal $St = fd_o / u_j$. Para os resultados apresentados naquele trabalho, o diâmetro do orifício, a raiz quadrada da velocidade média do jato e a freqüência de oscilação do atuador são utilizados para o cálculo do número de Strouhal. Para o caso da Figura 32, o atuador de orifício circular opera com uma freqüência nominal de oscilação $f = 1730$ Hz e uma velocidade nominal do jato $u_j = 16.2$ m/s, resultando num número de Strouhal $St = 0.51$.

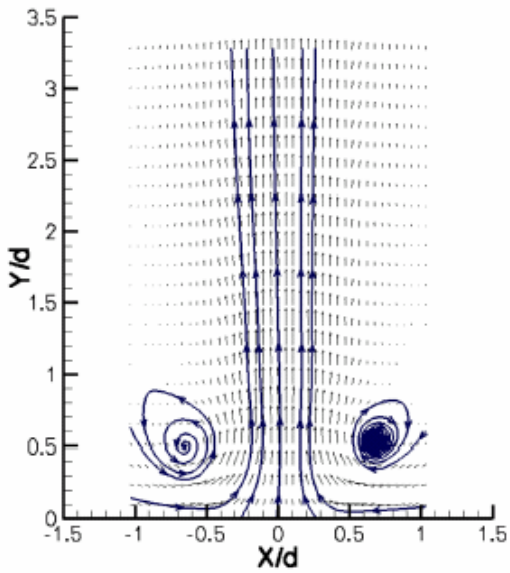

Figura 32 - Vetores velocidade e algumas linhas de corrente secionais no caso de operação de um atuador com orifício circular (SCHAEFFLER, 2003).

De acordo com AMITAY et al. (2001) a freqüência de atuação é selecionada deliberadamente para ser pelo menos uma ordem de magnitude acima da freqüência natural do aerofólio, para ampliar a largura de banda da atuação e capacitar acoplamento

para as características do escoamento dentro da camada limite no escoamento a frente da separação. Assim, o efeito da freqüência de atuação no controle do escoamento separado é um ponto crucial na aplicação de jatos sintéticos para controle de escoamento. Alguns detalhes da interação entre um jato sintético e um escoamento cruzado são discutidos em detalhes no trabalho do HONOHAN et al. (2000).

No trabalho do PES et al. (2002) o jato sintético é investigado através de simulações numéricas. Naquele trabalho, eles observaram que quando a freqüência aumenta para uma determinada amplitude fixada, o jato resultante torna-se mais estreito e se dissipa mais rápido, visto que a massa ejetada em cada meio ciclo é menor e ao mesmo tempo os vórtices estão mais próximos. Na mesma fase o campo de escoamento na plenitude é caracterizado por vórtices menores. Na Figura 33 são esboçados os perfis da componente de velocidade na direção do escoamento oscilatório num período médio em diferentes freqüências de oscilação do jato sintético.

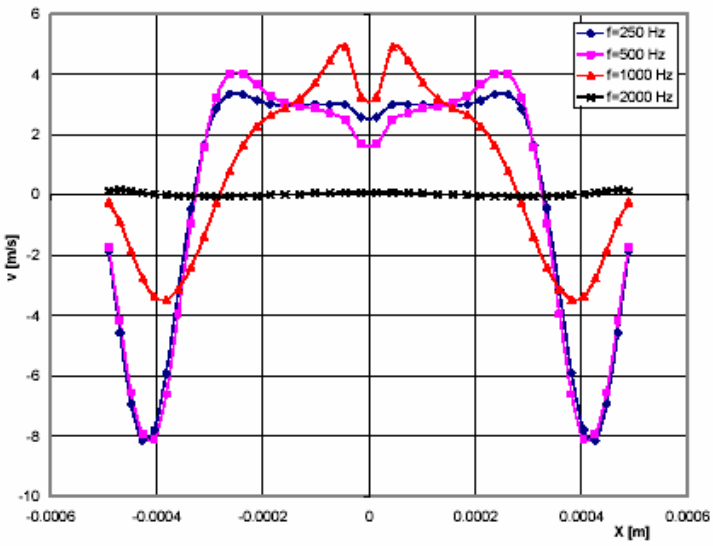

Figura 33 - Perfis da componente de velocidade *v* na direção do escoamento oscilatório em diferentes freqüências nominais de oscilação (PES et al., 2002).

RAO et al. (2000) investigaram a influência de atuadores de jato sintético no atraso da separação da camada limite num aerofólio NACA 0015 em $\alpha = 0°$ até $\alpha = -15°$. Conforme pode ser visto na Figura 34(a-c), quando o atuador de jato sintético não estava em operação, uma separação massiva era observada na superfície do aerofólio, posicionado num ângulo de ataque $\alpha = -15°$ e com uma velocidade do

escoamento livre $U_\infty = 175$ mm/s. A Figura 34(a) mostra que a separação se inicia a jusante do bordo de ataque do aerofólio. Quando o atuador de jato sintético é acionado, a separação é completamente eliminada da superfície do aerofólio como visto na Figura 34(b). Neste caso o jato sintético é operado com uma freqüência de excitação nominal de $f = 12$ Hz. No entanto, conforme a velocidade do escoamento livre é aumentada para $U_\infty = 308$ mm/s, a separação começa a reaparecer próximo ao bordo de fuga do aerofólio, Figura 34(c), com o atuador acionado numa freqüência nominal de $f = 12$ Hz. A separação é novamente eliminada pelo aumento da freqüência de atuação do jato sintético para $f = 17$ Hz.

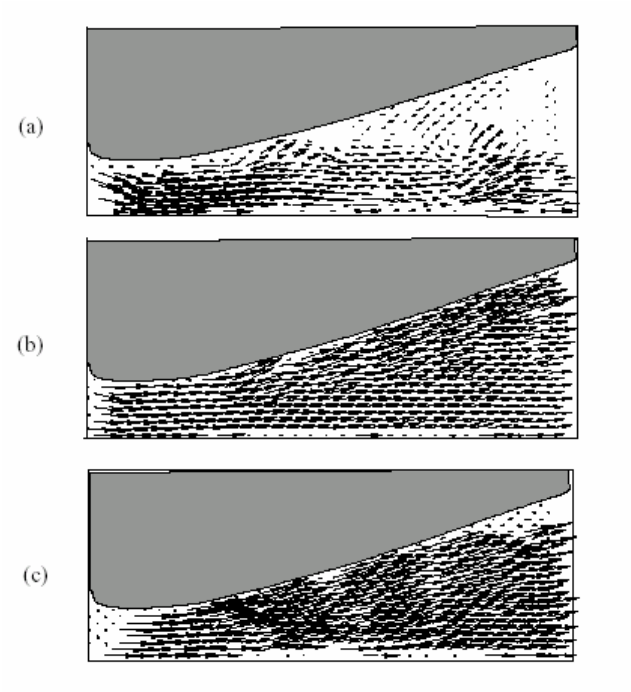

Figura 34 - Visualização do controle de escoamento proporcionado pela atuação de um jato sintético na separação do escoamento (RAO et al., 2000).

No trabalho do AMITAY et al. (2001), para demonstrar o efeito da freqüência de atuação na efetividade de controle, os atuadores são ativados em seis freqüências que correspondem a freqüência adimensional $F^+ =$ 0.95, 2.05, 3.4, 10, 14.7 e 20 ($f = 71$, 148, 246, 740, 1088 e 1480 Hz, respectivamente). Para $F^+ =$ 0.95, 2.05 e 3.4, os jatos foram dirigidos por alto falantes de áudio, enquanto que para as freqüências mais altas os jatos foram formados por atuadores compactos usando atuadores com disco piezo-

cerâmico. Os atuadores foram calibrados a cada freqüência operacional fora do túnel de vento e uma vez mais na presença de um escoamento cruzado no túnel de vento.

AMITAY et al. (2001) observaram que quando as freqüências operacionais estavam abaixo de $F^+ < 4$ os jatos dirigidos pelo atuadores com alto falantes eram uniformes ao longo do comprimento da fenda. Porém, em freqüências mais altas, os jatos dirigidos pelos alto falantes desenvolvem formas não uniformes na direção do escoamento devido a efeitos acústicos tridimensionais dentro da cavidade do atuador. Medidas da velocidade dentro do orifício do atuador usando um anemômetro de fio quente revelaram que para $F^+ > 4$ o desempenho dos jatos produzidos pelos atuadores com alto falantes é notadamente diferente na presença e na ausência de um escoamento cruzado.

No trabalho do MALLINSON et al. (2003), numa simulação numérica de um atuador de jato sintético, a membrana do atuador é modelada para oscilar de maneira sinusoidal com uma freqüência de excitação f_m. Eles também adotam valores para a deflexão máxima da membrana do atuador Δ_m. Para outras dimensões do atuador são adotados os valores $d_o = 200$ μm, $h_o = 165$ μm, $d_c = 3680$ μm e $h_c = 135$ μm. Na Tabela 1 podem ser vistos os valores utilizados para a deflexão da membrana e freqüência de oscilação em nove casos distintos das simulações.

Caso	Δ_m (μm)	f_m (kHz)
1	0.5	0.725
2	1.0	0.725
3	2.0	0.725
4	0.5	1.45
5	1.0	1.45
6	2.0	1.45
7	0.5	2.90
8	1.0	2.90
9	2.0	2.90

Tabela 1 - Parâmetros relacionados a membrana do atuador de jato sintético para utilização nas simulações de operação do atuador (MALLINSON et al., 2003).

No trabalho do BARTON et al. (2001), eles afirmam que concentrando atenção na menor largura do bocal, isto sustenta o argumento que uma camada limite mais

esbelta deveria permanecer colada numa distância maior que uma camada limite mais espessa, e então ter uma região de atuação ampliada. Através de visualização de escoamento, eles confirmam que casos de freqüência alta separam o escoamento a jusante da extremidade do raio do bocal.

Perfis de velocidade no pico do estágio de expulsão, em $t/T = 0.25$ são mostrados na Figura 35 para $h = 0.51$ cm, e fica claro que a variação na espessura da camada limite com a freqüência de atuação corresponde à uma variação grande na formação da região de atuação. Desta forma, eles acreditam que as variações observadas nos dados da região de atuação são principalmente devido ao raio na extremidade, e que, se este raio não estivesse presente, a formação da região de atuação seria nominalmente constante e numa faixa de $5.5 < L_o / h < 6.0$.

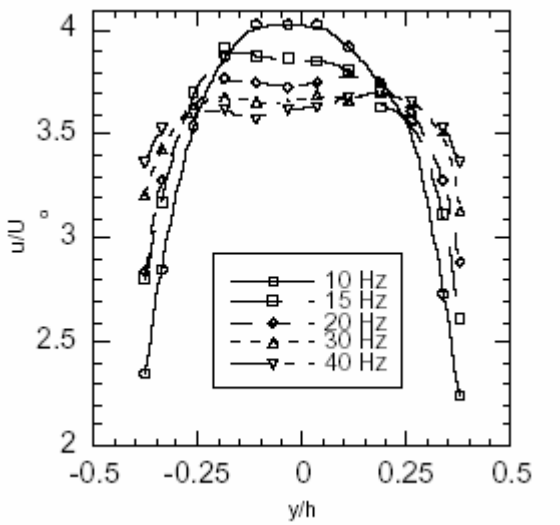

Figura 35 - Perfis de velocidade na formação do jato sintético no estágio de expulsão em $t/T = 0.25$ e $h = 0.51$ cm em várias freqüências (BARTON et al., 2001).

Muitos trabalhos com controle ativo para atrasar a separação de escoamento têm enfocado em estender-se a atuação para o envelope de vôo de aerofólios convencionais usando atuação periódica. Desta maneira, a atuação ocorre num período determinado, relacionado ao tempo em escala característico para o vôo, e sobre o escoamento controlado acima da superfície. Quando a relação entre o tempo característico de vôo e o período de atuação, definido como freqüência adimensional F^+, é de ordem um, a freqüência de atuação também é comparável à freqüência de cadência do corpo.

Segundo AMITAY et al. (2001), na presença de um escoamento cruzado, a velocidade dos jatos dirigidos pelos alto falantes diminui em mais de 80%, e assim, a capacidade deles para recolar o escoamento ficou reduzida. O atuador composto pelo disco piezo-elétrico, com uma pequena cavidade modulada em uma freqüência alta, apresentou uma emissão uniforme no orifício que conduz a um recolamento completo do escoamento separado. AMITAY et al. (2001) observaram que atuações em baixas freqüências resultaram em um pico de sucção muito agudo próximo $x/c = 0.075$, os quais correspondem à localização da separação no escoamento não forçado. Concomitantemente, o grau de recuperação da pressão em direção ao bordo de fuga foi reduzido com o aumento da freqüência de controle, conduzindo a um aumento do arrasto de pressão.

No trabalho do WU et al. (1998), as distribuições de pressão para $F^+ = 10$, as quais são uma ordem de magnitude mais alta que a freqüência natural ($F^+ = 0.7$), são significativamente diferentes e apresentaram picos de sucção maiores e mais amplos com um correspondente aumento no coeficiente de sustentação. Acompanhando o pico de sucção, a diferença de pressão entre a sucção e a pressão nas laterais é menor que nas situações correspondentes em freqüências baixas de atuação, resultando em um arrasto de pressão mais baixo. Além disso, enquanto que em freqüências baixas de atuação a distribuição de pressão varia com F^+, em freqüências de atuação altas a distribuição de pressão parece ser independente de F^+, sugerindo que quando a freqüência de atuação é bastante alta, os detalhes do recolamento do escoamento ficam independentes da freqüência.

2.3.7) Configurações de malhas utilizadas para simulação do jato sintético

No trabalho do NAE (2002), pela simulação global da cavidade e do escoamento externo, ele concluiu que a discretização realizada tinha pontos insuficientes na região externa para o jato, mas isto não afetou o escoamento dentro da cavidade e o perfil de velocidade na saída. O domínio computacional foi dividido em quatro regiões não

sobrepostas distintas. Para os dois tipos de simulações, ele usou malhas diferentes. Todos os dados foram adimensionalizados pela dimensão do bocal *d*. A cavidade tem uma largura da geometria fixa, com o comprimento do bocal h_o = 1, o comprimento da cavidade h_c = 15 e largura da cavidade d_c = 10. O domínio externo é considerado com L_x = 30 e H_y = 50. O domínio computacional tem uma simetria vertical como pode ser visto na Figura 36.

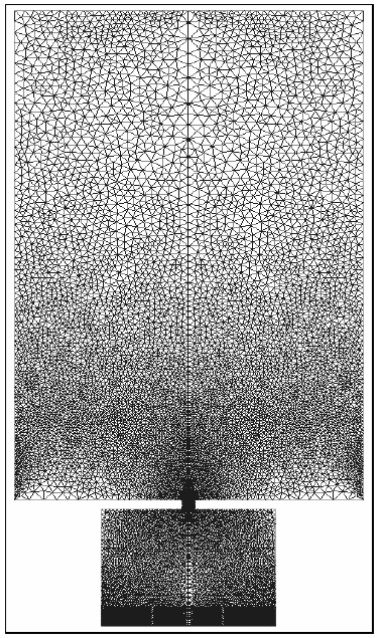

Figura 36 - Malha utilizada na simulação global da interação do escoamento cruzado com o escoamento produzido pelo atuador de jato sintético (NAE, 2002).

Para a simulação global que contém quatro blocos, NAE (2002) usou uma triangulação mista estruturada e não estruturada. Na região externa, no bocal e na parte principal da cavidade foram usadas malhas não estruturadas. A parte mais baixa da cavidade, onde ocorreu a simulação da fronteira móvel, é triangulada usando uma faixa de malha estruturada.

A região da cavidade é modificada de acordo com a equação adotada para o movimento oscilatório da membrana, onde foi adotada uma relação dimensional com a amplitude de oscilação. A relação adotada tem a finalidade de manter uma fronteira superior fixa para a conectividade com o resto do domínio da cavidade, como pode ser visto pela Figura 37. Um algoritmo simples foi usado para a reconstrução da malha, em

cada passo de tempo, usando a equação de movimento oscilatório nesta área durante o processo de simulação.

A malha foi construída usando-se triangulação de Delaunay padrão com restrições impostas nas fronteiras para alcançar-se a resolução exigida ao redor do bocal. A condição imposta nesta região foi para a distância mínima à parede no tamanho de 10^{-5}. Esta malha básica tem 25.000 pontos e 50.000 triângulos ao redor. Um número de 10 regularizações de vértices clássicas foram executadas para uma melhor distribuição de fator de forma no domínio.

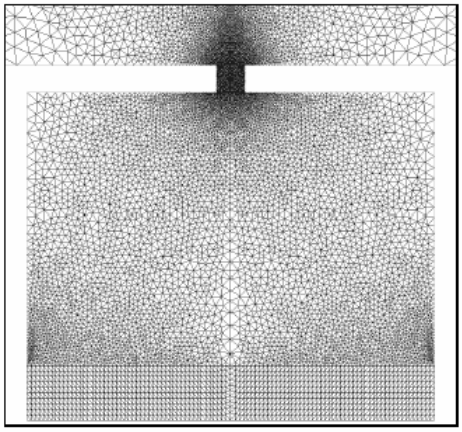

Figura 37 - Malha utilizada na simulação do escoamento na cavidade produzido pelo atuador de jato sintético (NAE, 2002).

Na Figura 38(a-c) do trabalho de MITTAL et al. (2001) estão esboçadas as linhas de corrente correspondentes ao escoamento principal. Em alguns estudos anteriores, como o de CHATLYNNE et al. (2001), eles assumem a hipótese de que o jato sintético é capaz de alterar a forma efetiva do corpo pela formação de uma zona de recirculação do meio no escoamento externo que é significativamente maior que o tamanho do jato. Da Figura 38(a), observa-se que a velocidade relativa do jato alta cria um sistema relativamente grande de bolhas de recirculação na superfície da placa plana com um comprimento que é aproximadamente dez vezes o diâmetro do atuador.

Para os jatos com velocidade mais baixa, vistos nas Figuras 38(b) e 38(c), nenhuma zona de recirculação é formada e as linhas de corrente são quase apenas ligeiramente perturbadas na vizinhança muito próxima da saída do jato. Assim, o jato

sintético é realmente capaz de formar grandes zonas de recirculação do meio. Porém esta capacidade depende da relação do jato com a velocidade do escoamento externo.

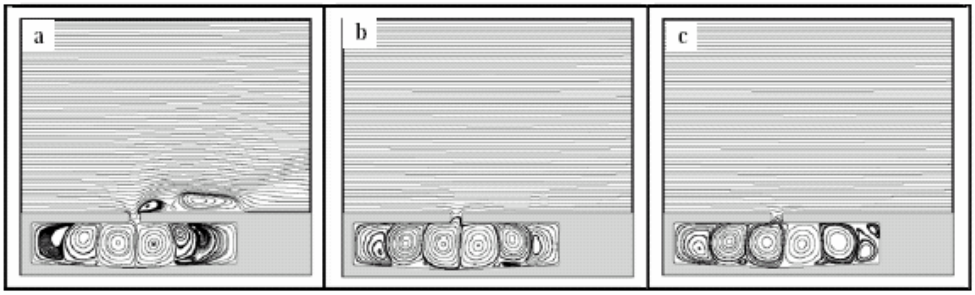

Figura 38 - Esboços das linhas de corrente correspondentes ao escoamento principal para a) $\mathrm{Re}_\delta = 260$, b) $\mathrm{Re}_\delta = 1200$ e c) $\mathrm{Re}_\delta = 2600$ (MITTAL et al., 2001).

Segundo MITTAL et al. (2001) os resultados de computações bidimensionais indicaram que elementos geométricos exatos da cavidade do atuador, como o raio de curvatura das extremidades do orifício e a inclinação das paredes laterais do orifício, foram de vital importância na determinação do perfil de velocidade na saída do bocal e subseqüente formação do jato sintético. Além disso, a relação de aspecto numérico da saída do jato era apenas um décimo daquela da experiência.

PES et al. (2002) usaram o programa comercial Gambit de geração de malha para criar a malha computacional utilizada nas simulações. Eles investigaram a relação do diâmetro da cavidade e do orifício, $d_o / d_c = 1/32$. Os detalhes das malhas utilizadas são mostrados na Tabela 2.

designação da malha		tamanho da malha	ΔX_{min}	ΔY_{min}
malha 1	cavidade	(116 X 200)	0.02	0.018
	orifício	(20 X 14)	0.02	0.018
	campo externo	(110 X 240)	0.02	0.018
malha 2	cavidade	(232 X 130)	0.02	0.018
	orifício	(40 X 14)	0.02	0.018
	campo externo	(240 X 220)	0.02	0.018

Tabela 2 - Detalhes das dimensões das malhas utilizadas nas simulações do jato sintético (PES et al., 2002).

Com os parâmetros característicos do jato escolhidos desse modo, deve-se determinar a dependência deles em relação ao escoamento e parâmetros geométricos da configuração correspondente. O sistema de coordenadas cartesianas foi escolhido orientado com sua origem na linha de centro da saída do orifício.

No trabalho do PES et al. (2002) o caso de uma simulação apenas do escoamento oscilatório do jato sintético sem a presença do escoamento cruzado externo utiliza a malha 1. Para um jato sintético na presença de um escoamento cruzado externo, o domínio inteiro foi computado no caso da malha 2 da Figura 39. No caso das duas malhas utilizadas é adotado um número de pontos em cada malha que alcance a condição $y^+ = 1$ em todos os casos. Esta condição permite a computação da camada limite em todas as superfícies para diferentes condições de operação do atuador de jato sintético.

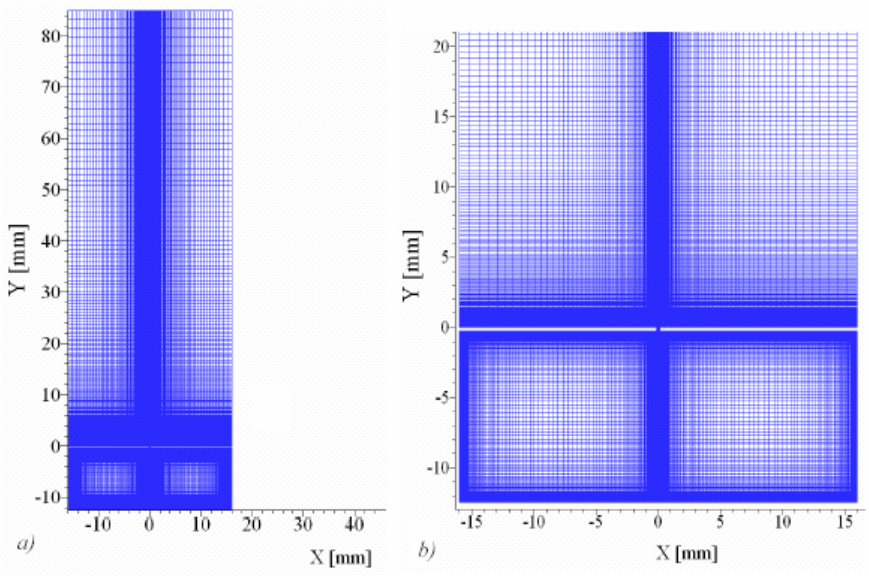

Figura 39 - Malha utilizada na simulação do escoamento produzido pelo atuador de jato sintético, com o domínio inteiro (a), e detalhes da cavidade (b) (PES et al., 2002).

3) REVISÃO TEÓRICA

3.1) Conceitos fundamentais sobre a camada limite

O comportamento real do escoamento ao longo de um corpo imerso no meio onde ocorre o escoamento é explicado pela atuação da camada limite sobre este. Longe do corpo, todo ar está escoando a uma velocidade uniforme, e ao passar em torno da superfície do corpo, o ar que interage com a sua superfície terá sua velocidade diminuída até zero devido ao atrito. SCHLICHTING (1979) afirma que o perfil de velocidade desenvolvido próximo à superfície até a fronteira da camada limite, assumirá um valor menor que aquele do escoamento principal.

Para fluidos de viscosidade relativamente pequena, o efeito do atrito interno é apreciável somente numa região estreita contornando as fronteiras do fluido. Desta hipótese, o escoamento externo à região estreita perto das fronteiras sólidas pode ser considerado como ideal ou potencial. Relações dentro da região da camada limite podem ser obtidas das equações gerais dos fluidos viscosos, mas o uso da equação da quantidade de movimento permite o desenvolvimento de equações aproximadas para o crescimento e arrasto da camada limite.

Quando o movimento num fluido de viscosidade bastante baixa começa, o escoamento nos primeiros instantes é essencialmente irrotacional. Como o fluido tem velocidade nula em relação às fronteiras, existe um acentuado gradiente de velocidade da superfície para o fluido. Este gradiente num fluido real causa, perto da fronteira, forças de cisalhamento que reduzem o escoamento relativo.

A camada de fluido que teve sua velocidade afetada pela tensão junto à superfície é chamada de camada limite. A velocidade na camada limite se aproxima

assintoticamente da velocidade do escoamento principal. A camada limite é bastante fina na extremidade à montante de um corpo alongado em repouso num escoamento uniforme. Assim que esta camada se desloca ao longo do corpo, a ação contínua da tensão de cisalhamento tende a retardar as demais partículas do fluido, acarretando o aumento da espessura da camada limite com o aumento da distância ao longo do escoamento.

O fluido na camada limite está também sujeito a um gradiente de pressão, determinado a partir do escoamento potencial, que aumenta a quantidade de movimento do fluido na camada, se a pressão decresce a jusante, e diminui se a pressão cresce, num gradiente de pressão adverso. Segundo BATCHELOR (1967), o escoamento fora da camada limite também pode transferir quantidade de movimento para dentro da camada limite.

Para contornos à montante suaves, a camada limite começa como uma camada limite laminar na qual as partículas do fluido se movem em camadas suaves. À medida que a espessura da camada limite laminar aumenta, esta se torna instável e pode-se transformar numa camada limite turbulenta, depois de uma zona de transição, na qual as partículas do fluido se movem por caminhos desordenados, embora sua velocidade tenha sido reduzida pela ação da viscosidade dentro da camada.

Quando a camada limite se torna turbulenta, ainda existe uma camada muito fina junto ao contorno da superfície que tem movimento laminar, a qual denominamos de subcamada viscosa. Inicialmente, a camada limite é constituída de um escoamento laminar, passando por uma região de transição, para então entrar em escoamento turbulento. Considere o escoamento se aproximando de um corpo com extremidade pontiaguda, mostrado na Figura 40.

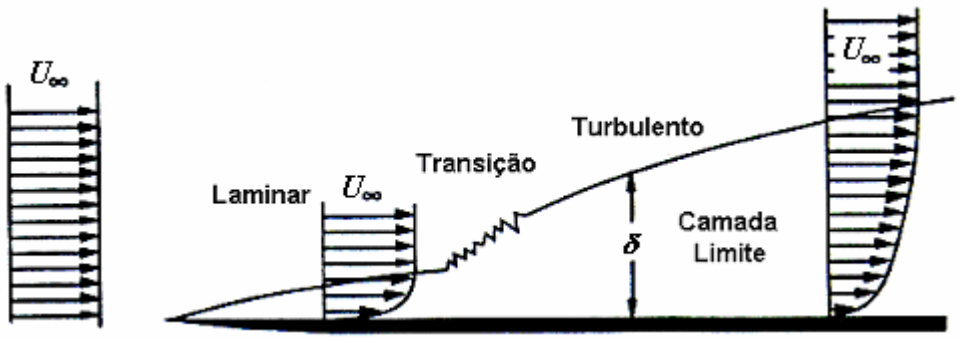

Figura 40 - Desenvolvimento da camada limite ao longo de uma placa plana com gradiente de pressão nulo.

A técnica de análise da camada limite pode ser utilizada para calcular efeitos viscosos próximo a paredes sólidas e para justapô-los ao movimento não viscoso externo. Essa justaposição é mais bem sucedida à medida que o número de Reynolds torna-se maior. Numa corrente uniforme com velocidade do escoamento U_∞ movendo-se paralelamente a uma placa plana aguda de comprimento L_p, se o número de Reynolds é baixo, a região viscosa é muito ampla e se estende bem a montante e para os lados da placa.

A placa retarda bastante a corrente de aproximação e pequenas variações nos parâmetros do escoamento causam grandes mudanças na distribuição de pressões ao longo da placa. Segundo SCHLICHTING (1979), embora seja possível, em princípio, justapor as camadas viscosa e não viscosa através de análise matemática, sua interação é forte e não linear. Não existe teoria simples para análise de escoamentos externos com números de Reynolds em torno de 1 a 1000, e na maior parte dos casos esses escoamentos com camadas cisalhantes espessas são estudados experimentalmente ou por modelagem numérica.

Vários trabalhos demonstraram que escoamento com alto número de Reynolds é muito mais acessível a um tratamento de camada limite. As camadas viscosas, tanto laminar quanto turbulenta, são bastante delgadas. A espessura da camada limite δ é definida como o lugar geométrico dos pontos onde a componente de velocidade $u(x,y,t)$ paralela à placa atinge 99% da velocidade externa do escoamento livre U_∞. A distribuição de pressões ao longo da placa pode ser calculada usando-se a teoria não viscosa, como se a camada limite nem mesmo estivesse presente. Esse campo de

pressões externo dirige então o escoamento da camada limite, atuando como uma função forçante na equação da quantidade de movimento ao longo da superfície. Para corpos esbeltos, tais como placas e aerofólios paralelos à corrente de aproximação, essa hipótese de interação desprezível entre a camada limite e a distribuição de pressões externa é uma excelente aproximação.

Na face de corpo imerso num determinado escoamento, a camada limite inicia-se em um ponto onde as linhas de corrente se estagnam ao chocar-se com a sua superfície. Dentro da camada limite a velocidade é reduzida devido ao atrito, e a pressão no ponto de estagnação é a pressão total, diminuindo para trás ao longo da superfície. Deste modo o gradiente de pressão ao longo desta atua para empurrar o ar através da camada limite, o crescimento da camada é impedido. A pressão diminuindo na direção do escoamento é conhecida como gradiente de pressão favorável, devido ao fato da atuação deste gradiente inibir o crescimento da camada limite.

Com o escoamento curvando-se novamente para seguir o corpo, a pressão cresce como anteriormente. Este aumento de pressão atua para desacelerar o escoamento na camada limite, o que causa um crescimento em sua espessura. Desta maneira é produzido o gradiente de pressão adverso. Em algum ponto o escoamento próximo à superfície pode ser revertido pela ação da pressão conforme Figura 41.

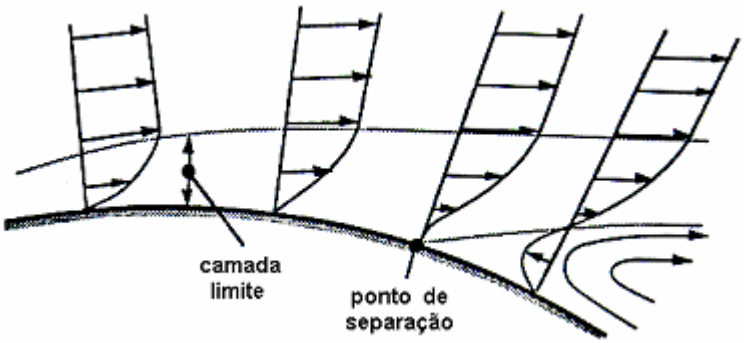

Figura 41 - Separação do escoamento numa superfície curva devido a atuação do gradiente de pressão adverso a jusante do escoamento.

O ponto onde o escoamento atinge velocidade nula é conhecido como ponto de separação, sendo que a derivada da componente de velocidade em relação à direção normal ao escoamento é nula ($\partial u/\partial y = 0$). Neste ponto a corrente principal não estará

mais ligada ao corpo, sendo capaz de livrar-se e continuar num movimento em uma linha aproximadamente reta, e neste movimento tenta carregar o ar para a região atrás do corpo, com a pressão nesta região caindo para abaixo da ambiente.

Vórtices se formam e o escoamento torna-se muito instável nesta região, com uma esteira de Vórtices de Von-Karman formada, criando vórtices periodicamente, e interpretado como uma vibração oscilatória aerodinâmica. O fenômeno de separação impede que o escoamento prossiga para baixo na parte traseira do corpo. A pressão na região de separação está abaixo daquela imposta na frente do corpo, e a diferença nesta pressão total é responsável pelo arrasto no corpo. A força de arrasto resultante da ação da fricção viscosa na camada limite da superfície do corpo é o arrasto de atrito.

3.2) A camada limite ao longo de uma placa plana e a equação de Blasius

Nesta seção várias propriedades gerais das equações diferenciais da camada limite são deduzidas. No entanto, antes de fazer isto, parece oportuno considerar agora um exemplo específico e assim ganhar maior familiaridade com as equações. O exemplo mais simples da aplicação das equações da camada limite é dado pelo escoamento ao longo de uma placa plana muito fina. Historicamente este foi o primeiro exemplo ilustrando a aplicação da teoria da camada limite de Prandtl; e foi discutido por H. Blasius em sua Tese de Doutorado em Goettingen. Sendo o bordo de ataque da placa em $x = 0$, a placa sendo paralela ao eixo x e infinitamente longa a jusante, Figura 42. Nós consideraremos escoamento permanente com uma velocidade do escoamento livre U_∞, a qual é paralela ao eixo x. A velocidade do escoamento potencial é constante neste caso, e então, $dp/dx \equiv 0$. As equações da camada limite tornam-se as eq. (12) e (13):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{12}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \tag{13}$$

com as condições de fronteira: $u = v = 0$ para $y = 0$, e $u = U_\infty$ em $y = \infty$.

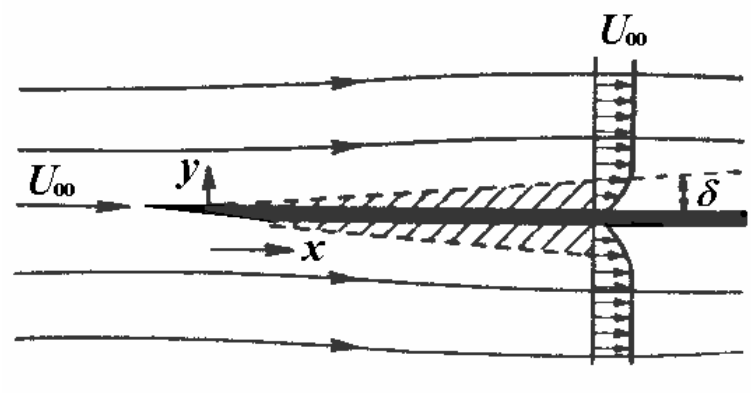

Figura 42 - A camada limite ao longo de uma placa plana com um ângulo de incidência do escoamento zero (SCHLICHTING, 1979).

Visto que o sistema em consideração não tem um comprimento determinado é razoável supor que os perfis de velocidade em distâncias variáveis do bordo de ataque são semelhantes uns aos outros. O que significa que as curvas de velocidade $u(y)$ para distâncias variáveis x podem se tornar parecidas pela seleção adequada de fatores de escala para u e y. Os fatores de escala para u e y aparecem muito naturalmente conforme a velocidade do escoamento livre U_∞ e espessura da camada limite $\delta(x)$, respectivamente. Será observado que $\delta(x)$ aumenta com a distância presente x. Portanto o princípio de similaridade dos perfis de velocidade na camada limite pode ser escrito como $u/U_\infty = \phi(y, \delta)$, onde a função ϕ deve ser a mesma em todas as distâncias x do bordo de ataque.

Estimando-se agora a espessura da camada limite, das soluções exatas das equações de Navier-Stokes consideradas previamente foi encontrado que no caso de uma placa acelerada repentinamente, que $\delta \approx \sqrt{\nu t}$, onde t denota o tempo do início do movimento. Em relação ao problema sob consideração nós podemos substituir por t o tempo que uma partícula de fluido consome enquanto se desloca do bordo de ataque ao ponto x. Para uma partícula fora da camada limite este é $t = x/U_\infty$, de modo que podemos colocar $\delta \approx \sqrt{\nu x / U_\infty}$. Agora introduzimos a nova coordenada adimensional $\eta \approx y/\delta$ de modo que temos a eq. (14):

$$\eta = y\sqrt{\frac{U_\infty}{\nu x}} \tag{14}$$

A equação da continuidade pode ser integrada pela introdução de uma função corrente $\psi(x, y)$, e temos a eq. (15):

$$\psi = \sqrt{\nu x U_\infty}\, f(\eta) \tag{15}$$

onde $f(\eta)$ denota a função corrente adimensional. Dessa forma a componente de velocidade longitudinal torna-se a eq. (16):

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial \eta}\frac{\partial \eta}{\partial y} = U_\infty f'(\eta) \tag{16}$$

onde a plica denota diferenciação com relação a η. De maneira semelhante, a componente de velocidade transversal é a eq. (17):

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\nu U_\infty}{x}}(\eta f' - f) \tag{17}$$

Considerando os termos da equação (13), e substituindo-os, temos a eq. (18):

$$-\frac{U_\infty^2}{2x}\eta f' f'' + \frac{U_\infty^2}{2x}(\eta f' - f) f'' = \nu \frac{U_\infty^2}{x\nu} f''' \tag{18}$$

Depois de uma simplificação, a seguinte equação diferencial ordinária (equação de Blasius) é obtida, eq. (19):

$$ff'' + 2f''' = 0 \tag{19}$$

Conforme visto das eq. (12) e (13), e assim como (16) e (17), as condições de fronteira são: $f = 0$ e $f' = 0$ em $\eta = 0$, e $f' = 1$ em $\eta = \infty$. Neste exemplo, ambas as

equações diferenciais parciais, eq. (12) e (13), foram transformadas em uma equação diferencial ordinária para a função corrente por uma transformação de similaridade, eq. (14) e (15). A equação diferencial resultante é não linear e de terceira ordem. As três condições de fronteira são, então, suficientes para determinar completamente a solução. A variação da componente longitudinal $u/U_\infty = f'(\eta)$ é vista esboçada na Figura 43.

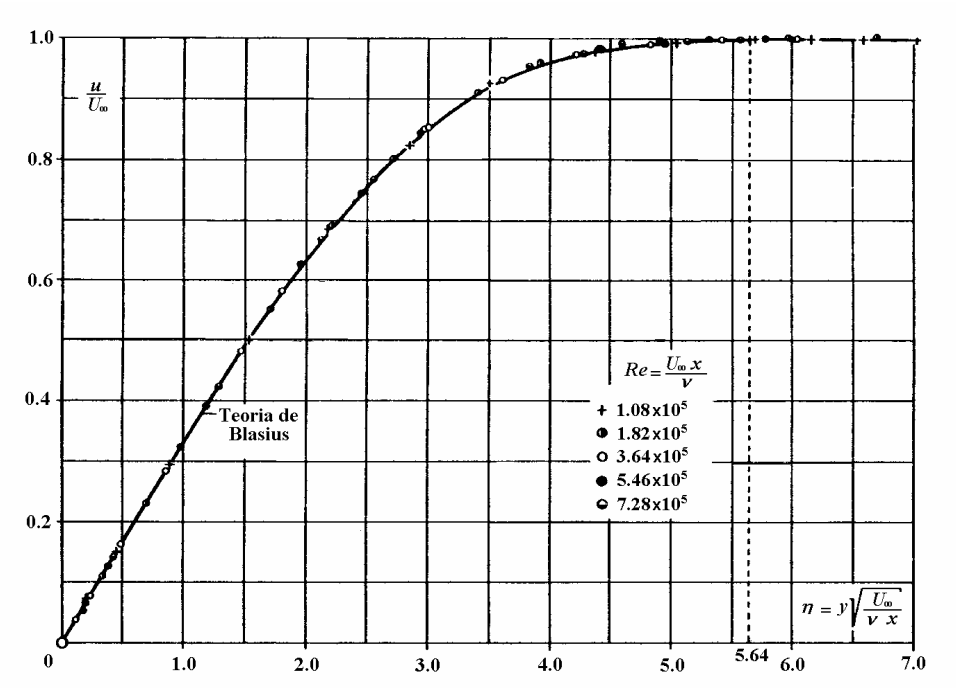

Figura 43 - Distribuição de velocidade na camada limite ao longo de uma placa plana, em incidência zero, e em diferentes números de Reynolds (SCHLICHTING, 1979).

O cálculo analítico da solução da equação diferencial, eq. (19) é bastante entediante. H. Blasius obteve esta solução na forma de uma expansão em série ao redor de $\eta = 0$ e uma expansão assintótica para η muito grande, as duas formas sendo combinadas num valor adequado de η.

Comparando-a com o perfil próximo ao ponto de estagnação, Figura 44, nós vemos que o perfil de velocidade na placa plana possui uma curvatura muito pequena na parede e volta particularmente de maneira abrupta mais adiante deste para alcançar o valor assintótico. Na própria parede a curva tem um ponto de inflexão, de modo que para $y = 0$: $\partial^2 u / \partial y^2 = 0$.

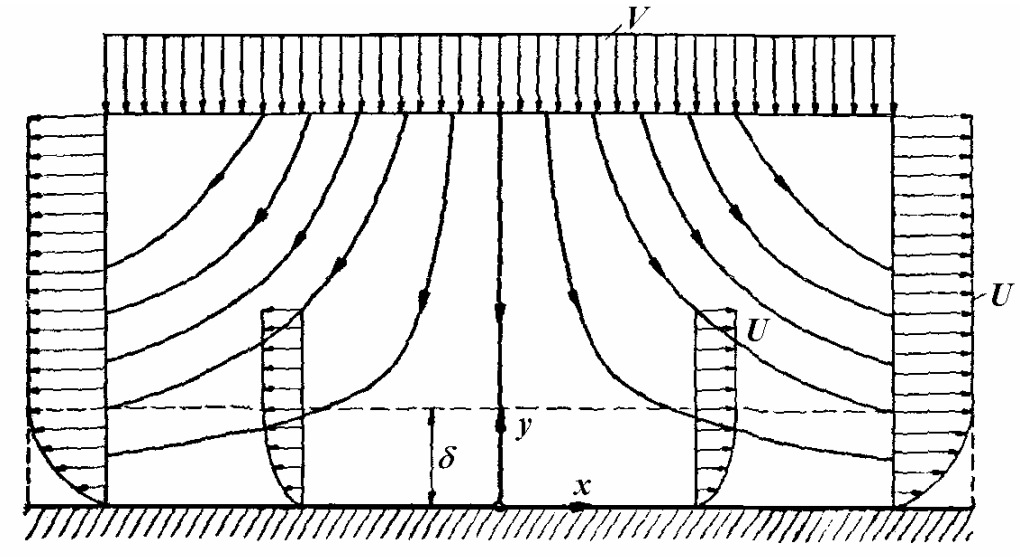

Figura 44 - Estagnação no plano do escoamento (SCHLICHTING, 1979).

A componente transversal da velocidade na camada limite, dada pela eq. (18), está representada na Figura 45. É importante anotar aqui que na margem exterior da camada limite, ou seja para $\eta \to \infty$, esta componente difere de zero; e temos a eq. (20):

$$v_\infty = 0.8604 U_\infty \sqrt{\frac{\nu}{x U_\infty}} \tag{20}$$

Na margem exterior há um escoamento para fora que é devido ao fato do aumento da espessura da camada limite causar no fluido um deslocamento em relação à parede conforme ele escoa ao longo dela. No presente caso não há separação da camada limite, a medida que o gradiente de pressão é igual a zero.

Além da camada limite laminar numa placa plana, as soluções as quais podem ser dadas uma interpretação fisicamente significante inclui escoamento laminar entre duas correntes paralelas das quais metade do jato bidimensional é um caso especial, escoamento laminar com sucção ou sopro em ângulos retos, assim como a camada limite laminar formada sobre uma parede móvel paralela a corrente na mesma direção ou em direção oposta.

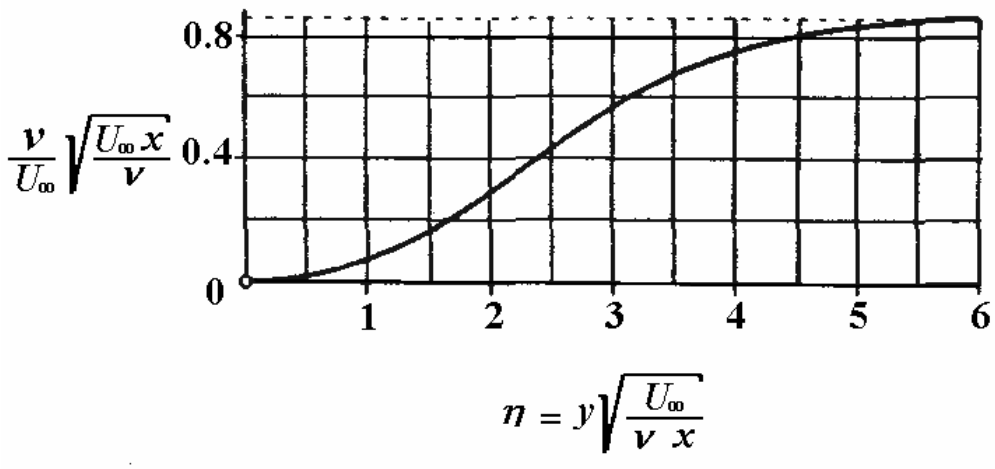

Figura 45 - A componente de velocidade transversal na camada limite ao longo de uma placa plana (SCHLICHTING, 1979).

3.3) Dependência das características de uma camada limite do número de Reynolds

As suposições feitas na derivação das equações da camada limite são satisfeitas com um incremento do grau de acuracidade conforme o número de Reynolds aumenta. Desta forma a teoria da camada limite pode ser estimada como um processo de integração assintótica das equações de Navier-Stokes em números de Reynolds altos. Esta consideração conduz a uma discussão do relacionamento entre o número de Reynolds e as características de uma camada limite sobre um determinado corpo.

Na derivação das equações da camada limite são utilizadas grandezas adimensionais. Todas as componentes de velocidade são relacionadas à velocidade do escoamento livre U_∞, e todas as dimensões espaciais são adimensionalizadas com relação a um comprimento característico do corpo L_r. Denotando todas as grandezas adimensionais por uma plica, $u' = u/U_\infty$, $v' = v/U_\infty$, $U' = U/U_\infty$, $x' = x/L$ e $y' = y/L$, são obtidas equações para o caso de escoamento permanente bidimensional, eq. (21) e (22) abaixo:

$$u'\frac{\partial u'}{\partial x'} + v'\frac{\partial u'}{\partial y'} = U'\frac{dU'}{dx'} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \qquad (21)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0 \tag{22}$$

$y' = 0$; $u' = v' = 0$; $y' = \infty$ e $u' = U'(x')$

O número de Reynolds é formado com o auxílio das grandezas de referência na eq. (23):

$$\mathrm{Re} = \frac{U_\infty L_r}{\nu} \tag{23}$$

Das eq. (21) e (22), observa-se que a solução da camada limite depende neste caso de um parâmetro, o número de Reynolds Re, se a forma do corpo e o movimento potencial $\overline{U}(\overline{x})$ forem fornecidos. Pelo uso de uma outra transformação é possível eliminar o número de Reynolds também das eq. (21) e (22). Substituindo as seguintes variáveis das eq. (24) e (25):

$$v'' = v'\sqrt{\mathrm{Re}} = \frac{v}{U_\infty}\sqrt{\frac{U_\infty L}{\nu}} \tag{24}$$

e

$$y'' = y'\sqrt{\mathrm{Re}} = \frac{y}{L}\sqrt{\frac{U_\infty L}{\nu}} \tag{25}$$

nas eq. (21) e (22), temos as eq. (26) e (27):

$$u'\frac{\partial u'}{\partial x'} + v''\frac{\partial u'}{\partial y''} = U'\frac{dU'}{dx'} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\frac{\partial^2 u'}{\partial y''^2} \tag{26}$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v''}{\partial y''} = 0 \tag{27}$$

com as condições de fronteira: $u'=0$ e $v''=0$ em $y''=0$ e $u'=U'$ em $y''=\infty$. Estas equações não contêm o número de Reynolds, de modo que as soluções deste sistema, isto é as funções $u'(x',y'')$ e $v''(x',y'')$ são também independentes do número de Reynolds.

Uma variação no número de Reynolds causa uma transformação que atribui valores finitos a grandezas finitas da camada limite durante a qual a ordenada e a velocidade na direção transversal são multiplicadas por $\mathrm{Re}^{-1/2}$. Desta maneira, para um determinado corpo as componentes de velocidade adimensionais u/U_∞ e $(v/U_\infty).(U_\infty L_r/\nu)^{1/2}$ são funções das coordenadas adimensionais x/L_r e $(y/L_r).(U_\infty L_r/\nu)^{1/2}$; além disso, as funções não dependem do número de Reynolds em nenhum caso possível.

A importância prática deste princípio de similaridade com relação ao número de Reynolds consiste no fato que para uma determinada forma do corpo basta encontrar a solução para o problema da camada limite somente uma vez em termos das variáveis adimensionais acima. Segundo SCHLICHTING (1979), tal solução é válida para qualquer número de Reynolds, com a condição de que a camada limite seja laminar. Em particular, segue-se que a posição do ponto de separação é independente do número de Reynolds. O ângulo que é formado entre a linha de corrente passando pelo ponto de separação e o corpo, simplesmente decresce na proporção $1/\mathrm{Re}^{1/2}$ conforme o número de Reynolds aumenta.

Além disso, o fato de que a separação se estabelece em determinada posição é preservado quando o processo de passagem ao limite $\mathrm{Re}\to\infty$ é realizado. Desta forma, no caso de formas de corpo que exibem separação, a teoria da camada limite apresenta um quadro totalmente diferente do padrão de escoamento comparado ao da teoria potencial sem atrito, mesmo que no limite de $\mathrm{Re}\to\infty$. Este argumento confirma a conclusão na qual o processo de passagem ao limite do fluido invíscido não deve ser realizado nas equações diferenciais deste fluido, sendo que isto só poderia ser realizado na solução integral se resultados significantes fisicamente fossem obtidos.

3.4) Soluções similares das equações da camada limite e a equação de Falkner-Skan

Uma segunda, e muito importante, questão considerada das soluções das equações da camada limite, é a investigação das condições sob as quais duas soluções são similares. Nós definiremos aqui soluções similares como aquelas para as quais a componente de velocidade u tem a propriedade de que dois perfis de velocidade $u(x,y)$ localizados em diferentes coordenadas x diferem apenas por um fator de escala em u e y. Então, no caso de tais soluções similares os perfis de velocidade $u(x,y)$ em todos os valores de x se tornam-se congruentes se eles forem esboçados em coordenadas que tornaram-se adimensionais com relação ao fatores de escala.

Tais perfis de velocidade também serão às vezes chamados de perfis de variáveis que atribuem valores finitos a grandezas finitas. A velocidade potencial local $U(x)$ na seção x é um óbvio fator de escala para u, devido a $u(x)$ adimensional variar com y de zero a unidade em todas as seções. O fator de escala para y denotado por $g(x)$, deve se tornar proporcional a espessura da camada limite local. O requerimento de similaridade reduz-se a condição de que para duas seções arbitrárias, x_1 e x_2, as componentes $u(x,y)$ devem satisfazer a seguinte eq. (28):

$$\frac{u\{x_1,[y/g(x_1)]\}}{U(x_1)} = \frac{u\{x_2,[y/g(x_2)]\}}{U(x_2)} \tag{28}$$

A camada limite ao longo de uma placa plana em incidência zero considerada na seção anterior possui esta propriedade de similaridade. A velocidade do escoamento livre U_∞ é o fator de escala para u, e o fator de escala para y é igual à grandeza $g = \sqrt{\nu x / U_\infty}$, que é proporcional à espessura da camada limite. Todos os perfis de velocidade tornam-se idênticos num gráfico de u/U_∞ contra $y/g = y\sqrt{U_\infty/\nu x} = \eta$, Figura 47. De maneira semelhante, os casos de estagnação do escoamento tridimensionais e bidimensionais, fornecem exemplos de soluções que demonstram ser similares no presente sentido.

A procura por soluções similares é particularmente importante com relação ao caráter matemático da solução. Nos casos em que soluções similares existem é possível reduzir o sistema de equações diferenciais parciais para um conjunto de equações diferenciais ordinárias, as quais evidentemente, constituem uma considerável simplificação matemática do problema. A camada limite ao longo de uma placa plana pode servir também como um exemplo neste sentido. Deve ser relembrado que com a transformação de similaridade $\eta = y\sqrt{U_\infty / \nu x}$, eq. (14), obtém-se uma equação diferencial ordinária, eq. (19), para a função de escoamento $f(\eta)$, em lugar das equações diferenciais parciais originais.

A preocupação agora deve ser com os tipos de escoamentos potenciais para os quais tais soluções similares existem. O ponto de partida é considerar as equações de camada limite para um escoamento permanente plano, a qual pode ser escrita pela eq. (29) como:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ &u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = U\frac{dU}{dx} + \nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

e as condições de fronteira sendo $u = v = 0$ para $y = 0$, e $u = U$ em $y = \infty$. A equação da continuidade é integrada pela introdução da função corrente $\psi(x, y)$ com $u = \partial\psi / \partial y$ e $v = -\partial\psi / \partial x$. Desta forma a equação de movimento torna-se a eq. (30):

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y} - \frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y^2} = U\frac{dU}{dx} + \nu\frac{\partial^3\psi}{\partial y^3} \tag{30}$$

com as condições de fronteira $\partial\psi / \partial x = 0$ e $\partial\psi / \partial y = 0$ para $y = 0$, e $\partial\psi / \partial y = U$ para $y = \infty$. No intuito de discutir a questão da similaridade, quantidades adimensionais são introduzidas. Todos os comprimentos são reduzidos com o auxílio de um comprimento de referência adequado, L_r, e todas as velocidades tornam-se adimensionais com relação a uma velocidade adequada U_∞. Como resultado o número

de Reynolds $\mathrm{Re} = U_\infty L_r / \nu$ aparece na equação. Simultaneamente a coordenada y é referida ao fator de escala adimensional $g(x)$, no momento em que se coloca a eq. (31):

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \frac{x}{L_r} \\ \eta &= \frac{y\sqrt{\mathrm{Re}}}{L_r g(x)} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

O fator $\sqrt{\mathrm{Re}}$ para a ordenada já apareceu na eq. (25). A função de corrente torna-se adimensional pela substituição da eq. (32):

$$f(\xi,\eta) = \frac{\psi(x,y)\sqrt{\mathrm{Re}}}{L_r U(x) g(x)} \tag{32}$$

Conseqüentemente, as componentes de velocidade tornam-se a eq. (33):

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{\partial \psi}{\partial y} = U\frac{\partial f}{\partial \eta} = Uf' \\ -\sqrt{\mathrm{Re}}v &= \sqrt{\mathrm{Re}}\frac{\partial \psi}{\partial x} = L_r f \frac{d}{dx}(Ug) + Ug\left(\frac{\partial f}{\partial \xi} - L_r \frac{g'}{g}\eta f'\right) \end{aligned}\right\} \tag{33}$$

onde a plica em f' denota diferenciação com relação a η, e com relação a x em g'. Pode-se observar diretamente da eq. (33) que os perfis de velocidade $u(x,y)$ são similares no sentido previamente definido, quando a função de escoamento f depende apenas de uma variável η, eq. (31), de modo que a dependência de f em ξ é cancelada. Neste caso, a equação diferencial parcial para a função corrente, eq. (30), deve reduzir-se a uma equação diferencial ordinária para $f(\eta)$. Se agora procedermos a investigar as condições sob as quais esta redução da eq. (30) acontece, obteremos a condição que deve ser satisfeita pelo escoamento potencial $U(x)$ para tal solução similar existir. Se nós introduzirmos agora as variáveis adimensionais das eq. (31) e (32) na eq. (30), obtém-se a seguinte equação diferencial para $f(\xi,\eta)$, dada pela eq. (34):

$$f'''+\hat{\alpha}ff''+\hat{\beta}\left(1-f'^2\right)=\frac{U}{U_\infty}g^2\left(f'\frac{\partial f'}{\partial \xi}-f''\frac{\partial f}{\partial \xi}\right) \tag{34}$$

onde $\hat{\alpha}$ e $\hat{\beta}$ são contrações para as seguintes funções de *x*, dada pela eq. (35):

$$\left.\begin{aligned}\hat{\alpha}&=\frac{L_r g}{U_\infty}\frac{d}{dx}(Ug)\\ \hat{\beta}&=\frac{L_r}{U_\infty}g^2U'\end{aligned}\right\} \tag{35}$$

e onde $U'=dU/dx$. As condições de fronteira para a eq. (51) são $f=0$ e $f'=0$ para $\eta=0$ e $f'=1$ para $\eta=\infty$.

Soluções similares existem apenas quando *f* e f' não dependem de ξ, ou seja, quando o lado direito da eq. (34) desaparece. Simultaneamente os coeficientes $\hat{\alpha}$ e $\hat{\beta}$ no lado esquerdo da eq. (34) devem ser independentes de *x*, ou seja, eles devem ser constantes. Esta condição citada por último, combinada com a eq. (35), fornece duas equações para a velocidade potencial *U*(*x*) e o fator de escala *g*(*x*) para a ordenada, de modo que eles podem ser avaliados. Por conseguinte, se soluções similares do escoamento da camada limite existem, a função de corrente *f*(η) deve satisfazer a seguinte equação diferencial ordinária, dada pela eq. (36):

$$f'''+\hat{\alpha}ff''+\hat{\beta}(1-f'^2)=0 \tag{36}$$

com as condições de fronteira: $f=0$ e $f'=0$ para $\eta=0$ e $f'=1$ para $\eta=\infty$.

Estas equações foram determinadas primeiramente por V. M. Falkner e S. W. Skan. Resta agora determinar da equação 15 as condições para *U*(*x*) e *g*(*x*). Da eq. (35) obtém-se primeiro, a eq. (37):

$$2\hat{\alpha}-\hat{\beta}=\frac{L_r}{U_\infty}\frac{d}{dx}(g^2U) \tag{37}$$

e então, se $2\hat{\alpha} - \hat{\beta} \neq 0$, temos a eq. (38):

$$\frac{U}{U_\infty} g^2 = (2\hat{\alpha} - \hat{\beta}) \frac{x}{L_r} \tag{38}$$

Da eq. (35), temos a eq. (39):

$$\hat{\alpha} - \hat{\beta} = \frac{L_r}{U_\infty} gg'U \tag{39}$$

e então, a eq. (40):

$$(\hat{\alpha} - \hat{\beta}) \frac{U'}{U} = \frac{L_r}{U_\infty} g^2 U' \frac{g'}{g} = \hat{\beta} \frac{g'}{g} \tag{40}$$

de modo que por integração, temos a eq. (41):

$$\left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{(\hat{\alpha} - \hat{\beta})} = kg^{\hat{\beta}} \tag{41}$$

onde k é uma constante. A eliminação de g das eq. (38) e (41) produz a distribuição de velocidade do escoamento potencial, dada pelas eq. (42) e (43):

$$\frac{U}{U_\infty} = k^{\frac{2}{2\hat{\alpha} - \hat{\beta}}} \left[(2\hat{\alpha} - \hat{\beta}) \frac{x}{L_r} \right]^{\frac{\hat{\beta}}{2\hat{\alpha} - \hat{\beta}}} \tag{42}$$

$$g = \sqrt{(2\hat{\alpha} - \hat{\beta}) \frac{x}{L_r}} \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^{-\frac{1}{2}} \tag{43}$$

Deve ser lembrado que o caso $2\hat{\alpha} - \hat{\beta} = 0$ foi excluído. Conforme visto na eq. (35) o resultado é independente de algum fator comum de $\hat{\alpha}$ e $\hat{\beta}$, conforme este resultado possa ser incluído em *g*. Então todo tempo que $\hat{\alpha} \neq 0$ é admissível colocar $\hat{\alpha} = +1$ sem perda de generalidade. Além disso, isto é conveniente para introduzir uma nova constante *m* para substituir $\hat{\beta}$ pela colocação da eq. (44):

$$m = \frac{\hat{\beta}}{2 - \hat{\beta}} \tag{44}$$

e desta maneira o significado físico da solução torna-se mais claro. Então, $\hat{\beta} = 2m/(m+1)$ de forma que, com $\hat{\alpha} = 1$, a distribuição de velocidade do escoamento potencial e o fator de escala *g* para a ordenada tornam-se pelas eq. (45) e (46):

$$\frac{U}{U_\infty} = k^{(1+m)} \left(\frac{2}{1+m} \frac{x}{L_r} \right) \tag{45}$$

$$g = \sqrt{\frac{2}{m+1} \frac{x}{L_r} \frac{U_\infty}{U}} \tag{46}$$

e a equação de transformação (31) para a ordenada é a eq. (47):

$$\eta = y \sqrt{\frac{m+1}{2} \frac{U}{\nu x}} \tag{47}$$

Desta forma, conclui-se que soluções similares das equações de camada limite são obtidas quando a distribuição de velocidade do escoamento potencial é proporcional ao domínio do comprimento de referência, que é medido ao longo da parede desde o ponto de estagnação. Tal escoamento potencial ocorre, de fato, na proximidade do ponto de estagnação de uma cunha na qual o ângulo incluso é igual a $\pi\hat{\beta}$, conforme mostrado na Figura 46. Isto é fácil de se verificar com o auxílio da teoria potencial, e temos pela eq. (48):

$$\overline{U}(x) = Cx^m \tag{48}$$

onde C é uma constante. O relacionamento entre o fator $\hat{\beta}$ do ângulo da cunha e o expoente m é exatamente aquele determinado na eq. (54).

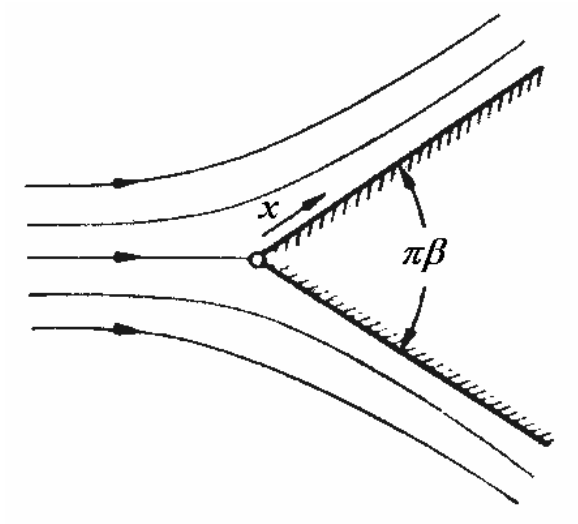

Figura 46 - Escoamento incidindo em uma cunha, na proximidade do bordo de ataque existe uma distribuição de velocidade potencial $\overline{U}(x) = Cx^m$ (SCHLICHTING, 1979).

4) PROCEDIMENTO NUMÉRICO

4.1) Variáveis adotadas para as equações nas simulações numéricas

Os parâmetros a serem variados no estudo presente são a amplitude, a freqüência de oscilação do escoamento perturbado e a posição do orifício que introduz a perturbação.

As seguintes variáveis adimensionais são adotadas, eq. (49):

$$x = \frac{\bar{x}}{\bar{L}_r} \;,\quad y = \frac{\bar{y}}{\bar{L}_r} \;,\quad u = \frac{\bar{u}}{\bar{U}_\infty} \;,\quad v = \frac{\bar{v}}{\bar{U}_\infty} \;,\quad t = \bar{t}\frac{\bar{U}_\infty}{\bar{L}_r} \;,\quad \mathrm{Re} = \frac{\bar{U}_\infty \bar{L}_r}{\bar{\nu}} \tag{49}$$

A vorticidade z na direção do escoamento é dada pela eq. (50):

$$\Omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \tag{50}$$

Nas simulações numéricas realizadas neste estudo são utilizadas as equações na formulação vorticidade-velocidade. Pode-se portanto obter a equação de transporte de vorticidade, eq. (51):

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\frac{\partial u\Omega}{\partial x} - \frac{\partial v\Omega}{\partial y} + \frac{1}{\mathrm{Re}}\left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2}\right) \tag{51}$$

A interação de um jato sintético modelado com uma camada limite numa placa plana é investigada numericamente usando um método numérico com as equações de

Navier-Stokes incompressível bidimensional. A equação da continuidade para o escoamento bidimensional incompressível simulado neste trabalho deve ser, eq. (52):

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{52}$$

Da equação de vorticidade e da equação da continuidade duas equações de Poisson para as velocidades podem ser definidas, eq. (53) e (54):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}=\frac{\partial \Omega}{\partial y} \tag{53}$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}=-\frac{\partial \Omega}{\partial x} \tag{54}$$

A simulação inicia-se de uma solução laminar em estado estável. Nos presentes resultados, uma solução de Blasius foi usada para começar a simulação da camada limite sobre a placa plana e uma solução Falkner-Skan para simulação sobre o aerofólio hipotético. Para simular a propagação do jato sintético na camada limite, devemos introduzi-lo no campo computacional. Com este objetivo, é necessário alterar as condições de contorno na superfície. A solução Falkner-Skan foi obtida para uma região de gradiente de pressão adverso, onde a camada limite é susceptível a separação. O aerofólio hipotético foi obtido utilizando $\beta=-0.15x$. A fórmula de Falkner-Skan é, eq. (55):

$$f'''+\frac{f\cdot f''}{(2-\beta)}+\beta\frac{1-f'^2}{(2-\beta)}=0 \tag{55}$$

A fórmula de Blasius é a mesma usando $\beta=0$. A Figura 47 mostra o fator de forma H_{12} do desenvolvimento do escoamento para a camada limite de Blasius e para o aerofólio hipotético segundo STEMMER (2001).

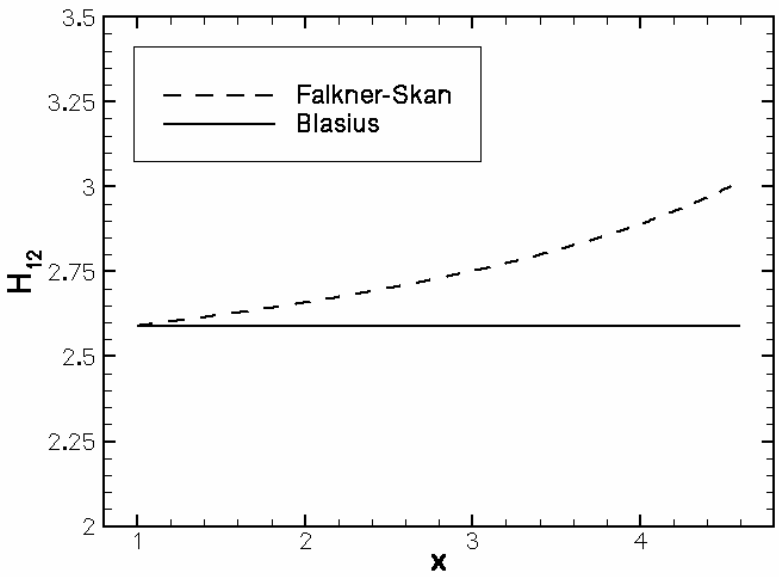

Figura 47 - Desenvolvimento do fator de forma do escoamento para os dois escoamentos básicos usados nas simulações.

O jato pode ser introduzido na superfície através de uma fenda com sucção e injeção numa certa freqüência. O método adotado consiste da introdução de uma fenda na superfície ($i_1 < i < i_2$), onde i_1 e i_2 são o primeiro e o último ponto da faixa de perturbação, respectivamente. A função usada para a velocidade normal v é, eq. (56):

$$v(x,0,t) = \hat{g}(x)_i \, A sin\omega t \tag{56}$$

para $i_1 \leq i \leq i_2$, e eq. (57):

$$v(x,0,t) = 0 \tag{57}$$

para $i < i_1$ e $i > i_2$.

O valor de A é constante real que pode ser escolhido para ajustar a amplitude do jato sintético. A constante ω é a freqüência adimensional. A função $\hat{g}(x)_i$ adotada aqui é a função dada pela eq. (58):

$$\hat{g}(x)_i = sin^3(\varepsilon) \tag{58}$$

onde, eq. (59):

$$\varepsilon = \frac{i_2 - i}{i_2 - i_1} \tag{59}$$

para $i_1 \leq i \leq i_2$.

Agora temos uma região na superfície onde a componente da velocidade normal é diferente de zero. A distribuição da velocidade *v* na superfície é fixada em cada passo de tempo de acordo com a eq. (101). O cálculo da vorticidade nesta fronteira também varia, devido a segunda derivada da velocidade *v* na direção do escoamento ter um valor na região da faixa de perturbação. Este valor pode ser calculado analiticamente da eq. (54).

4.2) Derivadas temporais

As derivadas temporais foram calculadas utilizando-se um método Runge-Kutta de quarta ordem. Neste estudo deseja-se captar os efeitos transientes, e para simular adequadamente estes efeitos é necessário empregar incrementos de tempo *Δt* na simulação numérica relativamente pequenos, da mesma ordem de grandeza daquela necessária para que se satisfaçam os critérios de estabilidade numérica. Desta forma optou-se pelo método explícito do tipo Runge-Kutta de quarta ordem. A equação de transporte de vorticidade é usada para se determinar o valor das componentes de vorticidade em cada ponto do domínio computacional no tempo $t^{n+1} = t^n + \Delta t$, exceto nos contornos. O método aqui descrito funciona em quatro passos, conforme FERZIGER (1997), eq. (60), (61), (62) e (63):

$$\Omega^{(n+1/2)*} = \Omega^n + \frac{\Delta t}{2} f\left(t^n, \Omega^n\right) \tag{60}$$

$$\Omega^{(n+1/2)**} = \Omega^{n} + \frac{\Delta t}{2} f\left(t^{n+(1/2)}, \Omega^{n+(1/2)*}\right) \tag{61}$$

$$\Omega^{(n+1)*} = \Omega^{n} + \Delta t f\left(t^{n+(1/2)}, \Omega^{n+(1/2)**}\right) \tag{62}$$

$$\begin{aligned}\Omega^{(n+1)} = \Omega^{n} + \frac{\Delta t}{6}[\, f\left(t^{n}, \Omega^{n}\right) + 2 f\left(t^{n+(1/2)}, \Omega^{n+(1/2)*}\right) + \\ + 2 f\left(t^{n+(1/2)}, \Omega^{n+(1/2)**}\right) + f\left(t^{(n+1)}, \Omega^{(n+1)*}\right)]\end{aligned} \tag{63}$$

Os dois primeiros passos, eq. (60) e (61), utilizam uma formulação de Euler preditor explícita e uma formulação de Euler corretor implícita para o tempo igual a $t + \Delta t / 2$. O passo seguinte, eq. (62) é um preditor baseado na regra do ponto médio para o passo inteiro $(t + \Delta t)$ e o último, corretor eq. (63), é baseado na regra de Simpson. A combinação destes passos resulta num algoritmo com ordem de precisão igual a 4. Este mesmo método é adotado por KLOKER (1998).

SOUZA (2003) realizou testes para verificação do método do tipo Runge-Kutta de terceira ordem, que tem como vantagens usar 3 passos para cada intervalo de tempo e a possibilidade de utilização de menor armazenamento de memória, conforme pode ser verificado em WILLIANSON (1980). Os resultados destes testes mostraram que apesar destas vantagens, o tempo computacional para um passo no tempo foi o mesmo que o Runge-Kutta de quarta ordem. Portanto SOUZA (2003) fez a opção pelo primeiro método.

4.3) Derivadas espaciais

4.3.1) Cálculo da primeira derivada

As derivadas espaciais são discretizadas usando um esquema de diferenças finitas compacta. Um esquema de sexta ordem é usado para os pontos interiores e um esquema de quinta ordem é usado para as fronteiras. Os detalhes do esquema de discretização podem ser encontrados em SOUZA (2005).

Para o cálculo das derivadas espaciais nas direções *x* e *y* foram utilizadas diferenças finitas compactas. Neste estudo foi adotado um esquema de sexta ordem, que resulta em uma matriz tridiagonal. Para o ponto próximo do contorno são adotadas aproximações de sexta ordem e para o ponto no contorno aproximações de quinta ordem. Para o cálculo das primeiras e segundas derivadas são adotadas matrizes para o cálculo das derivadas nas direções *x* e *y*.

Para o ponto no contorno, $i = 1$, adotou-se a aproximação descentrada de quinta ordem, eq. (64):

$$f'_1 + 4f'_2 = \frac{1}{24h}(-74f_1 + 16f_2 + 72f_3 - 16f_4 + 2f_5) + O(h^5) \tag{64}$$

Para o ponto próximo a parede, $i = 2$, adotou-se a aproximação descentrada de sexta ordem, eq. (65):

$$f'_1 + 6f'_2 + 2f'_3 = \frac{1}{120h}(-406f_1 - 300f_2 + 760f_3 - 80f_4 + 30f_5 - 4f_6) + O(h^6) \tag{65}$$

Para os pontos centrais adotou-se a seguinte aproximação, eq. (66):

$$f'_{i-1} + 3f'_i + f'_{i+1} = \frac{1}{12h}(-f_{i-2} - 28f_{i-1} + 28f_{i+1} + f_{i+2}) + O(h^6) \tag{66}$$

Para o caso $i = N$ e $i = N - 1$ as aproximações são análogas às obtidas para os pontos $i = 1$ e $i = 2$, com inversão do sinal no lado esquerdo da equação. Para o cálculo de todas as derivadas, há a necessidade de inversão de uma matriz ou da aplicação do algoritmo de Thomas, para uma matriz tridiagonal. A equação a ser resolvida é: $Ef' = Gf$, que resulta na eq. (67):

$$\begin{bmatrix} 1 & 4 & & & & & & \\ 1 & 6 & 2 & & & & & \\ & . & . & . & & & & \\ & & & 1 & 3 & 1 & & \\ & & & & . & . & . & \\ & & & & & 2 & 6 & 1 \\ & & & & & & 4 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f'_1 \\ f'_2 \\ . \\ f'_i \\ . \\ f'_{N-1} \\ f'_N \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{1}{h} \begin{bmatrix} \frac{1}{24}\left(-74 f_1 + 16 f_2 + 72 f_3 - 16 f_4 + 2 f_5\right) \\ \frac{1}{120}\left(-406 f_1 - 300 f_2 + 760 f_3 - 80 f_4 + 30 f_5 - 4 f_6\right) \\ . \\ \frac{1}{12}\left(- f_{i-2} - 28 f_{i-1} + 28 f_{i+1} + f_{i+2}\right) \\ . \\ \frac{1}{120}\left(406 f_N + 300 f_{N-1} - 760 f_{N-2} + 80 f_{N-3} - 30 f_{N-4} + 4 f_{N-5}\right) \\ \frac{1}{24}\left(74 f_N - 16 f_{N-1} - 72 f_{N-2} + 16 f_{N-3} - 2 f_{N-4}\right) \end{bmatrix} \tag{67}$$

4.3.2) Cálculo da segunda derivada

Para o ponto no contorno, $i = 1$, adotou-se a aproximação descentrada de quinta ordem, eq. (68):

$$13 f''_1 + 137 f''_2 = \frac{1}{120h^2}(9775 f_1 - 20285 f_2 + 11170 f_3 - 550 f_4 - 145 f_5 + 36 f_6) + \\ + O(h^5) \tag{68}$$

Para o ponto próximo a parede, $i = 2$, adotou-se a aproximação descentrada de sexta ordem, eq. (69):

$$f''_1 + 12 f''_2 + 3 f''_3 = \frac{1}{360h^2}(4834 f_1 - 8424 f_2 + 1890 f_3 + 2320 f_4 - 810 f_5 + \\ + 216 f_6 - 26 f_7) + O(h^6) \tag{69}$$

Para os pontos centrais utilizou-se a seguinte aproximação, eq. (70):

$$2f''_{i-1}+11f''_{i}+2f''_{i+1}=\frac{1}{4h^2}(3f_{i-2}+48f_{i-1}-102f_i+48f_{i+1}+3f_{i+2})+O(h^6) \qquad (70)$$

Para o caso $i=N$ e $i=N-1$ as aproximações são análogas às obtidas para os pontos $i=1$ e $i=2$. A equação a ser resolvida é: $Hf''=If$, que resulta em, eq. (71):

$$\begin{bmatrix} 13 & 137 & & & & & & & \\ 1 & 12 & 3 & & & & & & \\ & . & . & . & & & & & \\ & & & 2 & 11 & 2 & & & \\ & & & & & . & . & . & \\ & & & & & & 3 & 12 & 1 \\ & & & & & & & 137 & 13 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f''_1 \\ f''_2 \\ . \\ f''_i \\ . \\ f''_{N-1} \\ f''_N \end{bmatrix} =$$

$$=\frac{1}{h^2}\begin{bmatrix} \frac{1}{120}\left(9775f_1-20285f_2+11170f_3-550f_4-145f_5+36f_6\right) \\ \frac{1}{360}\left(4834f_1-8424f_2+1890f_3+2320f_4-810f_5+216f_6-26f_7\right) \\ . \\ \frac{1}{4}\left(3f_{i-2}+48f_{i-1}-102f_i+48f_{i+1}+3f_{i+2}\right) \\ . \\ \frac{1}{360}\left(4834f_N-8424f_{N-1}+1890f_{N-2}+2320f_{N-3}-810f_{N-4}+216f_{N-5}-26f_{N-6}\right) \\ \frac{1}{120}\left(9775f_N-20285f_{N-1}+11170f_{N-2}-550f_{N-3}-145f_{N-4}+36f_{N-5}\right) \end{bmatrix} \qquad (71)$$

4.4) Equação de Poisson

Segundo SOUZA (2003), pela análise do método adotado em seu trabalho, pôde-se verificar que a subrotina que resolve a equação de Poisson exigia o maior tempo durante a execução do programa, quando se usava uma subrotina baseada no método de sobre relaxação sucessiva SOR. Um método “multigrid” foi então implementado por ele para a redução deste tempo computacional. Os métodos “multigrid” podem resolver equações diferenciais parciais elípticas discretizadas em *N* pontos em *N* operações, enquanto o método SOR resolve em *N*log*N* operações.

Existem vários métodos “multigrid” que resolvem problemas elípticos. O algoritmo adotado no trabalho do SOUZA (2003), e utilizado também neste trabalho, é o esquema de aproximação total FAS do STÜBEN & TROTTENBERG (1981). Assim como adotado no trabalho do SOUZA (2003), neste estudo, optou-se pela utilização de um ciclo *V* com quatro malhas. A equação de Poisson, pode ser escrita na seguinte forma, eq. (72):

$$\nabla^2 v = g \tag{72}$$

onde ∇^2 é o operador laplaciano, v é a velocidade, V_k e g são os termos fontes da equação. Esta equação é resolvida em cada malha, utilizando-se um método de sobre relaxação sucessiva por linha LSOR. O valor do fator de relaxação usado no método LSOR, quando se está indo da malha mais grossa para a mais fina deve ser igual a 1, caso contrário não ocorre a suavização das altas freqüências, que é crucial para o funcionamento do método. O método LSOR adotado trabalha com as seguintes aproximações:

Na direção *x*, eq. (73), (74) e (75):

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right|_2 = \frac{10v_1 - 15v_2 - 4v_3 + 14v_4 - 6v_5 + v_6}{12\Delta x^2} + O\left(\Delta x^4\right) \tag{73}$$

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right|_{3 \le i \le i\max-2} = \frac{-v_{i-2} + 16v_{i-1} - 30v_i + 16v_{i+1} - v_{i+2}}{12\Delta x^2} + O\left(\Delta x^4\right) \tag{74}$$

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}\right|_{i\max-1} = \frac{10v_{i\max} - 15v_{i\max-1} - 4v_{i\max-2} + 14v_{i\max-3} - 6v_{i\max-4} + v_{i\max-5}}{12\Delta x^2} + O\left(\Delta x^4\right) \tag{75}$$

Na direção *y* as seguintes aproximações são utilizadas:

Para $j = 2$, eq. (76):

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_2 + 4\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_3 = \frac{254v_1 - 432v_2 + 162v_3 + 16v_4}{36\Delta y^2} + O\left(\Delta y^5\right) \tag{76}$$

Para $3 \leq j \leq j\max - 2$, eq. (77):

$$2\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_2 + 11\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_j + 2\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_{j+1} = \frac{3v_{j-2} + 48v_{j-1} - 102v_j + 48v_{j+1} + 3v_{j+2}}{4\Delta y^2} + O\left(\Delta y^6\right) \tag{77}$$

Para $j = j\max - 1$, eq. (78):

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_{j\max-1} = -\frac{v_{j\max-2} + 2v_{j\max-1} - v_{j\max}}{\Delta y^2} + O\left(\Delta y^2\right) \tag{78}$$

Para $j = j\max$, eq. (79):

$$\left.\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_{j\max} = \frac{-7v_{j\max} + 8v_{j\max-1} - v_{j\max-2}}{2\Delta y^2} + \frac{3}{\Delta y}\left.\frac{\partial v}{\partial y}\right|_{j\max} + O\left(\Delta y^2\right) \tag{79}$$

onde *i*max e *j*max correspondem aos pontos localizados nos contornos nas direções longitudinal e normal à parede, respectivamente. Estes valores variam de malha para malha. Com estas aproximações é montada uma matriz pentadiagonal que é resolvida para cada coluna *x* do domínio. A solução desta matriz para todas as colunas do domínio é chamada de iteração.

O esquema “multigrid” funciona da seguinte maneira, tomando *h* como sendo a distância entre 2 pontos da malha mais fina, primeiro realiza-se 2 iterações na malha mais fina (*h*), eq. (80):

$$\nabla^2 v_h = g_h \tag{80}$$

Após, é calculado o resíduo (d_h), eq. (81):

$$d_h = g_h - \nabla^2 v_h \tag{81}$$

Para passar os valores das variáveis de uma malha mais fina (h) para uma mais grossa ($2h$) faz-se uma operação chamada de restrição. Os seguintes termos sofrem esta operação, eq. (82) e (83):

$$v_h^i \Rightarrow v_{2h}^0 \text{ (SI)} \tag{82}$$

$$d_h^i \Rightarrow d_{2h}^0 \text{ (FW)} \tag{83}$$

onde SI significa que os valores da variável na malha mais fina são passados para a malha mais grossa sem calcular-se uma média e FW significa que há uma ponderação dos valores da variável da malha mais fina para a malha mais grossa.

Em seguida é realizado o cálculo do termo fonte para a segunda malha ($2h$) através da eq. (84):

$$g_{2h} = d_{2h}^0 + \nabla^2 v_{2h}^0 \tag{84}$$

Novamente faz-se 2 iterações na segunda malha ($2h$), e tem-se a eq. (85):

$$\nabla^2 v_{2h} = g_{2h} \tag{85}$$

Calcula-se o resíduo (d_{2h}) nesta malha, eq. (86):

$$d_{2h} = g_{2h} - \nabla^2 v_{2h} \tag{86}$$

e assim sucessivamente, até a malha mais grossa ($8h$), onde são realizadas 10 iterações, eq. (87):

$$\nabla^2 v_{8h} = g_{8h} \tag{87}$$

Para retornar à malha mais fina, primeiro calcula-se a correção da malha mais grossa, eq. (88):

$$corr_{8h} = v_{8h}^{i} - v_{8h}^{0} \tag{88}$$

Para se passar os valores da variável $corr_{8h}$ da malha mais grossa para a malha mais fina subseqüente faz-se uma interpolação bilinear destes valores, eq. (89):

$$corr_{8h} \Rightarrow corr_{4h} \tag{89}$$

Em seguida, calcula-se os novos valores do termo v_{4h}, eq. (90):

$$v_{4h} = v_{4h}^{i} + corr_{4h} \tag{90}$$

Realiza-se uma iteração na terceira malha (4*h*), eq. (91):

$$Ov_{4h} = f_{4h} \tag{91}$$

e assim sucessivamente até a iteração na malha mais fina (*h*), eq. (92):

$$Ov_{h} = g_{h} \tag{92}$$

O número de ciclos *V* utilizados para a solução da equação depende do valor do resíduo na malha mais fina. Se este valor for menor que um valor de referência estipulado o procedimento é interrompido e a aproximação obtida é tomada como a resposta. O valor de referência adotado nas simulações realizadas no trabalho do SOUZA (2003), e adotado neste trabalho foi de 10^{-9}. Uma ilustração do método “multigrid” é mostrada na Figura 48.

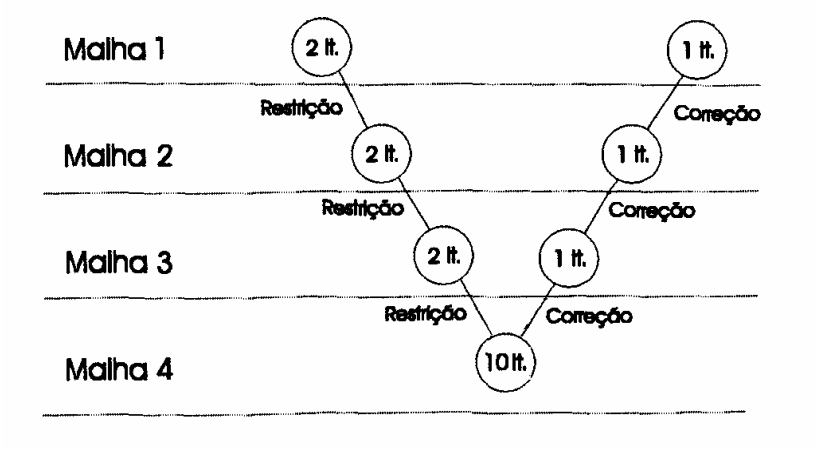

Figura 48 - Ilustração do ciclo V utilizado (SOUZA, 2003).

4.5) Relaminarização do escoamento na entrada

De acordo com MEITZ (1996), em simulações numéricas onde estão presentes vórtices longitudinais, podem existir reflexões destes vórtices na entrada do domínio. No seu estudo, MEITZ (1996) adotou uma zona de amortecimento na entrada do domínio para evitar estas reflexões. Esta mesma técnica foi implementada no código desenvolvido por SOUZA (2003) para permitir o estudo de Vórtices de Görtler. O método consiste em multiplicar as vorticidades na região de amortecimento por uma função rampa. A função adotada é dada pela eq. (93):

$$f_3(x) = f(\varepsilon) = 6\varepsilon^5 - 15\varepsilon^4 + 10\varepsilon^3 \tag{93}$$

onde ε é função dos pontos (i) na direção longitudinal (x). Todas as vorticidades são multiplicadas por esta função nesta região.

Nos casos em que se deseja estudar um comprimento de onda transversal específico, e havendo necessidade de inserção de perturbação com amplitude relativamente alta, verificou-se que, se o primeiro harmônico do modo excitado possuir uma taxa de amplificação linear maior que a do próprio modo, este se amplifica mais rapidamente e altera o resultado. Por esta razão foram adotados dois tipos de zona de

amortecimento nesta região. O uso de um tipo ou outro depende do que se deseja estudar.

No amortecimento tipo 1, a função definida pela eq. (93) é adotada entre x_0 e x_1 para todos os modos de Fourier. A variável da função é dada por $\varepsilon = (i-1)/(i_1-1)$, onde $1 \le i \le i_1$. Este tipo é adotado quando não se está estudando a propagação de Vórtices de Görtler de um comprimento de onda longitudinal específico e há necessidade de introdução de perturbações de amplitudes relativamente altas ou quando o harmônico do modo excitado não possui uma taxa de amplificação maior que o próprio modo excitado.

No amortecimento tipo 2, o primeiro harmônico do modo excitado possui uma região de amortecimento maior que os demais modos. Todos os outros modos adotam a mesma função e comprimento de amortecimento usado no tipo 1 ($i=1$ a $i=i_1$). As vorticidades do harmônico do modo excitado são tomadas como sendo zero de $i=1$ a $i=i_2$.

Entre i_2 até $2\times i_2$ a mesma função adotada no tipo 1 é utilizada para este modo. Adotando-se este tipo de amortecimento o harmônico do modo excitado é amortecido na região onde são introduzidas as perturbações, de modo que seu crescimento é evitado nesta região.

4.6) Relaminarização do escoamento na saída

Nas simulações numéricas de transição laminar-turbulento as perturbações do tipo convectivas são carregadas pelo escoamento base para fora do domínio no contorno de saída. Estas perturbações podem refletir numericamente neste contorno e alterar os resultados físicos que se deseja estudar. Para evitar estas reflexões, adotou-se uma técnica de relaminarização do escoamento. Esta técnica é muito eficaz para se evitar reflexões de ondas no contorno de saída.

KLOKER et al. (1993) mostraram as vantagens de se utilizar esta técnica, comparando-a com outras técnicas que possuem a mesma finalidade. No presente trabalho esta técnica foi implementada próximo à região de saída do escoamento entre os pontos i_3 e i_4, que correspondem as posições x_3 e x_4. Entre estes dois pontos os valores das perturbações dos componentes de vorticidade decaem até zero, de acordo com a eq. (94):

$$\Omega_k(x,y,t) = f_3(x)\Omega_k(x,y,t) \tag{94}$$

para $x_3 \le x \le x_4$, onde $\Omega_k(x,y,t)$ é o valor do componente da perturbação da vorticidade antes de ser relaminarizada e $f_3(x_3)$ é uma função rampa que varia de $f_3(x_3) = 1$ até $f_3(x_4) = 0$. Durante a execução do programa esta técnica de relaminarização é aplicada após cada passo do integrador temporal Runge-Kutta.

KLOKER et al. (1993) usam um polinômio de quinta ordem para a função $f_3(x_3)$. Este polinômio assegura que a variação da função e sua derivada sejam suaves para evitar reflexões. O polinômio adotado por eles é, eq. (95):

$$f_3(x) = f_3(\varepsilon) = 1 - 6\varepsilon^5 + 15\varepsilon^4 + 10\varepsilon^3 \tag{95}$$

onde $\varepsilon = (i - i_3)/(i_4 - i_3)$, para $i_3 \le i \le i_4$.

MEITZ (1996) realizou um estudo mais aprofundado nesta técnica de relaminarização. Ele verificou que se esta técnica fosse aplicada a cada passo do integrador temporal Runge-Kutta, nas componentes das vorticidades, o efeito de se aplicar este amortecimento *n* vezes pode ser escrito como na eq. (96):

$$\Omega_k(x,y,t) = f_3^n(x)\Omega_k(x,y,t) \tag{96}$$

Na Figura 49 é mostrado o efeito de se aplicar este amortecimento 1, 50, 100 e 150 vezes sobre uma função unitária. Apesar da eq. (142) variar suavemente entre 0 e 1, a aplicação repetidas vezes desta função causa um decaimento brusco nas vorticidades

nesta região. Isto é indesejável pois pode causar reflexões de ondas nesta região. Para evitar este decaimento brusco, MEITZ (1996) propôs a utilização da seguinte função, eq. (97):

$$f_3(x) = f_3(\varepsilon) = e^{-\varepsilon^4/10}\left(1-\varepsilon^{50}\right)^4 \tag{97}$$

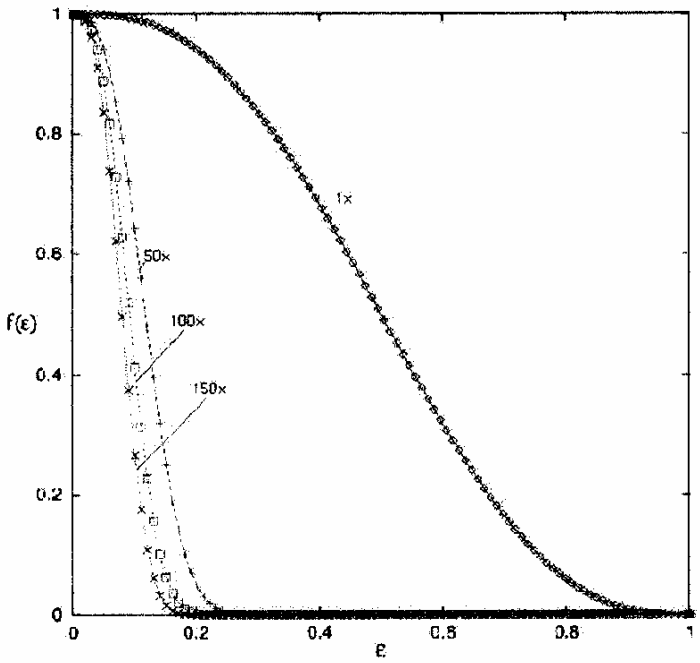

Figura 49 - Efeito de se aplicar *n* vezes a eq. (142) definida para o processo de relaminarização (MEITZ, 1996).

A Figura 50 mostra o efeito de se utilizar esta função repetidas vezes. Pode-se observar que a aplicação sucessiva desta função causa um decaimento suave nas vorticidades na região de relaminarização.

SOUZA (2003) optou desta forma pela função proposta por MEITZ (1996), eq. (144). Para assegurar o bom funcionamento desta técnica, entre os pontos i_3 e i_4 deve haver uma distância mínima de dois comprimentos de onda de Tollmien-Schlichting e entre i_4 e i_{max} deve haver uma distância de mais um comprimento de onda de Tollmien-Schlichting.

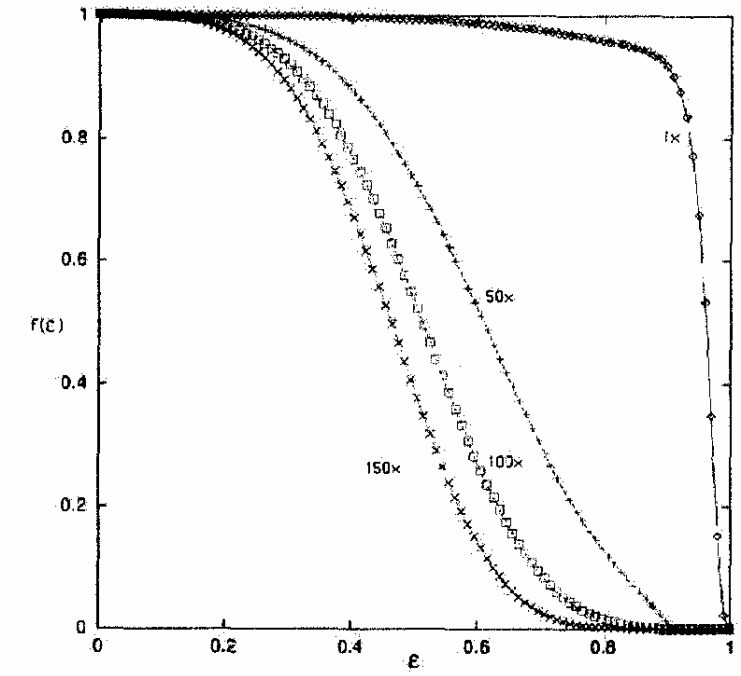

Figura 50 - Efeito de se aplicar *n* vezes a eq. (144) definida para o processo de relaminarização (MEITZ, 1996).

4.7) Componentes de vorticidade na parede

Os cálculos das componentes de vorticidade na parede são efetuados após a resolução das equações de Poisson para as componentes de velocidade. De posse dos valores das componentes de velocidade, primeiramente calcula-se os valores da variável $J_k(x)$ na eq. (98):

$$J_k(x) = \frac{\partial^2 V_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_k}{\partial y^2} \tag{98}$$

na parede ($y = 0$), para qualquer posição x e modo de Fourier k. Os valores da derivada $\partial^2 V_k / \partial x^2$ entre os pontos x_1 e x_2 são calculados analiticamente, nos demais pontos este valor é igual a zero. Os valores da derivada $\partial^2 V_k / \partial y^2$ são obtidos através da utilização da aproximação descentrada explícita de sexta ordem, eq. (99):

$$V_k'' = \frac{1}{180\Delta y^2}[938V_{k1} - 4014V_{k2} + 7911V_{k3} - 9490V_{k4} + 7380V_{k5} - 3618V_{k6} + \\ +1019V_{k7} - 126V_{k8}] + O\left(\Delta y^6\right) \tag{99}$$

Em seguida é calculada a componente de vorticidade na direção *z*, tem-se a eq. (100):

$$\frac{\partial \Omega_{z_k}}{\partial x} = -J_k \tag{100}$$

Para o cálculo dos valores da componente de vorticidade na direção *z*, no ponto $i = 2$ ($i = 1$ é condição de entrada), utiliza-se uma aproximação tomando-se as aproximações das derivadas em relação a *x* da componente de vorticidade em cinco pontos diferentes. Estas equações abrangem os mesmos pontos do lado direito das equações (1 a 6 são pontos na direção longitudinal), eq. (101), (102), (103), (104) e (105):

$$\Omega'_{z_1} = \frac{1}{120\Delta x}[-274\Omega_{z_1} + 600\Omega_{z_2} - 600\Omega_{z_3} + 400\Omega_{z_4} - 150\Omega_{z_5} + \\ + 24\Omega_{z_6}] - O(\frac{1}{6}\Delta x^6) \tag{101}$$

$$\Omega'_{z_{k_2}} = \frac{1}{120\Delta x}[-24\Omega_{z_{k_1}} - 130\Omega_{z_{k_2}} + 240\Omega_{z_{k_3}} - 120\Omega_{z_{k_4}} + \\ + 40\Omega_{z_{k_5}} - 6\Omega_{z_{k_6}}] + O(\frac{1}{30}\Delta x^6) \tag{102}$$

$$\Omega'_{z_{k_3}} = \frac{1}{120\Delta x}[6\Omega_{z_{k_1}} - 60\Omega_{z_{k_2}} - 40\Omega_{z_{k_3}} + 120\Omega_{z_{k_4}} - 30\Omega_{z_{k_5}} + \\ + 4\Omega_{z_{k_6}}] - O(\frac{1}{60}\Delta x^6) \tag{103}$$

$$\Omega'_{z_{k_4}} = \frac{1}{120\Delta x}[-4\Omega_{z_{k_1}} + 30\Omega_{z_{k_2}} - 120\Omega_{z_{k_3}} + 40\Omega_{z_{k_4}} + \\ + 60\Omega_{z_{k_5}} - 6\Omega_{z_{k_6}}] + O(\frac{1}{60}\Delta x^6) \tag{104}$$

$$\Omega'_{z_{k_5}} = \frac{1}{120\Delta x}[6\Omega_{z_{k_1}} - 40\Omega_{z_{k_2}} + 120\Omega_{z_{k_3}} - 240\Omega_{z_{k_4}} + 130\Omega_{z_{k_5}} + \\ + 24\Omega_{z_{k_6}}] - O(\frac{1}{30}\Delta x^6) \tag{105}$$

Fazendo-se a soma: $251\Omega'_{z_{k_1}} + 646\Omega'_{z_{k_2}} - 264\Omega'_{z_{k_3}} + 106\Omega'_{z_{k_4}} - 19\Omega'_{z_{k_5}}$, e isolando o termo $\Omega_{z_{k_2}}$, obtém-se a eq. (106):

$$\Omega_{z_{k_2}} = \frac{1}{720}[\Delta x(251\Omega'_{z_{k_1}} + 646\Omega'_{z_{k_2}} - 264\Omega'_{z_{k_3}} + 106\Omega'_{z_{k_4}} - 19\Omega'_{z_{k_5}}) + \\ + 720\Omega_{z_{k_1}}] + O(\frac{3}{160}\Delta x^6) \tag{106}$$

Para o ponto $i = 3$ até o ponto $i = i\max - 1$ e para o último ponto, utilizam-se as aproximações, eq. (107) e (108):

$$\Omega_{z_{k_i}} = \frac{1}{57}[\Delta x(10\Omega'_{z_{k_{i-2}}} + 57\Omega'_{z_{k_{i-1}}} + 24\Omega'_{z_{k_i}} - \Omega'_{z_{k_{i+1}}}) + 33\Omega_{z_{k_{i-2}}} + \\ + 24\Omega_{z_{ki-1}}] + O(\frac{11}{3420}\Delta x^6) \tag{107}$$

$$\Omega_{z_{k_{i\max}}} = \frac{1}{720}[\Delta x(251\Omega'_{z_{k_{i\max}}} + 646\Omega'_{z_{k_{i\max-1}}} - 264\Omega'_{z_{k_{i\max-2}}} + \\ + 106\Omega'_{z_{k_{i\max-3}}} - 19\Omega'_{z_{k_{i\max-4}}}) + 720\Omega_{z_{ki\max-1}}] + O(\frac{3}{160}\Delta x^6) \tag{108}$$

respectivamente. Estas aproximações são obtidas de forma análoga à eq. (106).

4.8) Condição de contorno longe da parede

Longe da parede, assumindo que este contorno está localizado numa área de escoamento não perturbado, as componentes de vorticidade são tomadas como sendo zero, eq. (109):

$$\Omega_{z_k}(x, y_{\max}, t) = 0 \tag{109}$$

Para as componentes de velocidade, são prescritos decaimentos exponenciais da seguinte forma, eq. (110) e (111):

$$\left.\frac{\partial U_k}{\partial y}\right|_{x, y_{\max}, t} = -\dot{\alpha} U_k(x, y_{\max}, t) \tag{110}$$

$$\left.\frac{\partial V_k}{\partial y}\right|_{x, y_{\max}, t} = -\dot{\alpha} V_k(x, y_{\max}, t) \tag{111}$$

onde $\dot{\alpha}$ é chamado, de acordo com KUNDU (1990), de vetor de número de onda.

Este vetor de número de onda é calculado por $\dot{\alpha} = \alpha v$, onde α_r é a parte real do número longitudinal, calculado através de análise linear e o β é o número de onda transversal que se deseja estudar. Apesar do número de onda mudar à medida que a onda se propaga no escoamento, o número de onda constante $\dot{\alpha}$ não tem influência nos resultados obtidos por STEMMER (2001).

4.9) Filtragem espacial

A introdução do termo de curvatura nas equações de Navier-Stokes gerou uma instabilidade numérica no código introduzindo perturbações não físicas de alta freqüência nas vaiáveis durante as simulações. Foram analisadas duas técnicas de filtragem para se eliminar estas oscilações.

KLOKER (1998) criou uma técnica de filtragem onde se utilizam esquemas descentrados compactos de sexta ordem. O esquema funciona utilizando-se diferenças descentradas a montante e a jusante, alternadamente para cada passo do Runge-Kutta. O esquema descentrado utilizado (a montante ou a jusante) no último passo do integrador Runge-Kutta é repetido no primeiro passo do próximo passo do integrador temporal.

LELE (1992) apresenta métodos compactos de filtragem com diferentes ordens de precisão, dentre eles optou-se por experimentar um método com sexta ordem de precisão. Após realizar diversos testes com os dois métodos, SOUZA (2003) optou pelo método do LELE (1992), que apresentou um melhor desempenho, eliminando totalmente as oscilações numéricas. A filtragem foi aplicada a cada passo no tempo, ou seja, somente após o último passo do método Runge-Kutta. O método consiste em recalcular a distribuição das componentes de vorticidade com um método de sexta ordem compacto, que é resolvido por uma matriz pentadiagonal da seguinte forma, eq. (112):

$$\begin{bmatrix} 1 & & & & & & & & & & \\ & 1 & & & & & & & & & \\ & & 1 & & & & & & & & \\ & & . & . & . & . & . & & & & \\ & & & 0.1702929 & 0.6522474 & 1 & 0.6522474 & 0.1702929 & & & \\ & & & . & . & . & . & . & & & \\ & & & & & & & 1 & & & \\ & & & & & & & & 1 & & \\ & & & & & & & & & 1 & \\ & & & & & & & & & & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Omega_{z_1,j} \\ \Omega_{z_2,j} \\ \Omega_{z_3,j} \\ . \\ \Omega_{z_i,j} \\ . \\ \Omega_{z_{i\max-2},j} \\ \Omega_{z_{i\max-1},j} \\ \Omega_{z_{i\max},j} \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \Omega_{z_1,j} \\ \Omega_{z_2,j} \\ \Omega_{z_3,j} \\ . \\ 0.9891856\Omega_{k_i} + 0.66059[\Omega_{z_{i+1}} + \Omega_{k_{i-1}}] + \\ + 0.1666774[\Omega_{k_{i+2}} + \Omega_{k_{i-2}}] + 0.000679925[\Omega_{k_{i+3}} + \Omega_{k_{i-3}}] \\ . \\ \Omega_{z_{i\max-2},j} \\ \Omega_{z_{i\max-1},j} \\ \Omega_{z_{i\max},j} \end{bmatrix} \qquad (112)$$

Os valores nos contornos e próximos a eles i = 1, 2, 3, $i$max, $i$max-1, $i$max-2 não requerem filtragem por estar em uma região de amortecimento e relaminarização. Verificou-se também, que a filtragem espacial só é necessária na direção longitudinal x.

5) RESULTADOS E ANÁLISES

5.1) INTRODUÇÃO

Os resultados de simulações com diferentes valores de freqüência adimensional, amplitude e comprimento de fenda foram verificados através de uma análise de Fourier temporal. Através desta análise é verificado qual a melhor situação para se atrasar a separação da camada limite, que acontece em $\partial u/\partial y = 0$. Uma análise de Fourier temporal foi realizada para verificar a distorção do escoamento com a introdução do jato sintetizado em comparação com o escoamento de Blasius, para o caso da placa plana, e com o escoamento de Falkner-Skan, para o caso do aerofólio hipotético.

Nas simulações do escoamento sobre a placa plana o número total de pontos na direção do escoamento e na direção normal à parede de 257 e 97, respectivamente. Nas simulações do escoamento sobre o aerofólio hipotético o número total de pontos na direção do escoamento e na direção normal à parede de 321 e 161, respectivamente. A distância entre dois pontos sucessivos nas direções do escoamento e normais à parede foram 0.01125 e 0.001, respectivamente. O passo de tempo usado foi 0.00393, determinado para um número de CFL de 0.35. A diferença entre o escoamento básico e o escoamento perturbado dá uma idéia de como o jato sintético está mudando o perfil.

A Figura 51 mostra o domínio computacional utilizado. Na direção x o domínio se extende de $x_0 = 1$ a $x_{max} = 3.1375$ nas simulações com o perfil de Blasius e $x_{max} = 3.7$ nas simulações com o aerofólio hipotético (perfil de Falkner-Skan). O jato sintético é introduzido entre $x_1 = i_1$ e $x_2 = i_2$. A região entre x_3 e x_4 corresponde a região de relaminarização do escoamento. Na direção y o domínio varia de 0 a y_{max}.

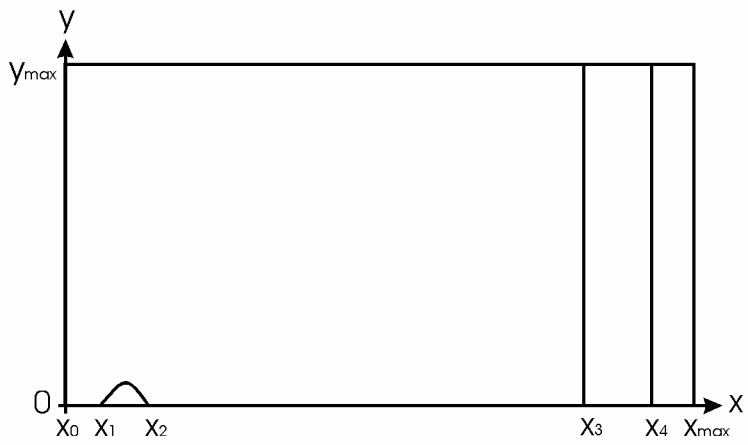

Figura 51 - Domínio utilizado nas simulações do escoamento da camada limite sobre a superfície da placa plana e do aerofólio hipotético.

Os resultados apresentados nos gráficos de $\partial u/\partial y$ foram obtidos da seguinte forma: 1 - inicialmente realizou-se uma análise do perfil inicial sem a introdução do jato sintético, onde calculou-se o valor de $\partial u/\partial y$ deste perfil; 2 - o valor de $\partial u/\partial y$ obtido no primeiro passo foi adimensionalizado pelo maior valor de $\partial u/\partial y$ nesta posição x; 3 - depois de introduzir o jato sintético e o escoamento convergir para uma solução periódica, é realizada uma análise de Fourier na mesma posição x analisada no passo anterior; 4 - a análise de Fourier nos fornece, quantitativamente, quanto o escoamento base foi alterado. Em cima deste novo perfil é calculado o valor de $\partial u/\partial y$, e este valor também é adimensionalizado pelo valor máximo de $\partial u/\partial y$ obtido no passo 2; 5 - na direção normal à parede os valores foram adimensionalizados pelo valor da espessura da camada limite na posição analisada. A espessura da camada limite δ, no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana é $\delta = 0.04$, e no caso das simulações do escoamento sobre o aerofólio hipotético é $\delta = 0.045$.

Os comprimentos de fenda adimensionais d = 0.09, 0.135 e 0.225 utilizados nas simulações correspondem aos valores nominais do comprimento da fenda $\bar{d}$ = 4.5, 6.75 e 11.25 mm. As freqüências de oscilação adimensionais ω = 11, 13, 15, 17 e 19 usadas nas simulações correspondem às freqüências de oscilação nominais $\bar{\omega}$ = 1051, 1242, 1433, 1624 e 1815 Hz.

5.2) RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES DO ESCOAMENTO SOBRE A PLACA PLANA

5.2.1) Análise do comprimento da fenda nas simulações da camada limite sobre a placa plana

Os gráficos abaixo mostram a diferença entre o perfil de Blasius e o perfil de velocidade média u obtido através da análise de Fourier na posição x = 3.1375 na direção normal à parede, através dos quais se pode verificar a influência da dimensão da fenda no escoamento sintetizado.

No caso correspondente à Figura 52, o comprimento da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um mesmo valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 2, que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 11. Pela Figura 52, observa-se que os valores d = 0.135 e d = 0.225 proporcionam um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, houve aumento em relação ao perfil de Blasius em todas as dimensões da fenda.

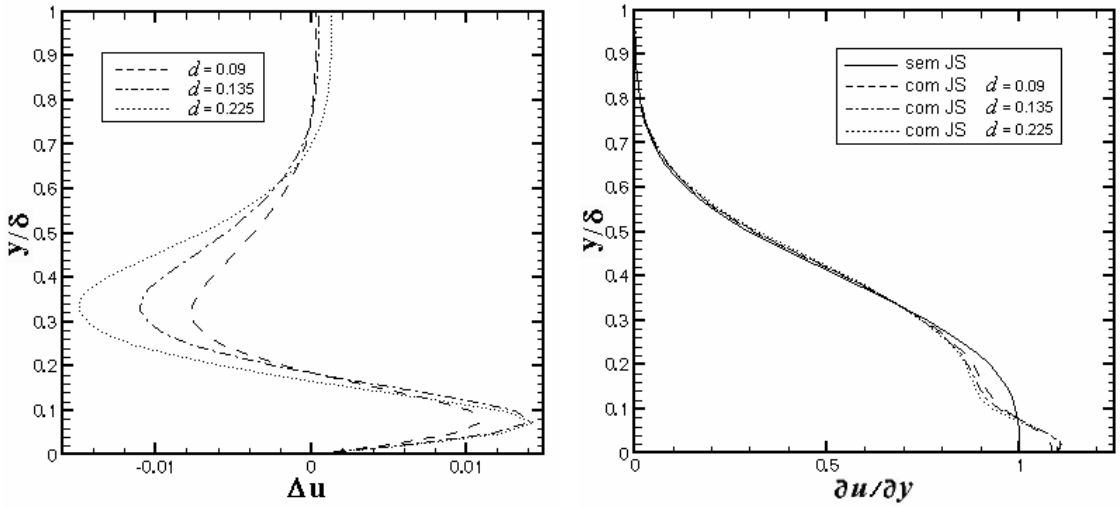

Figura 52 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 11.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 53, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada (i_2 = 39, 43 e 51, e para i_1 = 31). O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 13. A Figura 53 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor maior da fenda, correspondendo ao valor d = 0.225, comparado com os casos com menos sucção e injeção das fendas menores. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, nos três casos de diferentes dimensões da fenda, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ próximo à parede.

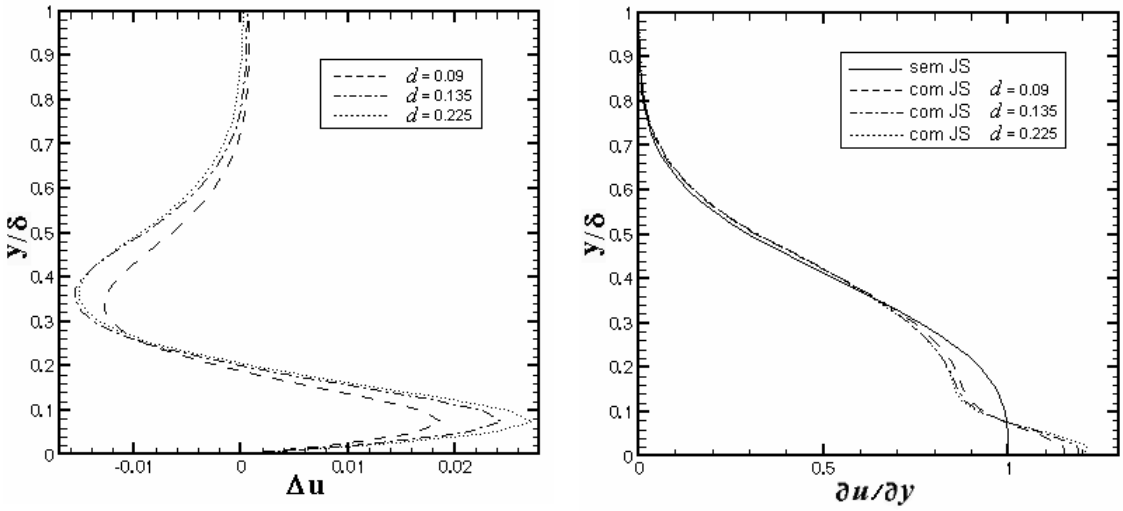

Figura 53 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 13.

No caso correspondendo à Figura 54, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um mesmo valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 2, que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante no valor ω = 15. Neste caso, pode-se observar pela Figura 54 que o maior comprimento da fenda, correspondendo ao valor d = 0.225, ocasionou um acréscimo maior na componente de velocidade u, comparado com as menores dimensões da fenda durante o processo de sucção e injeção do escoamento oscilatório produzido pelo atuador de jato sintético. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo este relativamente maior para d = 0.225.

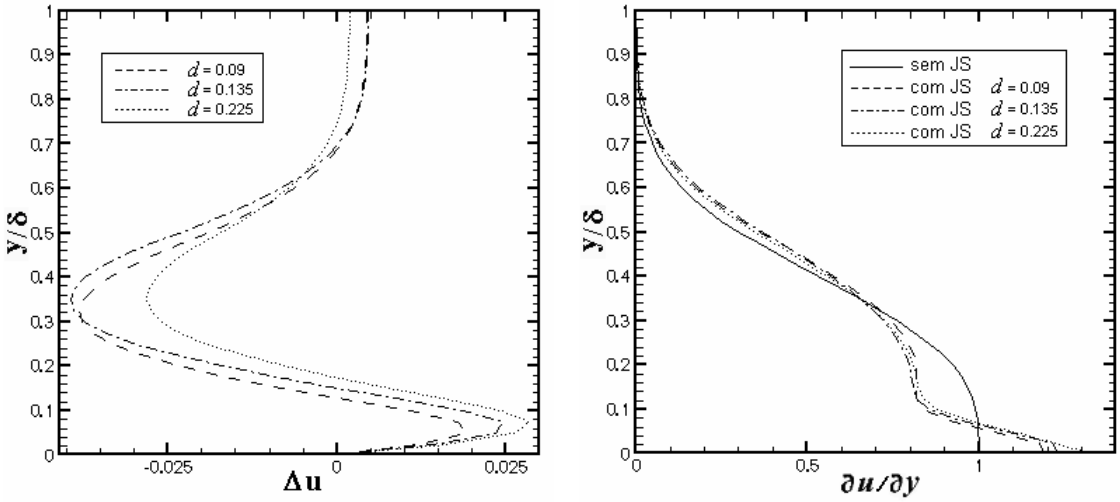

Figura 54 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 15.

Para o caso correspondente à Figura 55, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada. O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 17 para os três valores de d. A Figura 55 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para d = 0.135. Pela variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que a dimensão d = 43 proporciona o maior aumento de $\partial u/\partial y$ próximo à parede, e que para d = 0.09 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ nesta região.

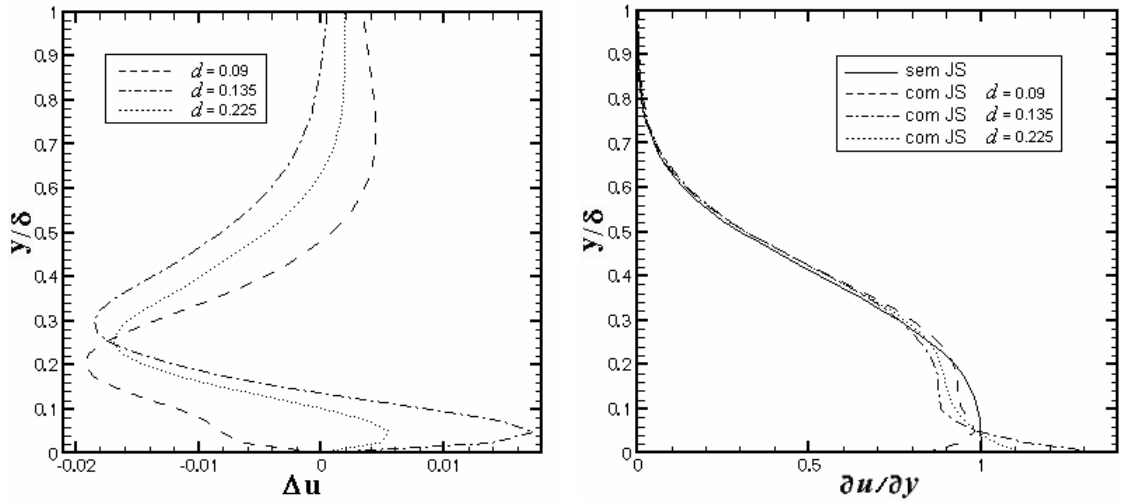

Figura 55 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 17.

Em outro caso, correspondendo à Figura 56, foram adotados três valores diferentes para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 2 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 19. Neste caso, pode-se observar pela Figura 56 que para o menor comprimento de fenda, d = 0.09, a componente de velocidade u teve um acréscimo maior. Na região próxima à parede esta dimensão não alterou o valor de $\partial u/\partial y$. Para fendas maiores, que resultam em mais sucção e injeção no processo de sintetização do fluido, ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ próximo à superfície da placa.

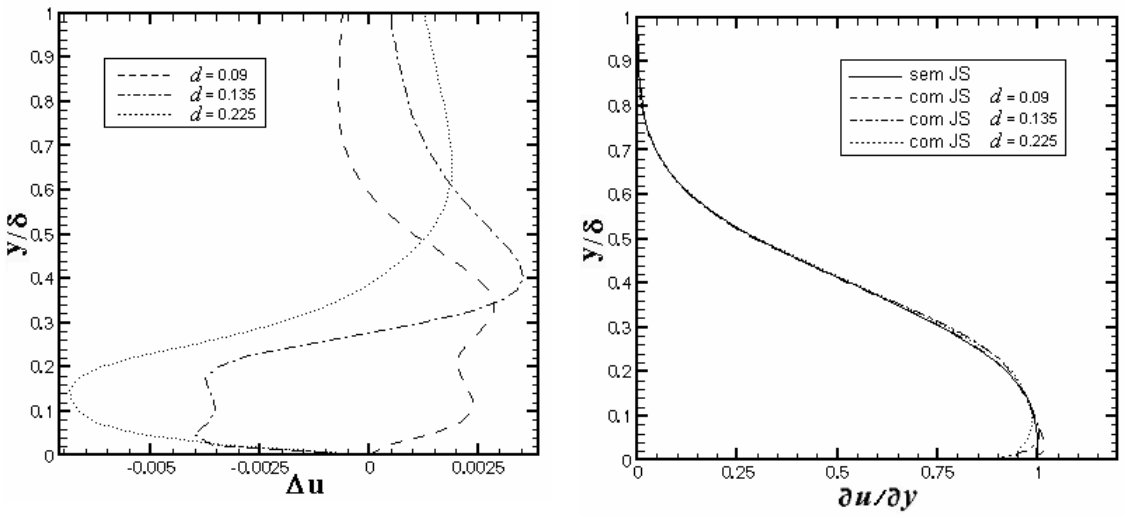

Figura 56 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 19.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 57, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 11. A Figura 57 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor menor da fenda, d = 0.09, comparado com os casos com mais sucção e injeção durante a sintetização do fluido das fendas maiores. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que no caso da dimensão d = 0.225, ocorre um aumento menor de $\partial u/\partial y$.

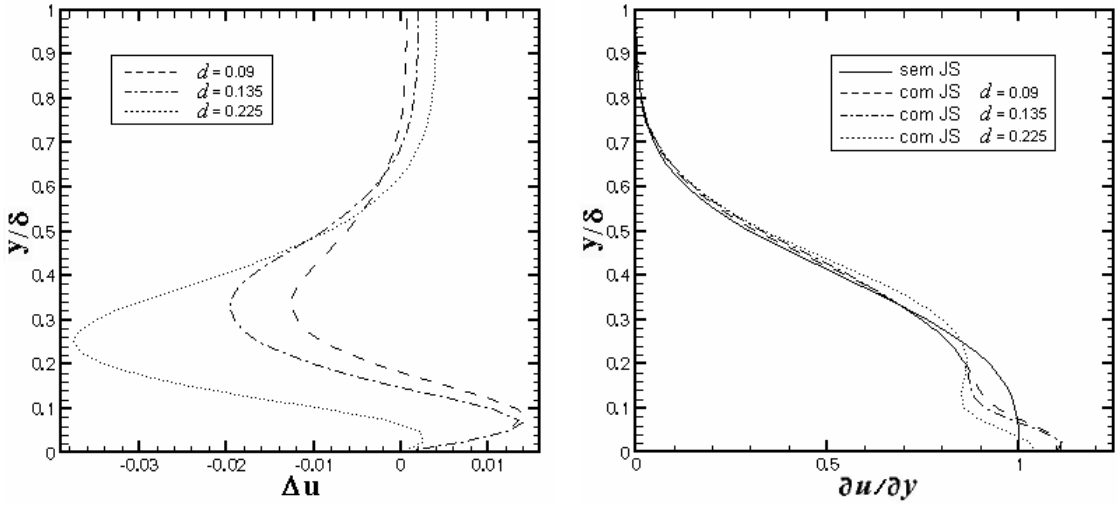

Figura 57 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 11.

No caso correspondente à Figura 58, para o tamanho da fenda foram adotados três valores diferentes para d. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante em ω = 13. Neste caso, pode-se observar pela Figura 58 que o comprimento da fenda intermediário, d = 0.135, proporciona um acréscimo maior a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

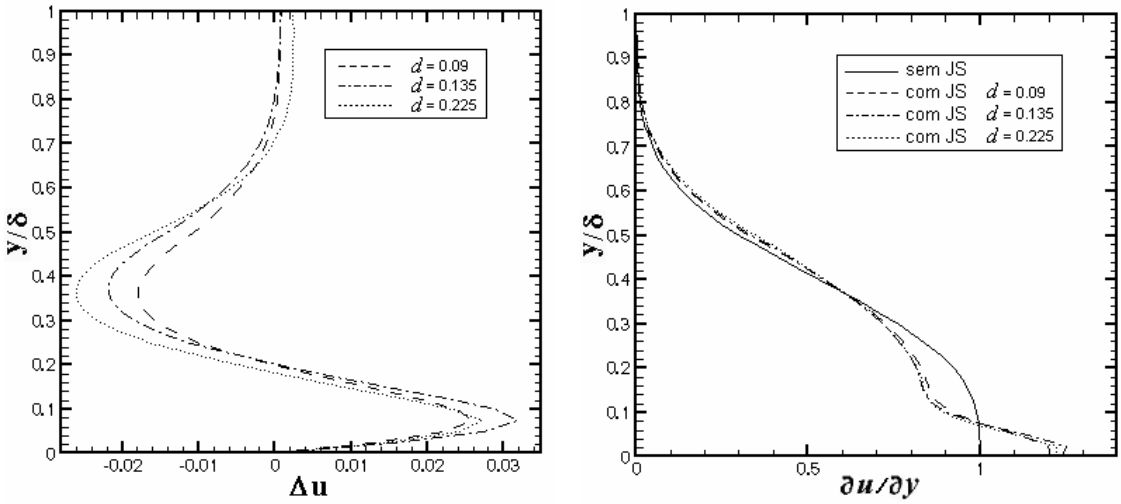

Figura 58 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 13.

Para o caso correspondente à Figura 59, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada (i_2 = 39, 43 e 51, e para i_1 = 31). O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 15. A Figura 59 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre num valor intermediário da fenda, d = 0.135. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é maior para d = 0.135.

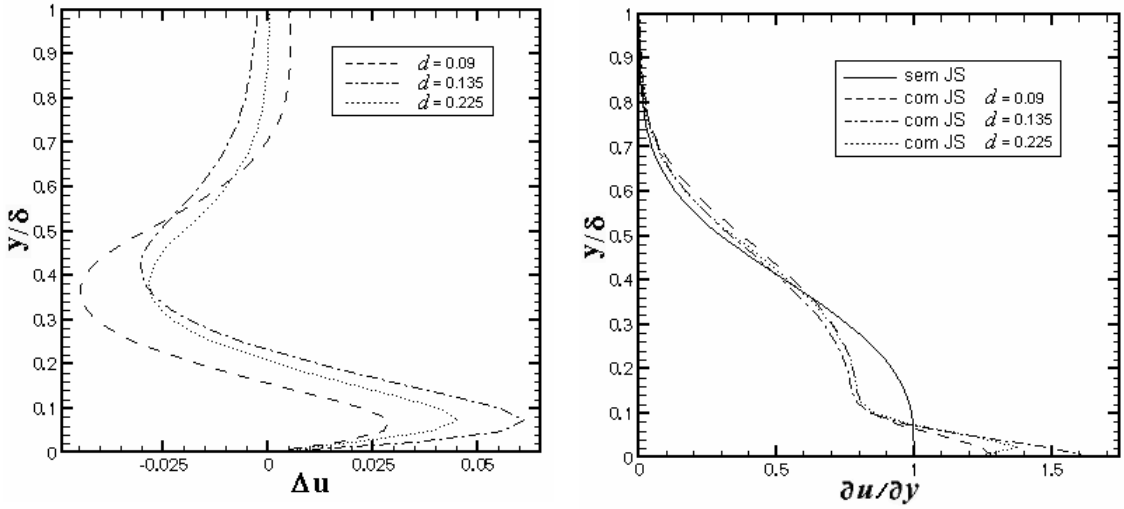

Figura 59 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 15.

No caso que corresponde à Figura 60, o tamanho da fenda d que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores diferentes para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para o ponto i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3, que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante em ω = 17. Neste caso, observa-se pela Figura 60 que para o comprimento de fenda menor, d = 39, a componente de velocidade u teve um acréscimo maior. Pela variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que a dimensão d = 0.09 proporciona um aumento de $\partial u/\partial y$ próximo à parede, e que para os casos das dimensões d = 0.135 e d = 0.225 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ nesta região. Esta diminuição nos casos d = 0.135 e d = 0.225 é significativa apenas para valores baixos de y, sendo que para valores maiores de y, estas dimensões da fenda provocam um aumento em $\partial u/\partial y$.

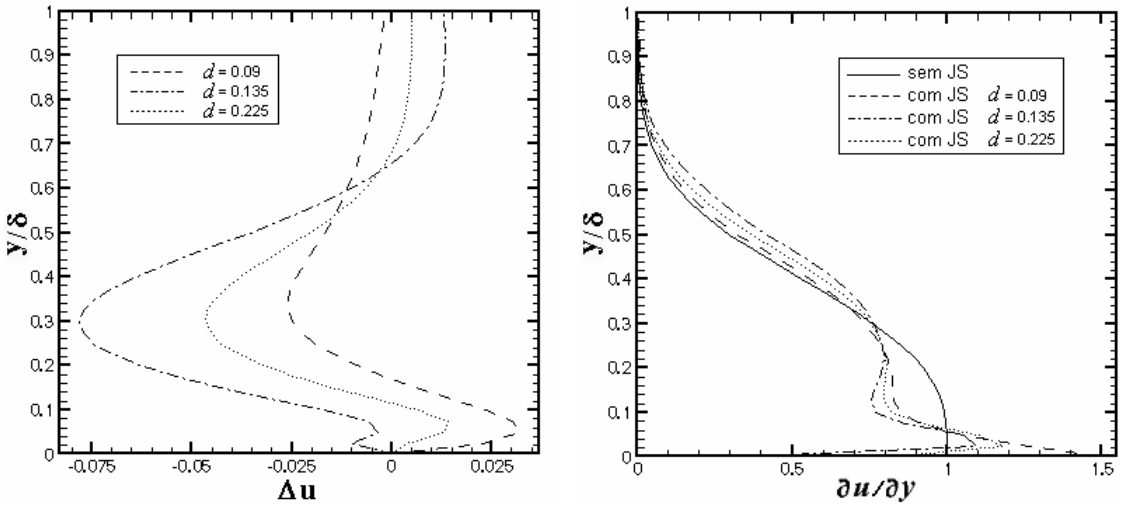

Figura 60 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 17.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 61, a mesma variação da dimensão da fenda d. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 19. A Figura 61 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor intermediário da fenda d = 0.135. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos d = 0.135 e d = 0.225, estas dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para d = 0.09 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

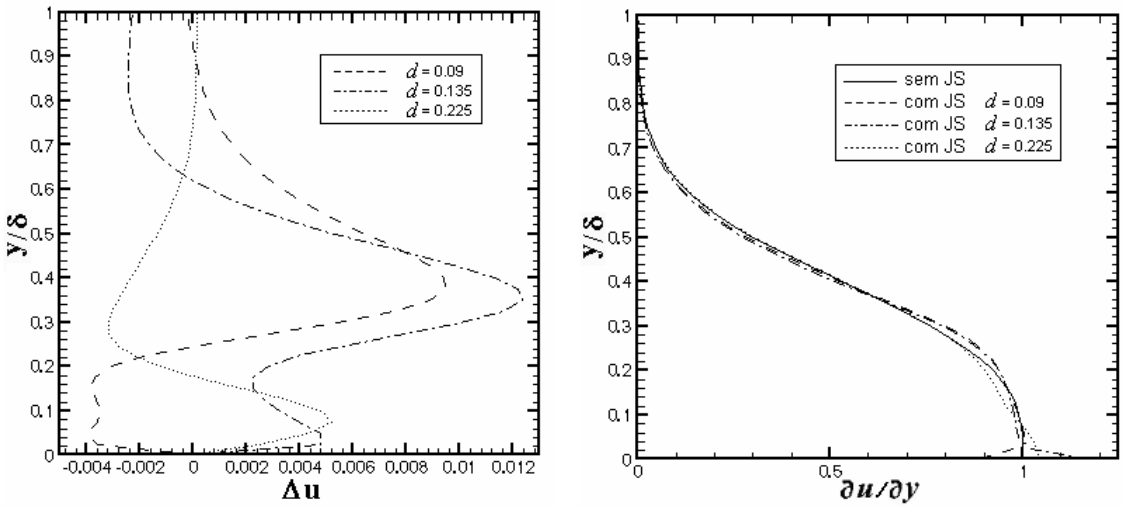

Figura 61 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 19.

No caso correspondente à Figura 62, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada (i_2 = 39, 43 e 51, e para i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das três dimensões. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 11. Neste caso, é observado na Figura 62 que o maior comprimento da fenda, d = 0.225, proporciona um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é relativamente maior para d = 51, atingindo o dobro em relação à dimensão d = 0.09 e o triplo em relação à d = 0.135.

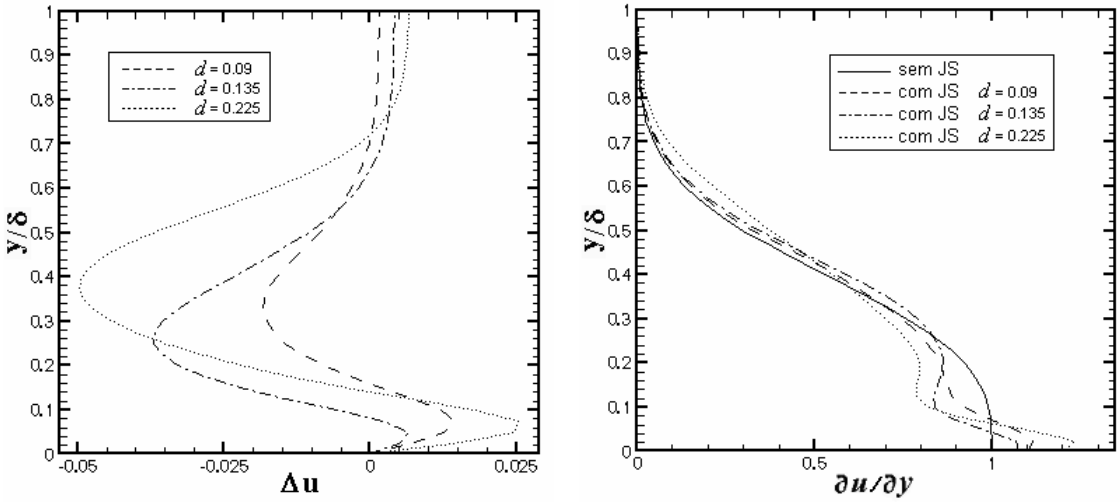

Figura 62 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 11.

No caso que corresponde à Figura 63, o tamanho da fenda d que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores diferentes para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. O valor A = 4 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 13 para os três valores da dimensão d. A Figura 63 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor maior da fenda, d = 0.225. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é relativamente maior para d = 0.225.

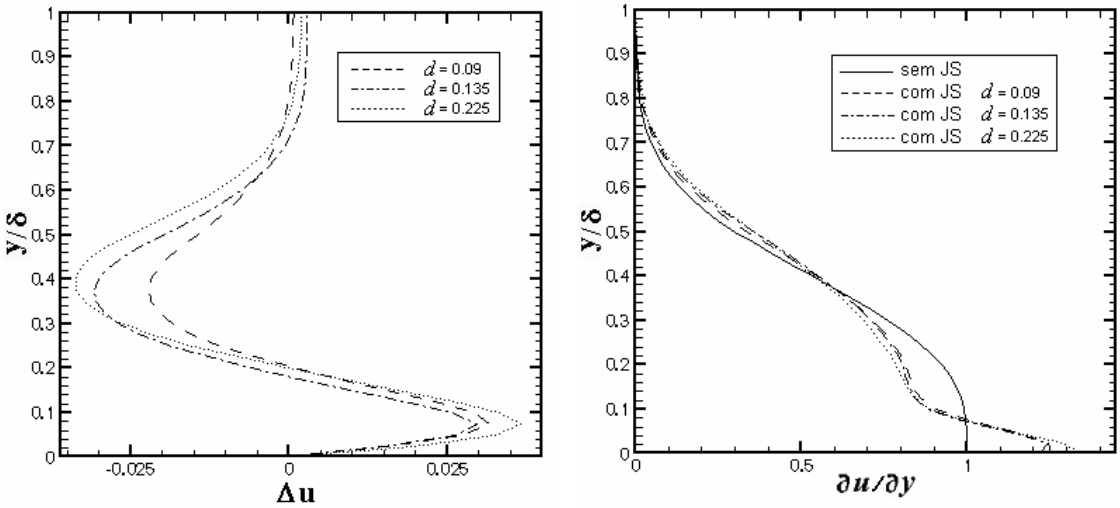

Figura 63 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω= 13.

Em outro caso, correspondendo à Figura 64, foram adotados para o tamanho da fenda d três valores. Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante em ω = 15. Neste caso, pode-se observar pela Figura 64 que o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre no caso do menor comprimento da fenda d = 0.09. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é maior para d = 0.09.

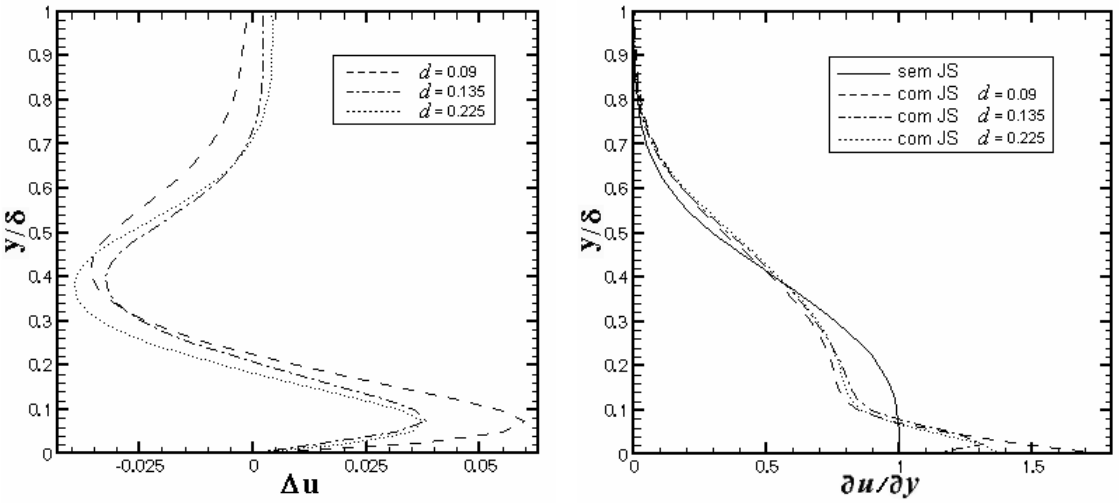

Figura 64 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 15.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 65, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada com três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um mesmo valor para i_1 =31. O valor A = 4 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 17 para os três valores de d. A Figura 65 mostra que neste caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor maior da fenda, d = 0.225. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos d = 0.135 e d = 0.225, estas dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para d = 0.09 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

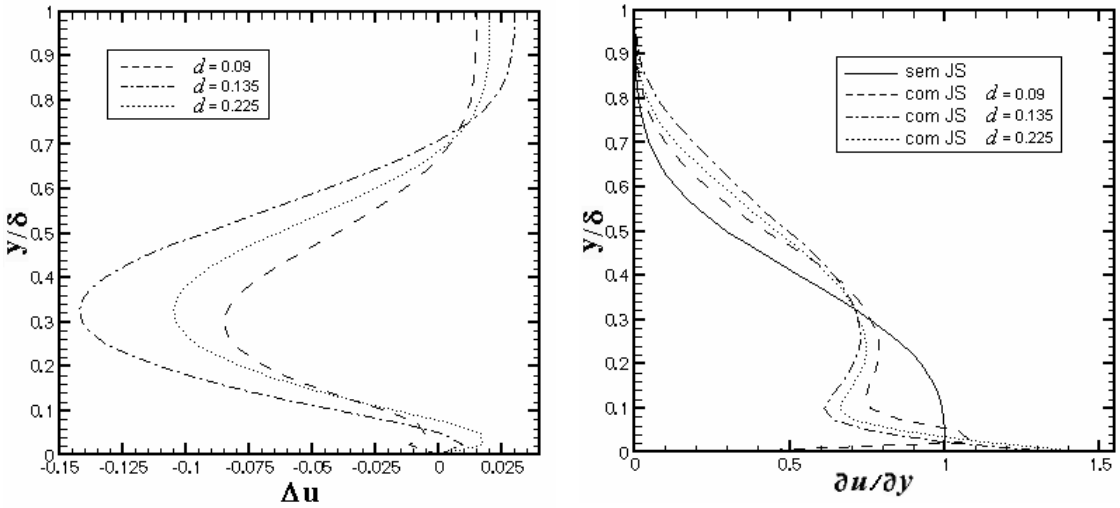

Figura 65 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 17.

No caso correspondente à Figura 66, o tamanho da fenda d que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores diferentes para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 19. Neste caso, é observado na Figura 66 que um comprimento de fenda maior, d = 0.225, proporciona um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos d = 0.09 e d = 0.225, estas dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para d = 0.135 não ocorre variação de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

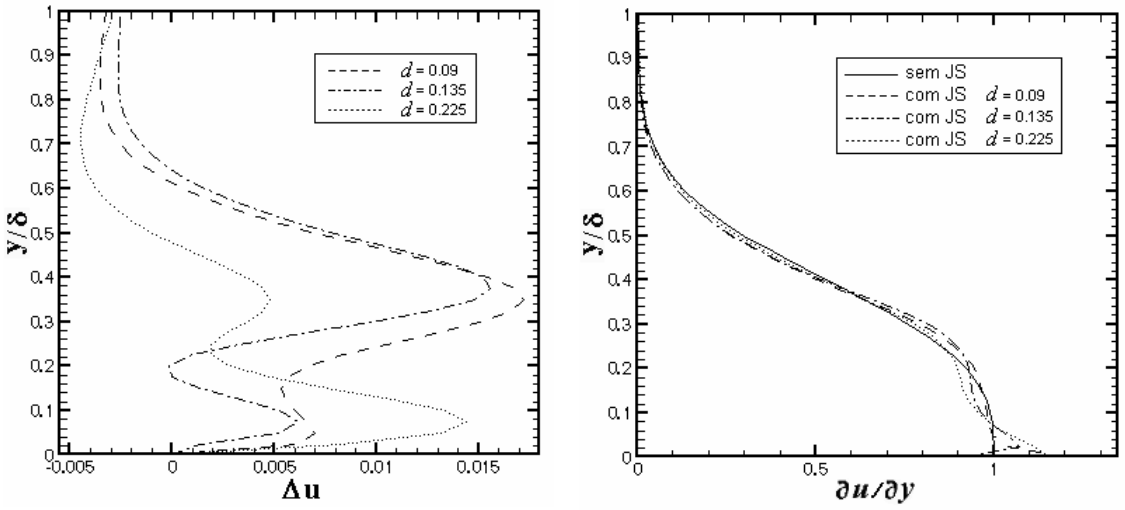

Figura 66 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 19.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 67, a mesma variação da dimensão da fenda é aplicada com três valores para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 11. A Figura 67 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor maior da fenda, d = 0.225. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é menor para d = 0.09.

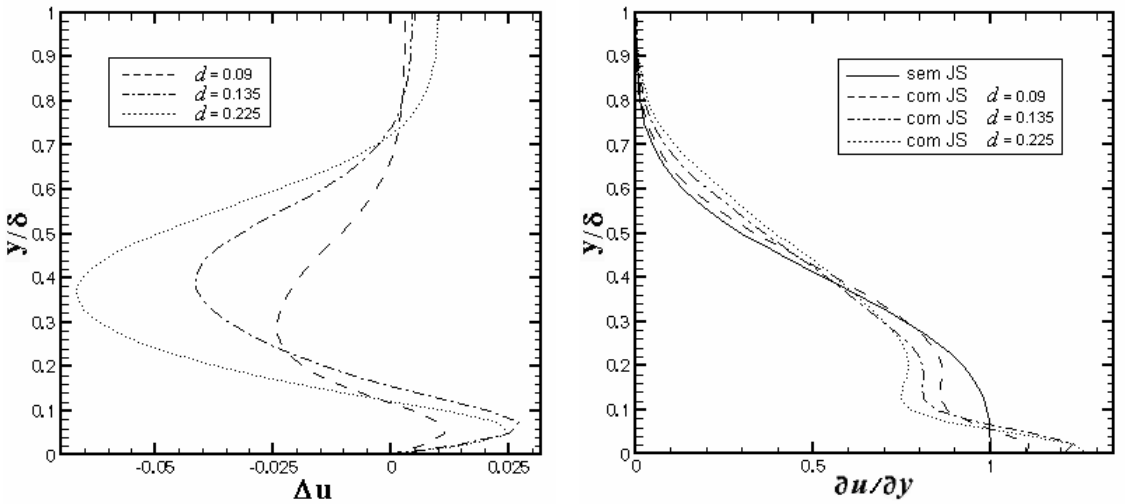

Figura 67 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 11.

Para o caso correspondente à Figura 68, o tamanho da fenda que corresponde à dimensão d varia, sendo adotados três valores para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 13. Neste caso, pode-se observar pela Figura 68 que para um comprimento de fenda maior, d = 0.225, a componente de velocidade u tem um acréscimo maior. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é relativamente maior para d = 0.135 e d = 0.225.

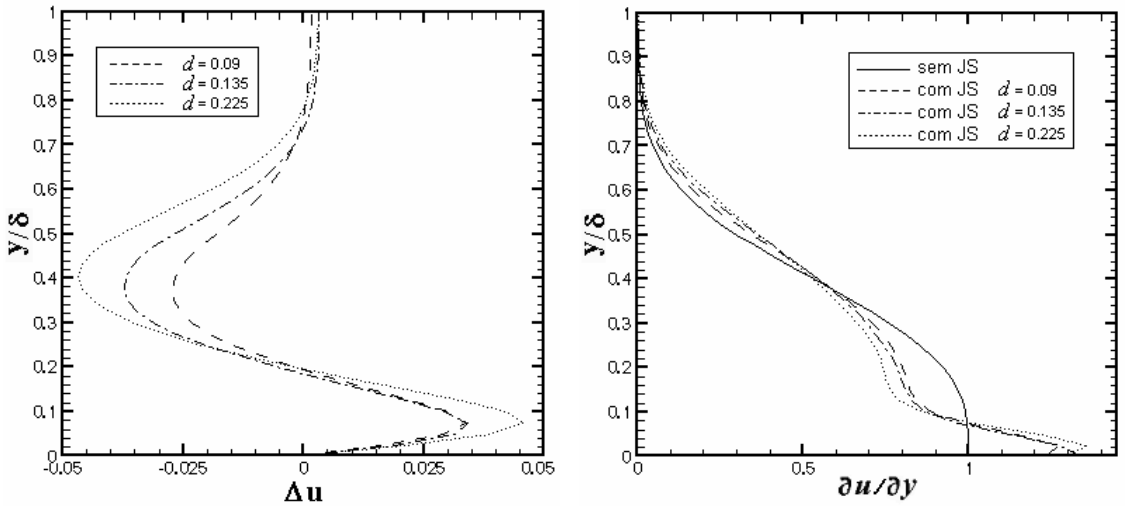

Figura 68 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 13.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 69, o tamanho da fenda d que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores distintos para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 15 em todas as dimensões da fenda. A Figura 69 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre em d = 0.09, comparado com os casos com mais sucção e injeção das fendas maiores no processo de atuação do jato sintético. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para d = 0.09.

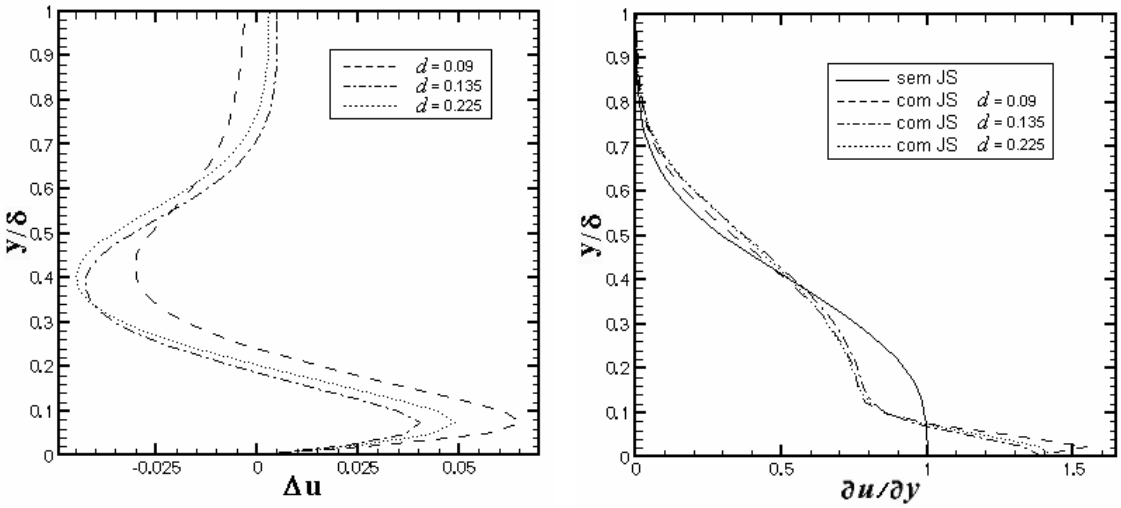

Figura 69 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 15.

No caso correspondente à Figura 70, para o tamanho da fenda são adotados três valores diferentes para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia. A freqüência adimensional permanece constante em ω = 17. Neste caso, é observado na Figura 70 que para um comprimento de fenda maior, d = 0.225, a componente de velocidade u tem um acréscimo maior. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para d = 0.135 e d = 0.225, estas dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para d = 0.09 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

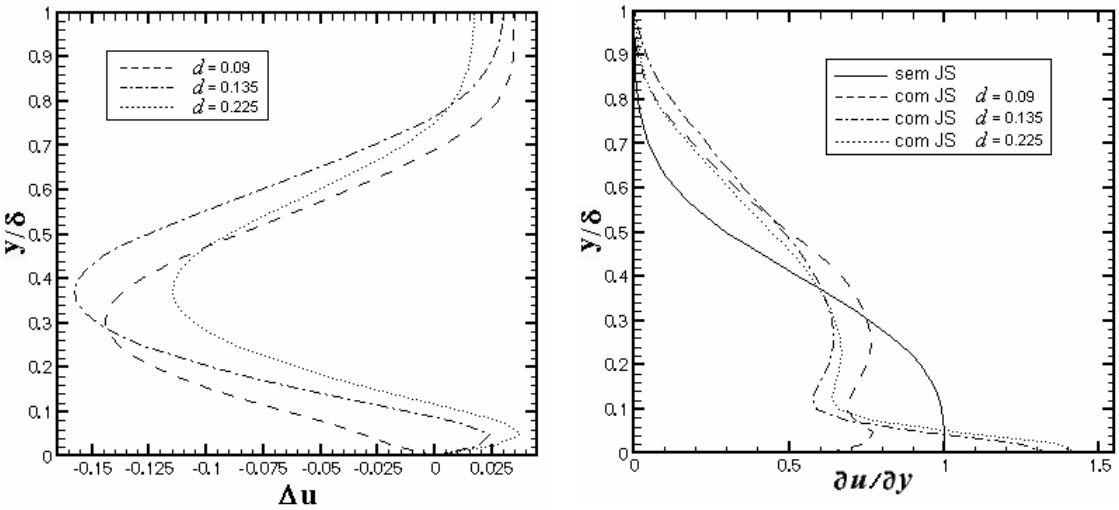

Figura 70 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 17.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 71, a mesma variação da dimensão da fenda é aplicada com três valores diferentes para *d*. O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 19. A Figura 71 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade *u* ocorre em *d* = 0.09, comparado com os casos onde temos uma maior quantidade de fluido sintetizado nos processos de sucção e injeção. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos das dimensões *d* = 0.09 e *d* = 0.135, estas dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para *d* = 0.225 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

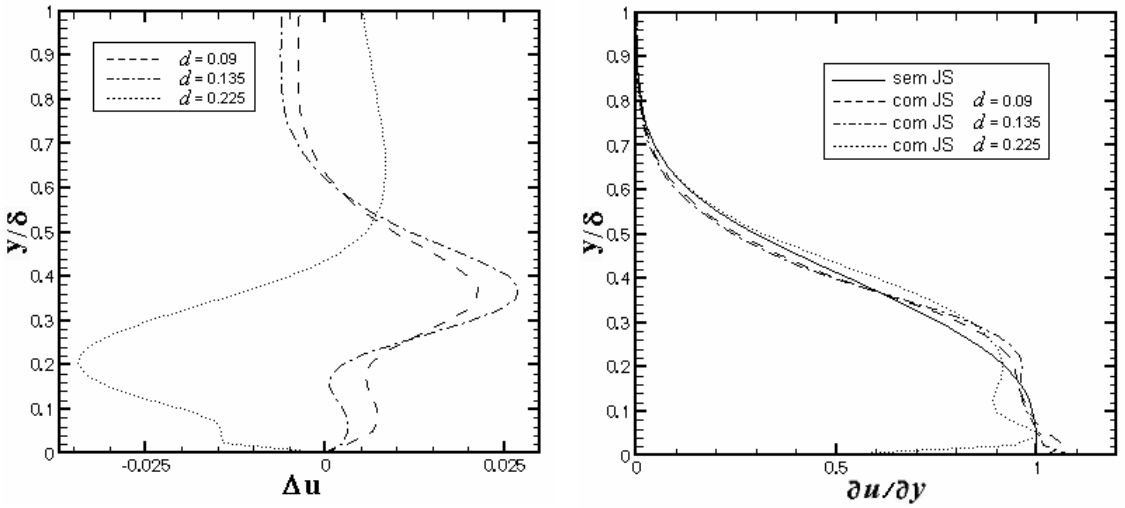

Figura 71 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 19.

5.2.2) Análise da freqüência adimensional nas simulações da camada limite sobre a placa plana

A influência da freqüência adimensional de oscilação do escoamento sintetizado é analisada nos dois gráficos abaixo, que mostram a diferença entre o perfil de Blasius e o perfil de velocidade média *u* obtido através da análise de Fourier na posição *x* = 3.1375 na direção normal à parede.

Nas simulações correspondentes à Figura 72, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional.

O tamanho da fenda d não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a amplitude é atribuído o valor A = 2 que não varia. Neste caso, pode-se observar pela Figura 72 que os valores ω = 13 e ω = 15 da freqüência adimensional, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos ω = 13 e ω = 15, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 17 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

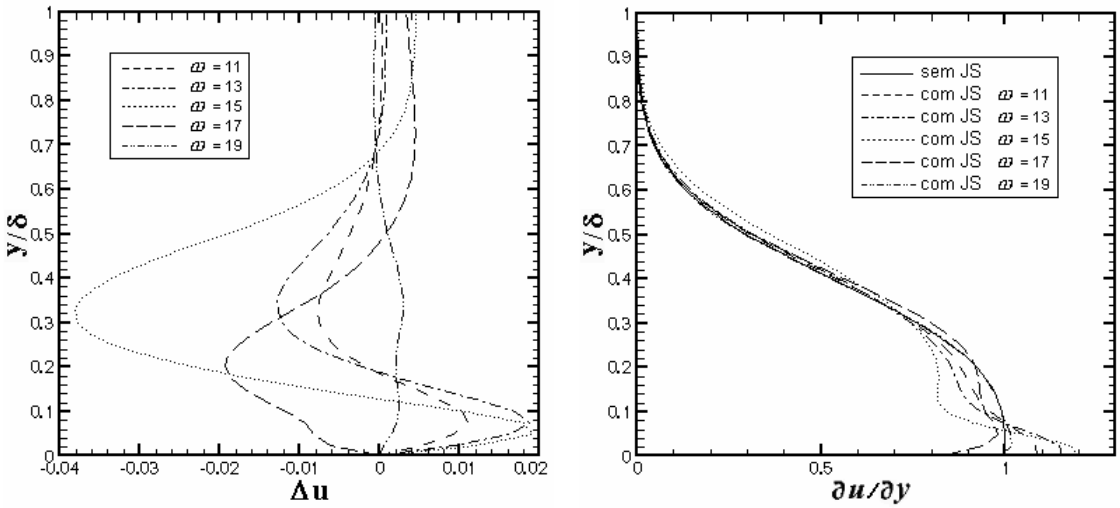

Figura 72 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.09.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 73, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.135. A Figura 73 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para valores da freqüência adimensional correspondentes ao ω = 13 e ω = 15, comparado com os casos de outras freqüências adimensionais no processo oscilatório de sucção e injeção. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos ω = 13, ω = 15 e ω = 17, estas freqüências proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para ω = 19 ocorre diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

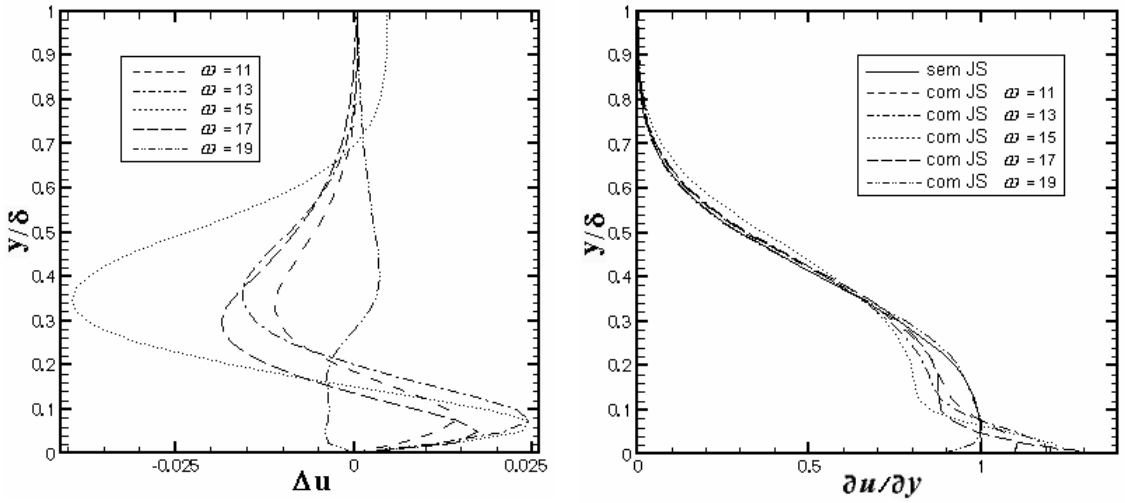

Figura 73 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.135.

Para outras simulações correspondentes à Figura 74, são adotados cinco valores distintos, ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. Para o tamanho da fenda é adotado um valor d = 0.225. Para a amplitude adimensional é adotado o valor constante A = 2. Neste caso, é observado na Figura 74 que os valores ω = 13 e ω = 15 produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para ω = 11, 13, 15, 17, estas freqüências proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para ω = 19 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

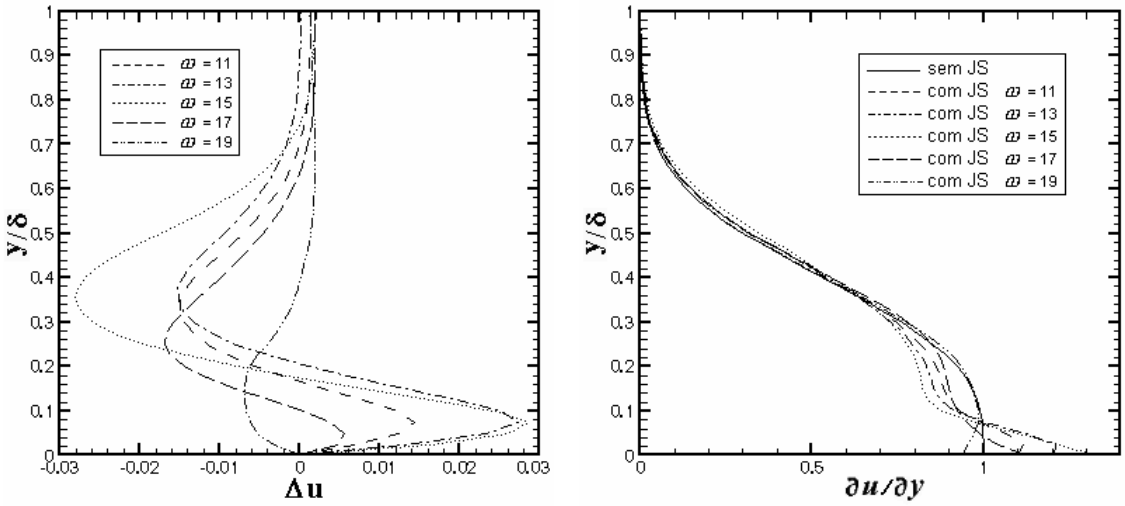

Figura 74 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.225.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 75, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.09. A Figura 75 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor da freqüência adimensional correspondente a ω = 15. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos ω = 13 e ω = 15, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, enquanto que para ω = 17 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$, e para ω = 19 não ocorre variação próximo à parede.

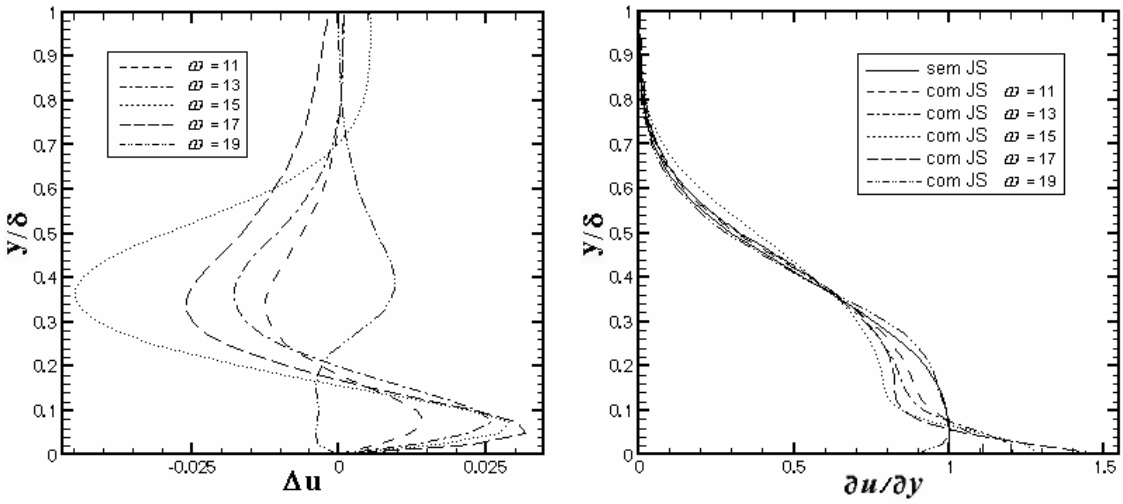

Figura 75 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.09.

Nas simulações correspondentes à Figura 76, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda é mantido constante no valor de d = 0.135. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 76 que o valor ω = 15 produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para ω = 13 e ω = 15, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 17 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$. Para a freqüência ω = 19 não ocorre variação de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

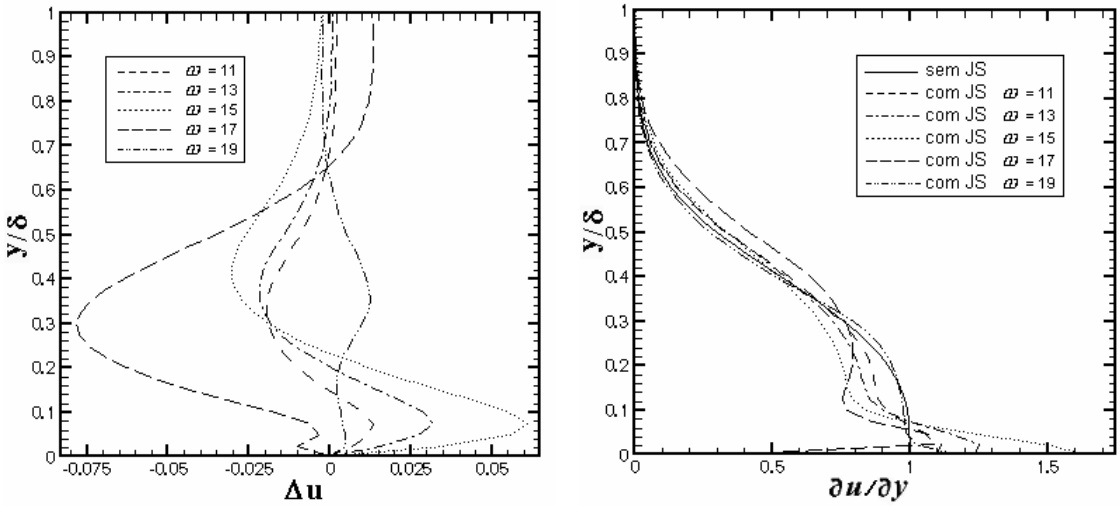

Figura 76 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.135.

Em outros casos das simulações, correspondendo à Figura 77, são adotados cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.225. A Figura 77 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre em ω = 15. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para ω = 15, esta freqüência proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 17 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$. Na freqüência ω = 11 não ocorre variação de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

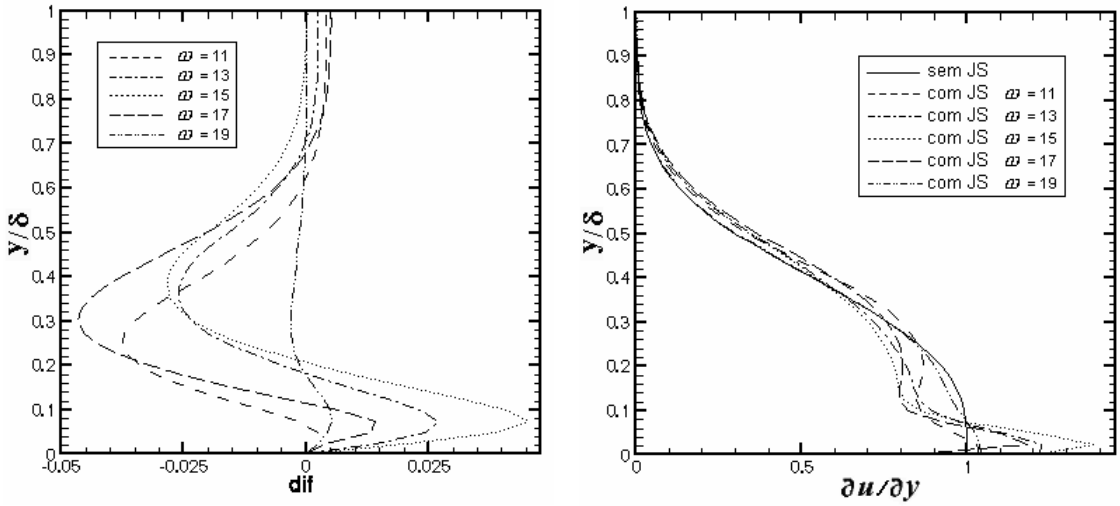

Figura 77 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.225.

Nas simulações correspondentes à Figura 78, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a amplitude é atribuído o valor constante A = 4. Neste caso, é observado na Figura 78 que o valor da freqüência adimensional ω = 15, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, é observado que no caso ω = 15, esta freqüência proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 17 ocorre diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

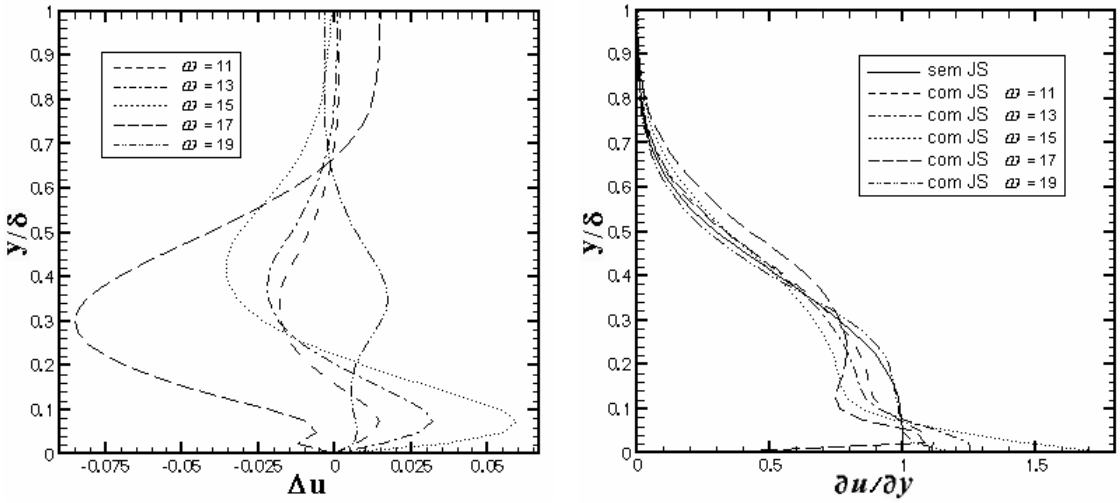

Figura 78 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.09.

Para as simulações correspondentes à Figura 79, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 4 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. Para a dimensão da fenda é adotado o valor d = 0.135, que não varia. A Figura 79 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre em ω = 15. Na variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que para os valores ω = 15 e ω = 17, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, comparado com outras freqüências adimensionais no processo oscilatório do escoamento. Na freqüência adimensional ω = 19 não ocorre variação de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

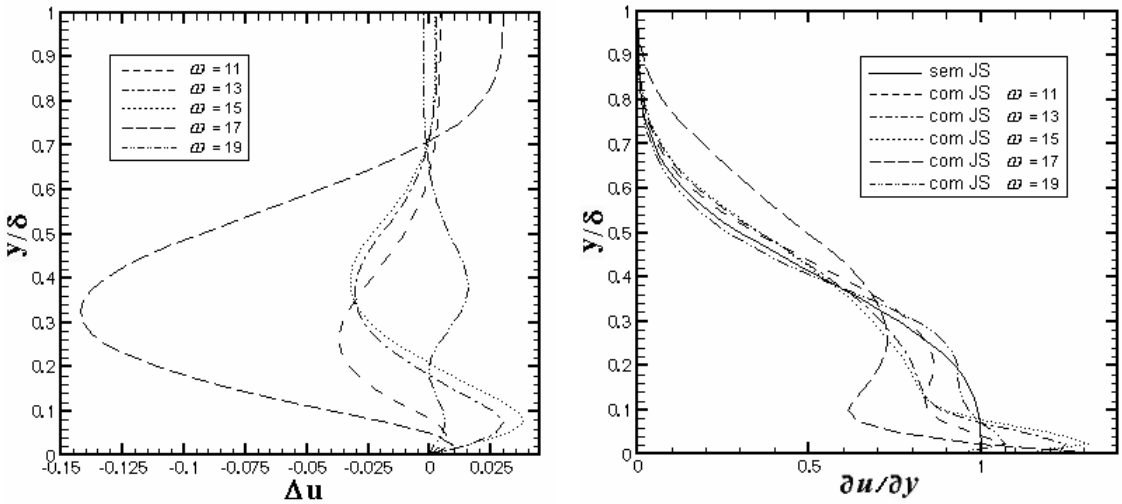

Figura 79 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 80, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 80 que o valor ω = 15 produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em todas as freqüências adimensionais utilizadas ocorre um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, com um aumento relativamente maior para as freqüências ω = 15 e ω = 17.

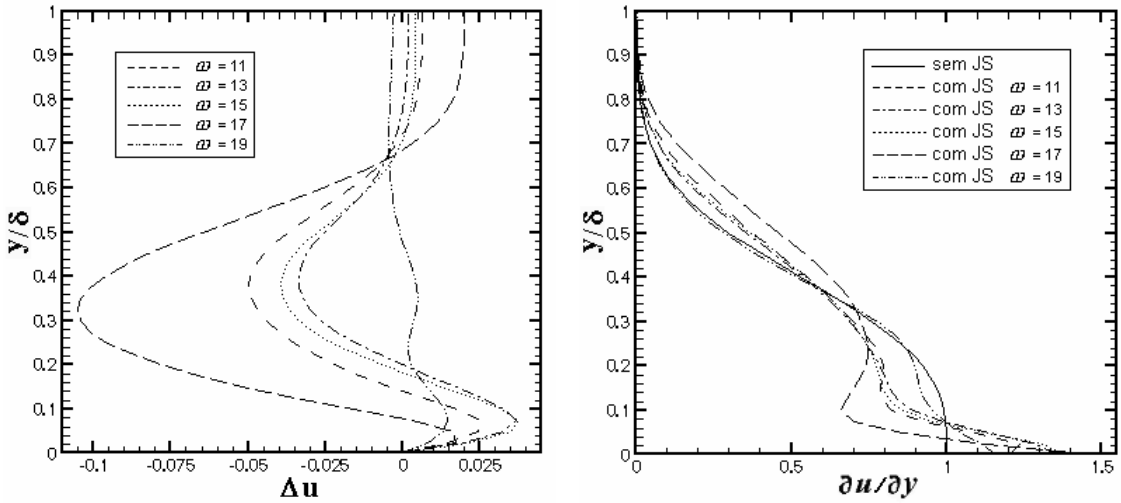

Figura 80 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.225.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 81, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores distintos para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.09. A Figura 81 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre em ω = 15. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, é observado que no caso ω = 15, esta freqüência proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 17 ocorre diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

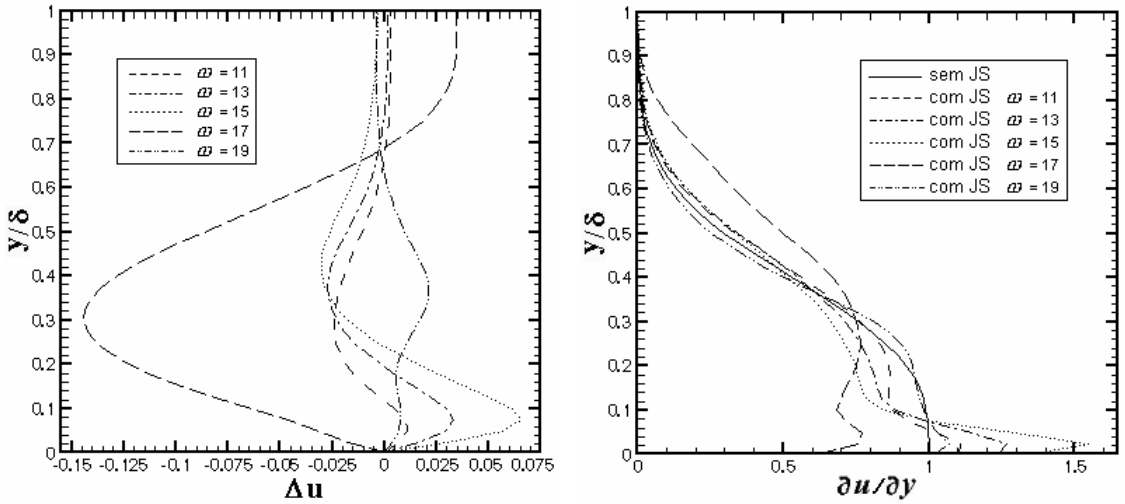

Figura 81 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.09.

Nas simulações correspondentes à Figura 82, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19 para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado um valor para d = 0.135. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 82 que o valor ω = 15 produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em todas as freqüências adimensionais utilizadas ocorre um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, com um aumento relativamente maior para as freqüências ω = 15. No caso da freqüência ω = 19, este aumento de $\partial u/\partial y$ é relativamente pequeno.

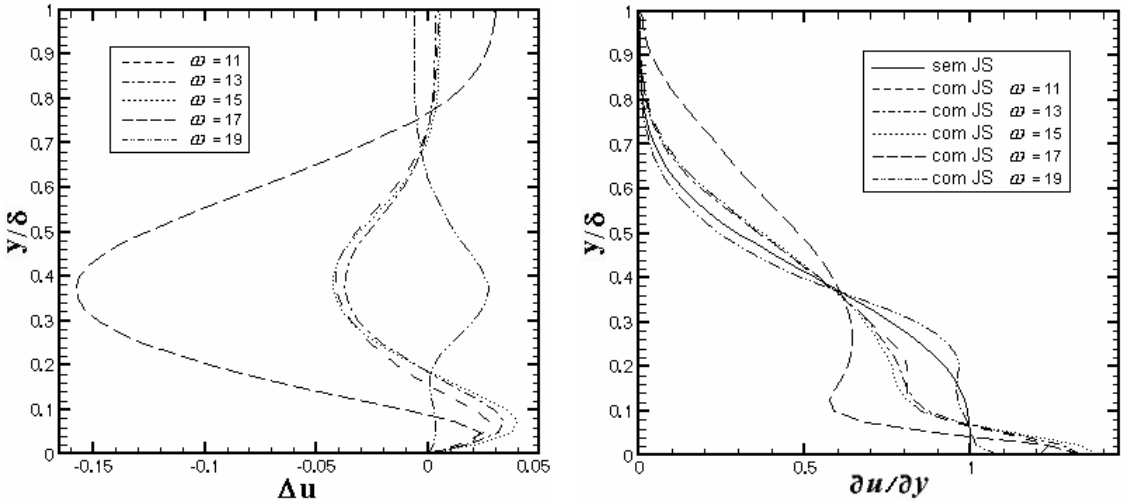

Figura 82 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.135.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 83, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda d não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia. Neste caso, pode-se observar pela Figura 83 que os valores ω = 13 e ω = 15 da freqüência adimensional, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para ω = 13 e ω = 15, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para ω = 19 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$.

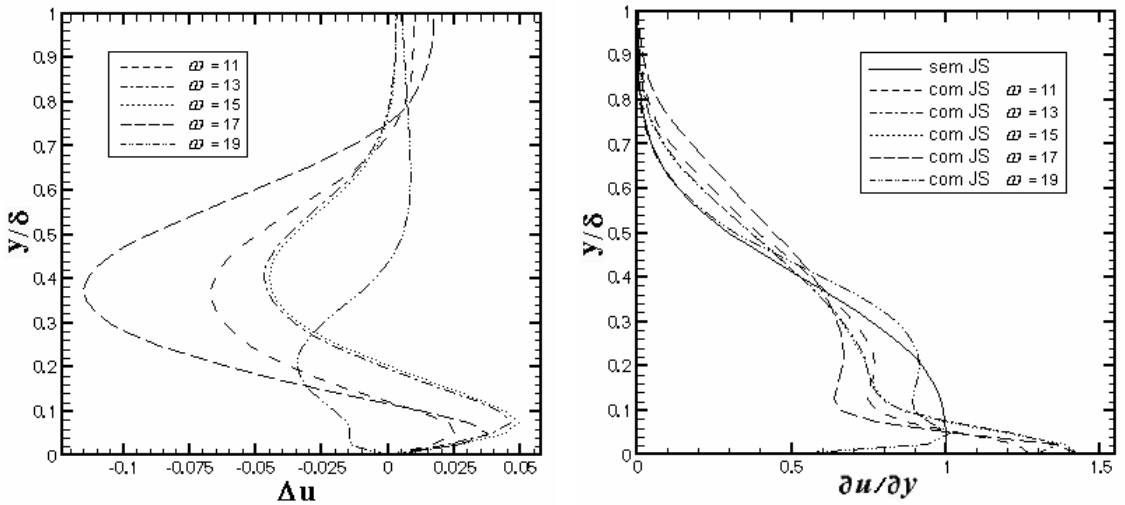

Figura 83 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.225.

5.2.3) Análise da amplitude nas simulações da camada limite sobre a placa plana

A influência da amplitude de oscilação do escoamento sintetizado é analisada nos dois gráficos abaixo, que mostram a diferença entre o perfil de Blasius e o perfil de velocidade média u obtido através da análise de Fourier na posição x = 3.1375 na direção normal à parede.

Nas simulações correspondentes à Figura 84, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado um valor d = 0.09. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 11 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 84 que os valores A = 3 e A = 4 da amplitude, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u, comparado com outras amplitudes utilizadas no processo para sintetizar o escoamento. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente menor para A = 4, na região próxima à superfície da placa plana.

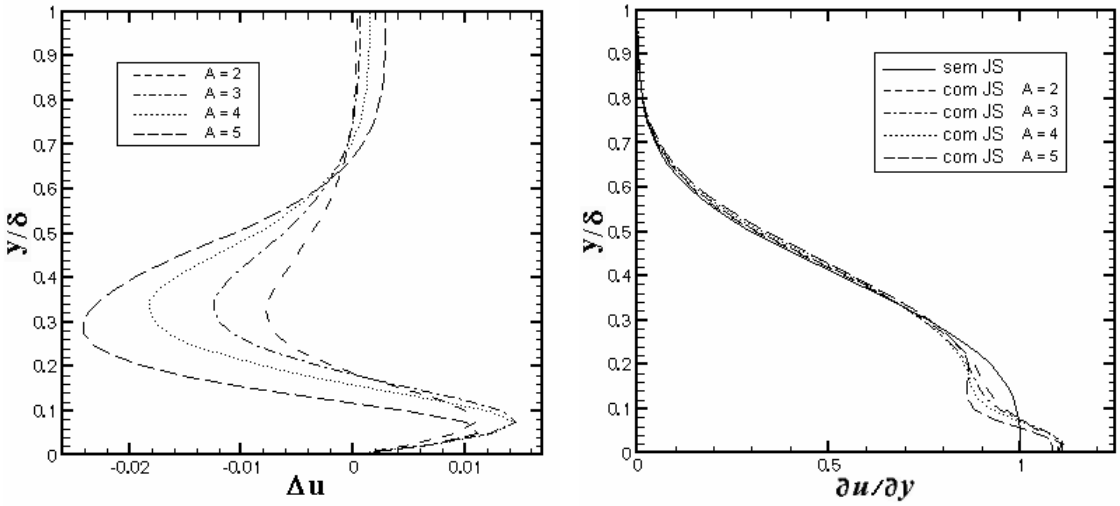

Figura 84 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.09.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 85, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 11 é adotado para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 85 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor da amplitude A = 5, comparado com os casos em amplitudes de oscilação menores no processo de sintetização do fluido. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 5 na região próxima à parede.

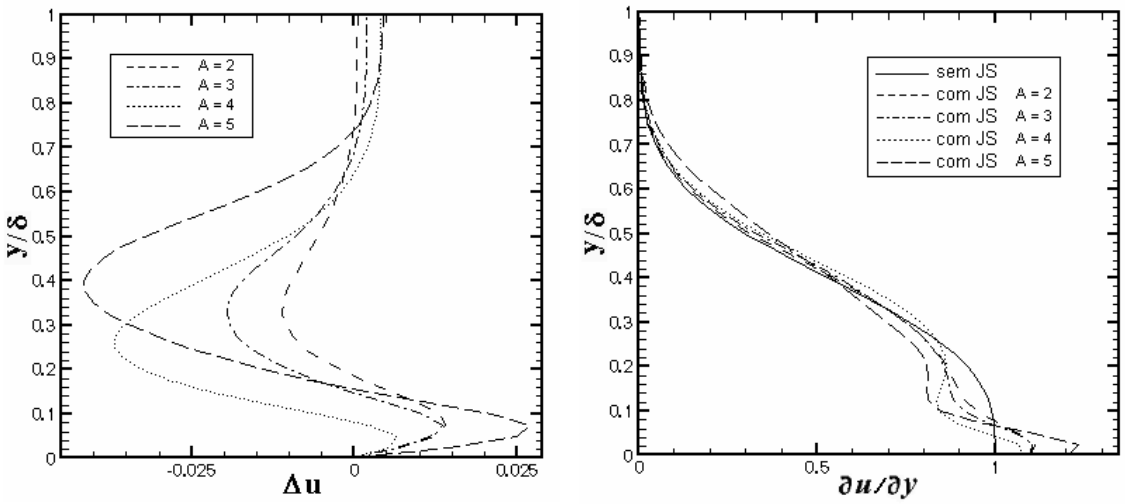

Figura 85 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 86, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo a A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude de oscilação. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 11 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 86 que os valores A = 4 e A = 5 da amplitude produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u na região próxima à superfície, e comparado com outras amplitudes utilizadas. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para os valores A = 4 e A = 5, ocorre um aumento maior de $\partial u/\partial y$ nestas freqüências.

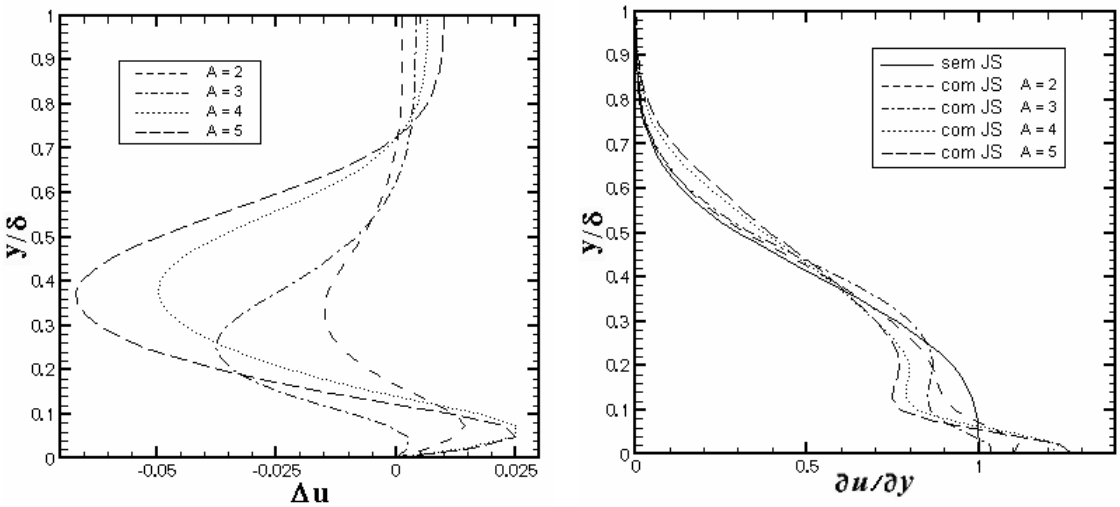

Figura 86 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 11$ e $d = 0.225$.

Para o caso correspondente à Figura 87, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes, $A = 2$, 3, 4 e 5. O valor $\omega = 13$ é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor $d = 0.09$. A Figura 87 mostra que neste caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre nos valores $A = 4$ e $A = 5$. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, e para os valores $A = 4$ e $A = 5$, ocorre um aumento relativamente maior de $\partial u/\partial y$ nestas freqüências.

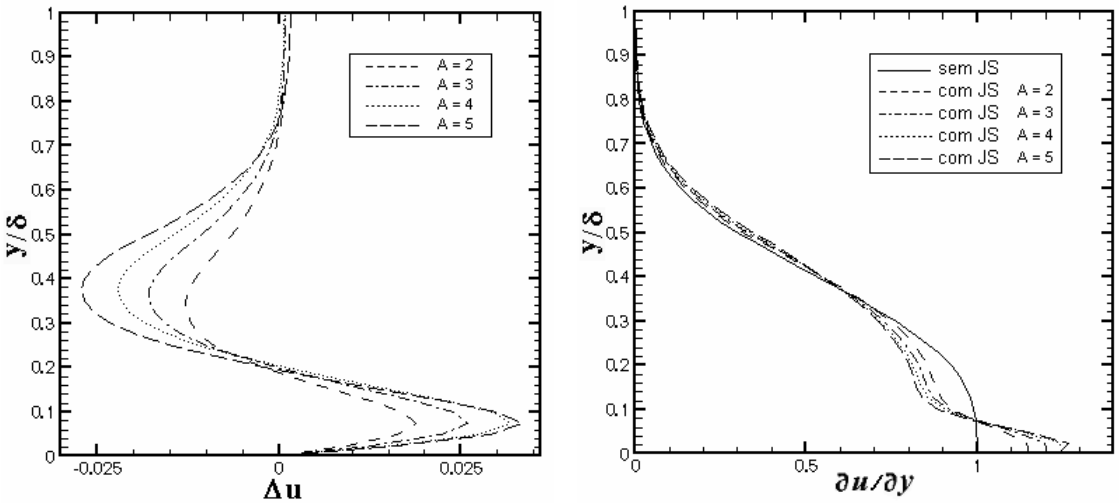

Figura 87 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.09$.

Nas simulações correspondentes à Figura 88, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude de oscilação. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 13 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 88 que o valor A = 5 da amplitude produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à superfície da placa plana, sendo que este é relativamente maior para A = 5.

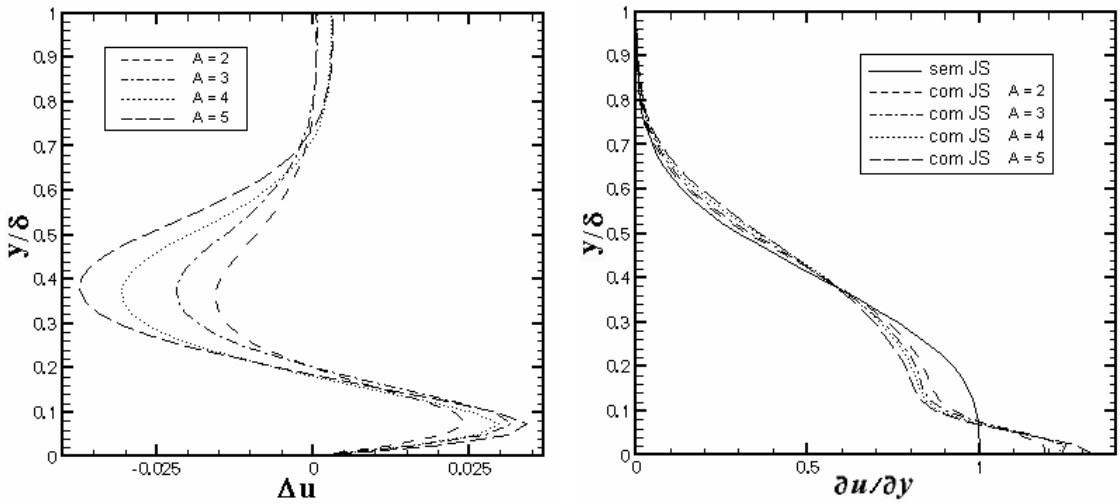

Figura 88 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 13 e d = 0.135.

Em outro caso, agora correspondendo à Figura 89, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 13 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado d = 0.225. A Figura 89 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre num valor da amplitude A = 5. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 4 e A = 5 na região próxima à parede.

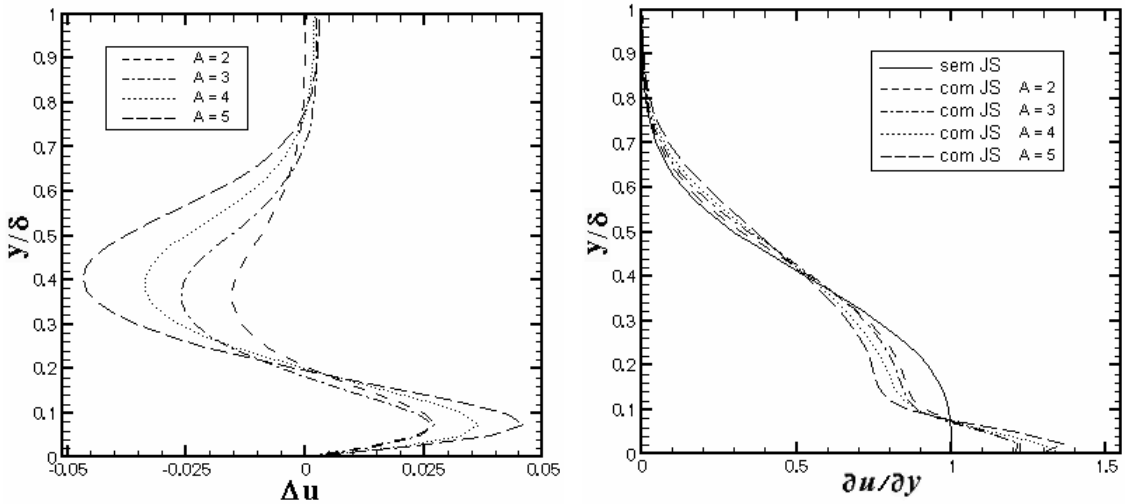

Figura 89 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.225$.

Nas simulações correspondentes à Figura 90, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valore A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor $\omega = 15$. Neste caso, é observado na Figura 90 que os valores A = 4 e A = 5 da amplitude produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, e para os valores A = 4 e A = 5, ocorre um aumento maior de $\partial u/\partial y$ nestas freqüências.

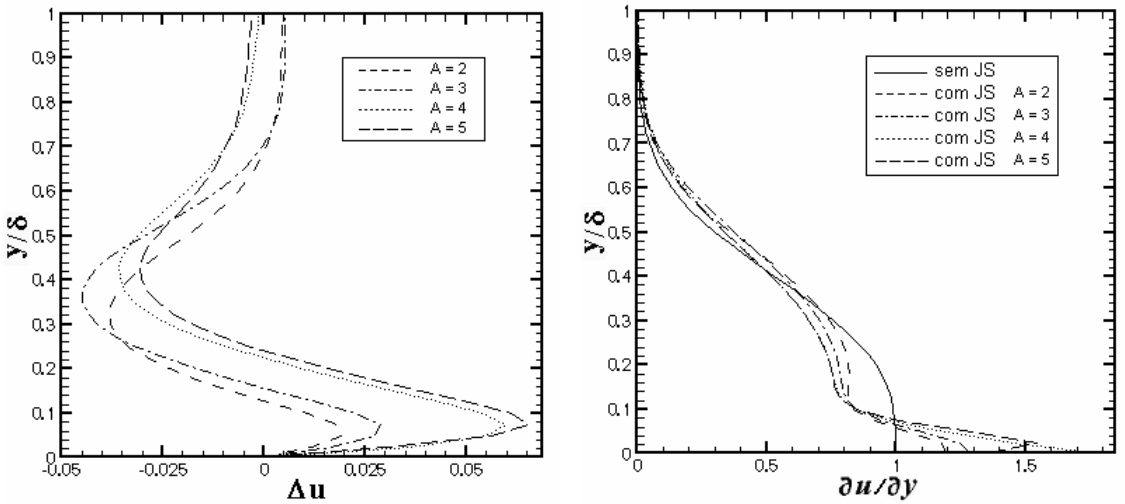

Figura 90 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.09$.

Para o caso correspondente à Figura 91, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 15 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 91 mostra que neste caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para o valor da amplitude A = 3, comparado com os casos com amplitude de oscilação menores para o processo de sucção e injeção. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é maior para A = 3, sendo o dobro em relação a A = 2 e A = 4.

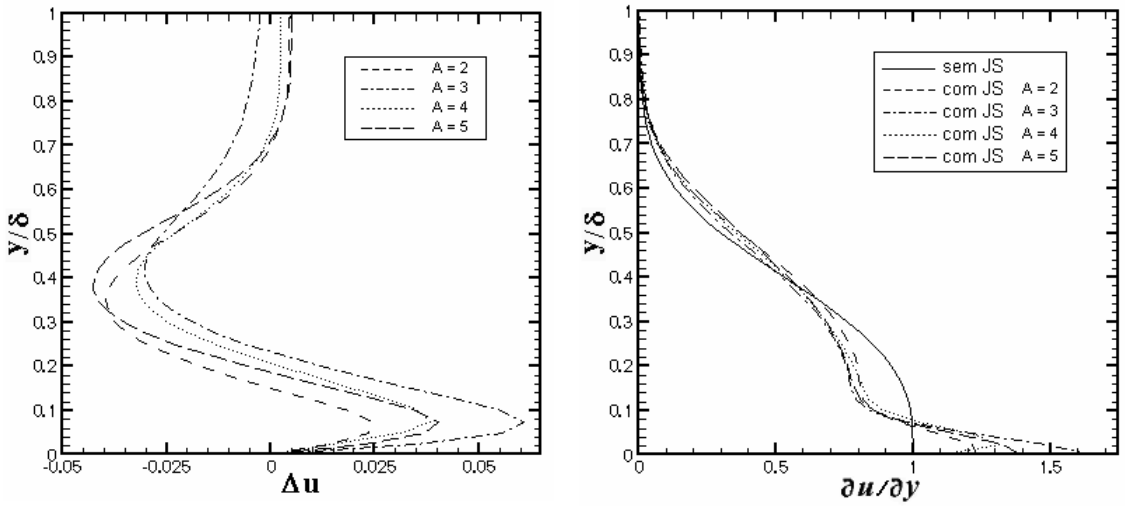

Figura 91 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 15 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 92, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 15. Neste caso, observa-se na Figura 92 que os valores da amplitude A = 3 e A = 5, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à superfície da placa plana, sendo que este é relativamente maior para A = 5.

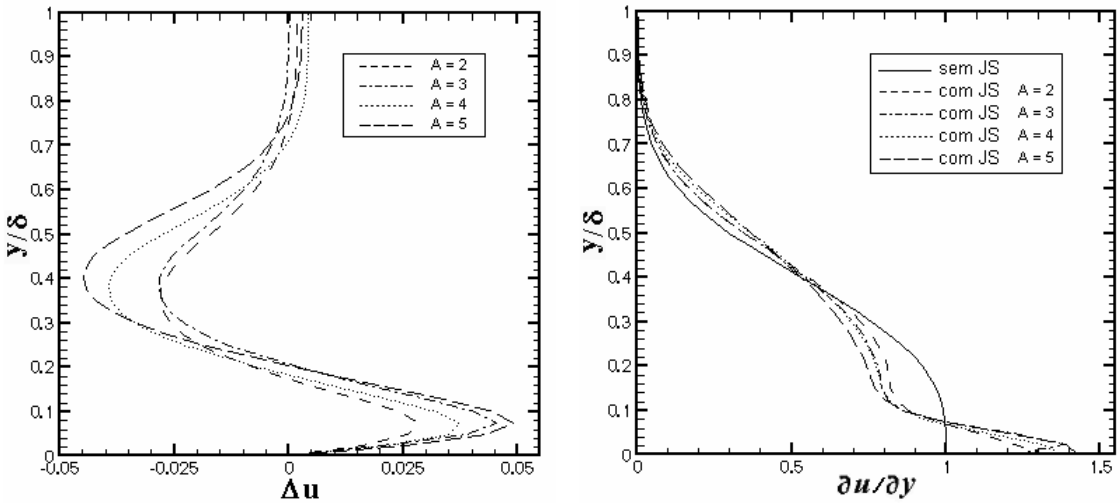

Figura 92 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.225$.

Em outro caso, agora correspondendo à Figura 93, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para $A = 2$, 3, 4 e 5. O valor $\omega = 17$ é adotado para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor $d = 0.09$. A Figura 93 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor da amplitude $A = 3$, comparado com os casos em outras amplitude de oscilação. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que apenas a amplitude de oscilação $A = 3$ proporciona um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, e nos valores $A = 4$ e $A = 5$, ocorre uma diminuição maior de $\partial u/\partial y$.

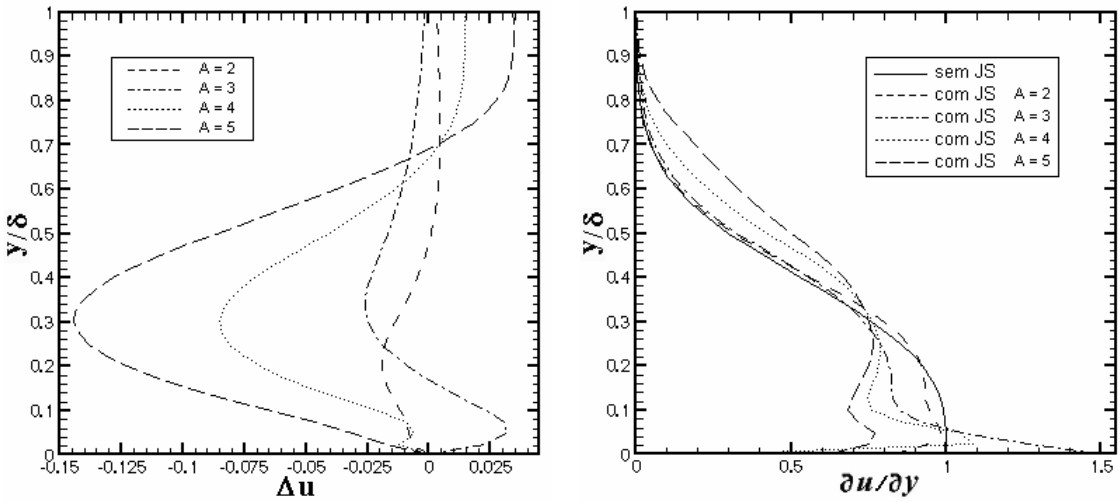

Figura 93 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.09$.

Nas simulações correspondentes à Figura 94, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 17 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, observa-se na Figura 94 que o valor A = 5 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para A = 5, esta amplitude de oscilação proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para A = 3 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à superfície da placa plana.

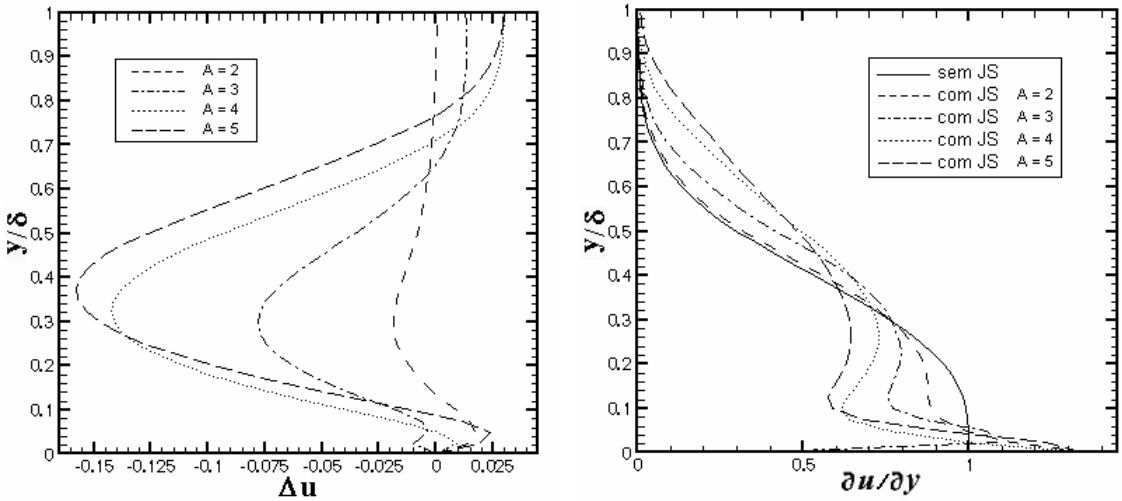

Figura 94 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 17 e d = 0.135.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 95, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 17 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. A Figura 95 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para o valor da amplitude A = 5. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se em A = 5, que nesta amplitude de oscilação ocorre um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para A = 3 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

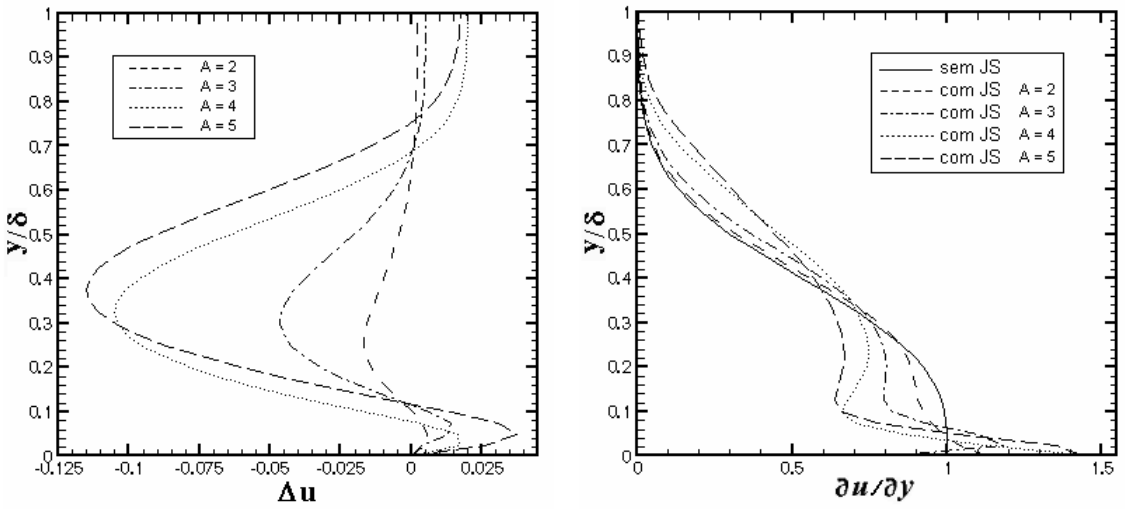

Figura 95 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.225$.

Nas simulações correspondentes à Figura 96 são adotados quatro valores diferentes, correspondendo ao valor de A = 2, 3, 4 e 5. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor $d = 0.09$. Para a freqüência adimensional é adotado $\omega = 19$. Neste caso, pode-se observar pela Figura 96 que os valores A = 4 e A = 5 da amplitude, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para A = 4, esta amplitude de oscilação proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para A = 3 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ próximo à parede.

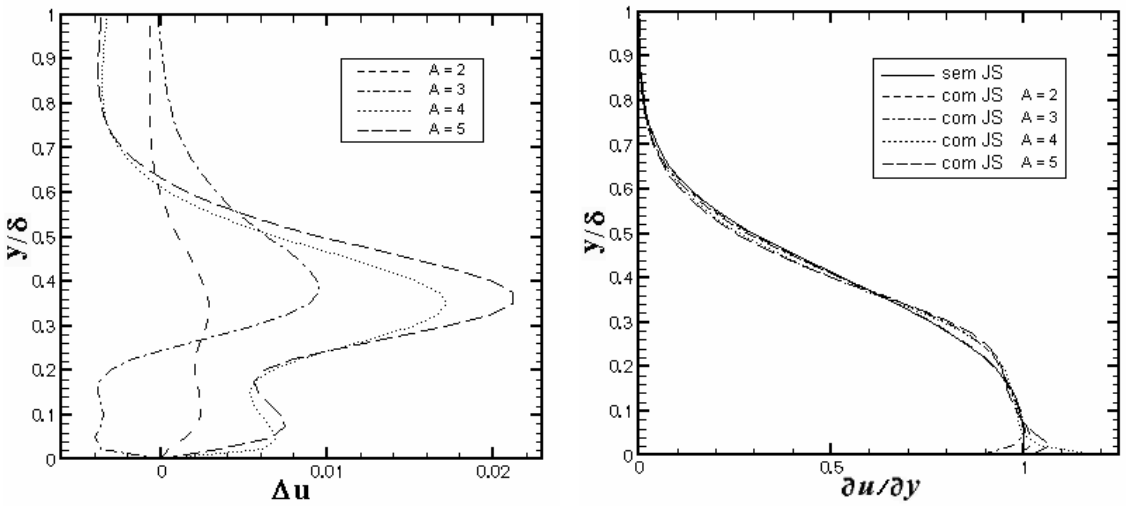

Figura 96 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.09$.

No caso correspondente à Figura 97, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 19 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 97 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor da amplitude A = 4. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que as amplitudes de oscilação A = 2 e A = 3 proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à superfície da placa plana, enquanto que para A = 4 e A = 5 ocorre uma redução de $\partial u/\partial y$.

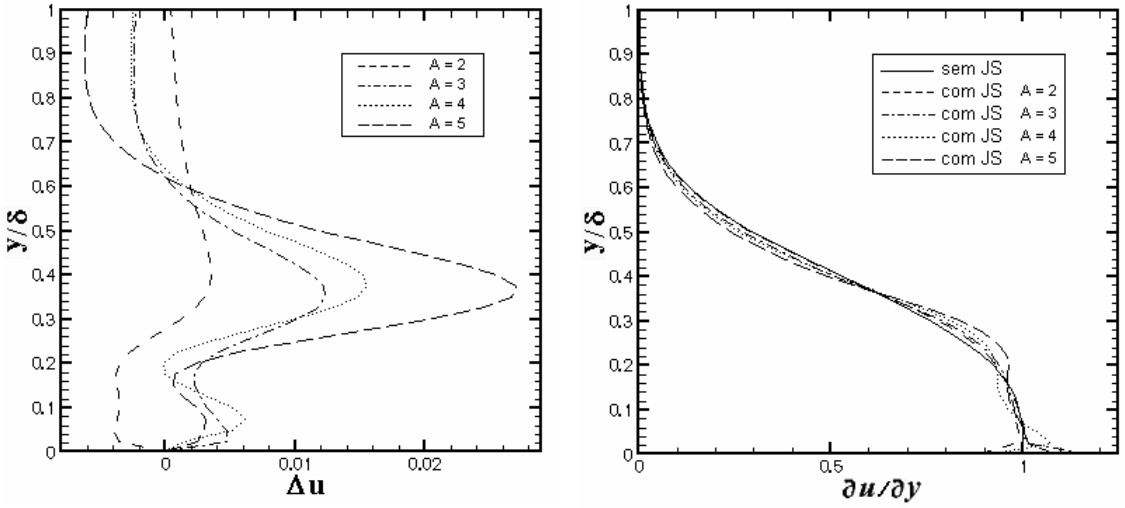

Figura 97 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 19 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 98, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 19 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, observa-se pela Figura 98 que o valor A = 4 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para A = 4, esta amplitude de oscilação proporciona um aumento maior de $\partial u/\partial y$, e para A = 2 e A = 5 ocorre uma diminuição de $\partial u/\partial y$ próximo à parede.

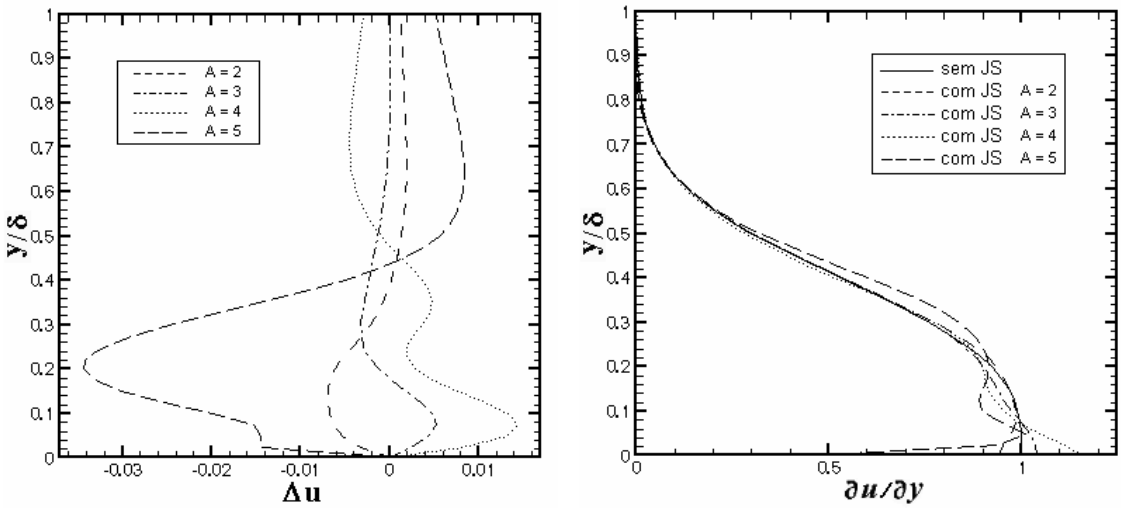

Figura 98 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.225$.

5.3) RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES DO ESCOAMENTO SOBRE O AEROFÓLIO HIPOTÉTICO

5.3.1) Análise do comprimento da fenda nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético

Os gráficos abaixo mostram a diferença entre o perfil de Falkner-Skan e o perfil de velocidade média u obtido através da análise de Fourier na posição x = 3.7 na direção normal à parede, através dos quais se pode verificar a influência da dimensão da fenda no escoamento sintetizado.

No caso correspondente à Figura 99, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um mesmo valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 2, que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante no valor ω = 11. Neste caso, pode-se observar pela Figura 99 que os valores d = 0.135 e d = 0.225 proporcionam um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, houve um aumento para todas as dimensões da fenda.

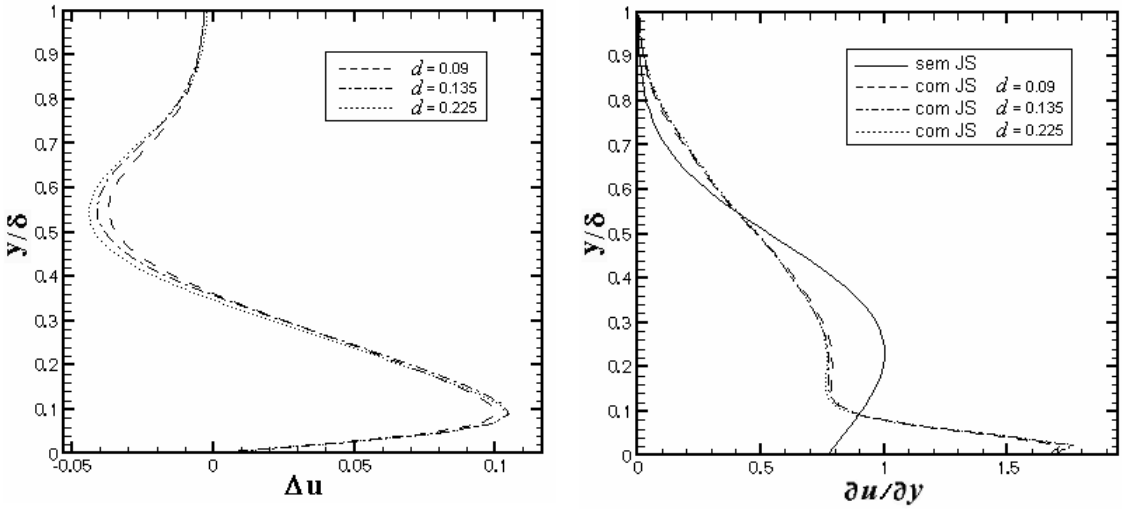

Figura 99 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 11.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 100, foram adotados três valores diferentes para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 2 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 13. A Figura 100 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para as dimensões d = 0.135 e d = 0.225. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

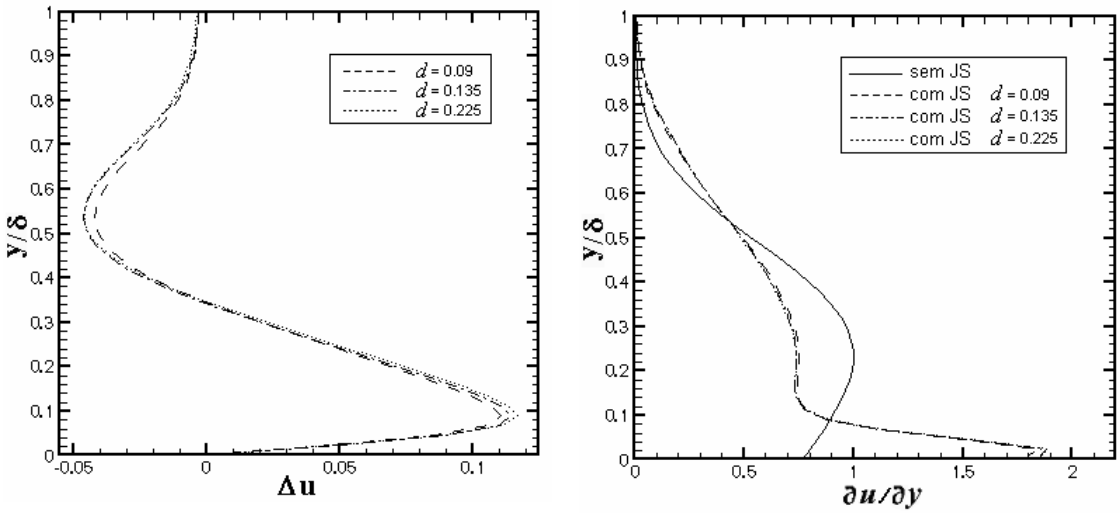

Figura 100 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 13.

No caso correspondendo à Figura 101, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude de oscilação é adotado o valor A = 2 nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 15 em todas as dimensões da fenda. A Figura 101 mostra que para este caso ocorre um acréscimo para a componente de velocidade u de maneira semelhante em todas as diferentes dimensões da fenda, com mais ou menos sucção e injeção durante a sintetização do fluido. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, em relação ao perfil de $\partial u/\partial y$ sem atuação do escoamento oscilatório.

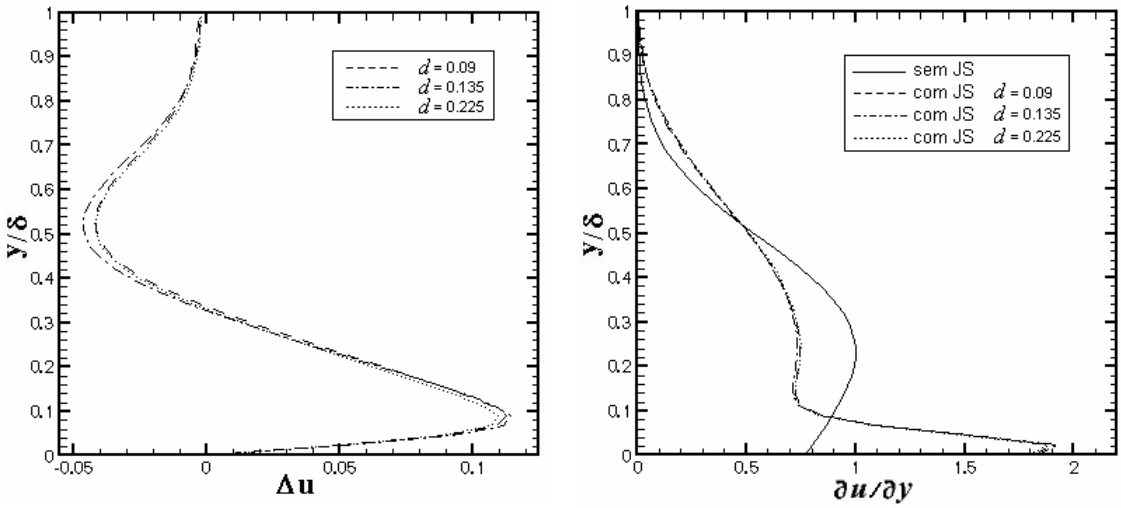

Figura 101 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 15.

Para o caso correspondente à Figura 102, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada (i_2 = 39, 43 e 51, e para i_1 = 31). O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 17. A Figura 102 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre num valor intermediário da fenda, d = 0.135. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo relativamente maior para d = 0.135.

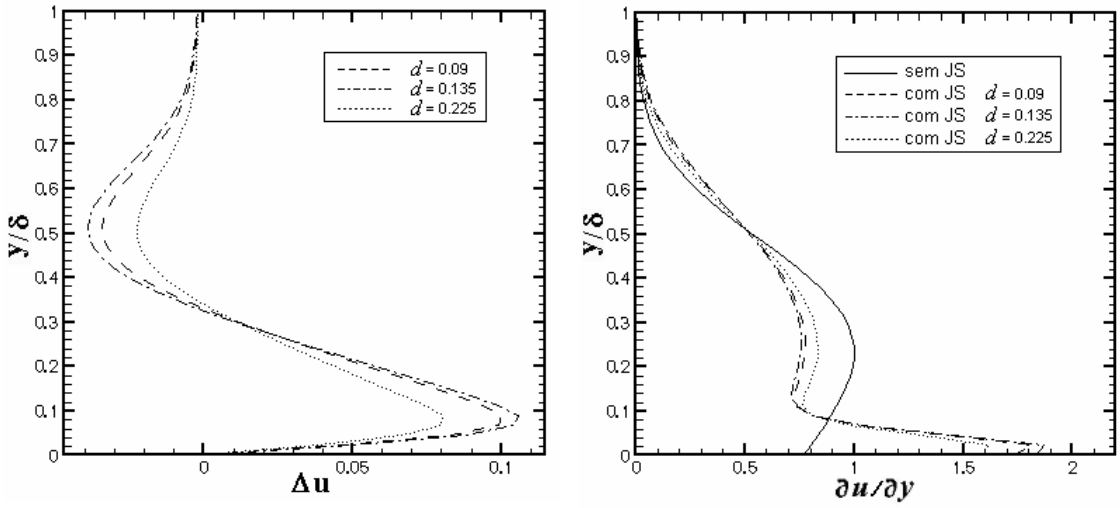

Figura 102 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 17.

Em outro caso, correspondendo à Figura 103, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 19 para os três valores de d. A Figura 103 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para a dimensão intermediária d = 0.135. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que no caso da dimensão d = 0.135, ocorre um aumento maior de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

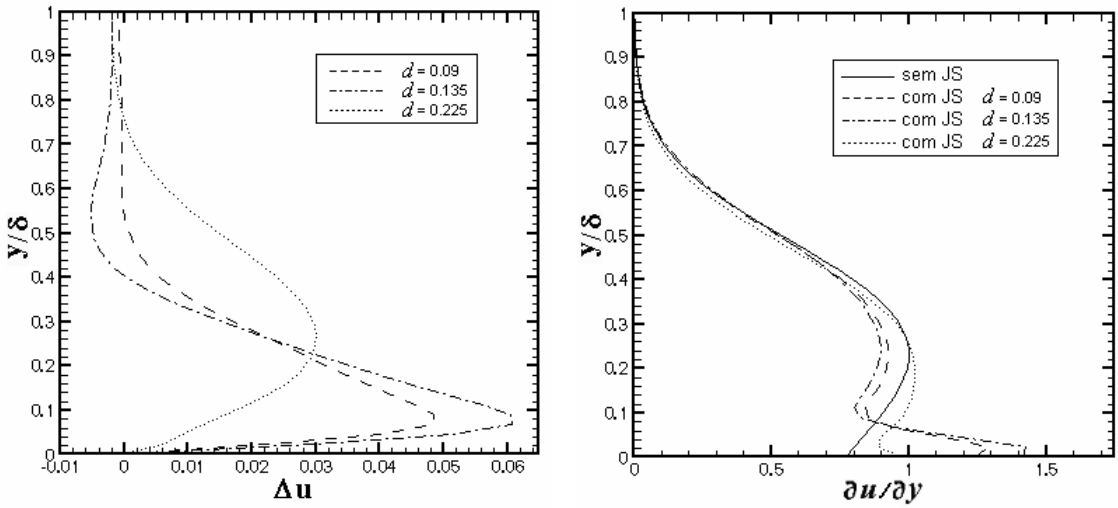

Figura 103 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 2 e ω = 19.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 104, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um mesmo valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3, que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante em ω = 11. Neste caso, pode-se observar pela Figura 104 que comprimento intermediário da fenda d = 0.135 ocasionou um acréscimo maior na componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

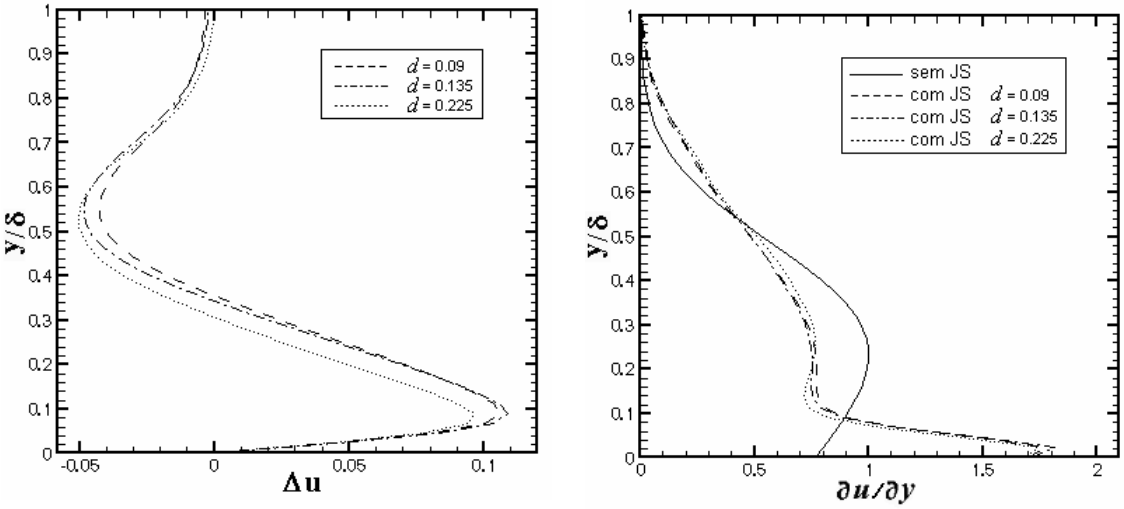

Figura 104 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 11.

No caso correspondente à Figura 105, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada (i_2 = 39, 43 e 51, e para i_1 = 31). O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 13. Neste caso, pode-se observar pela Figura 105 que os valores de dimensão da fenda d = 0.135 e d = 0.225 proporcionam um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

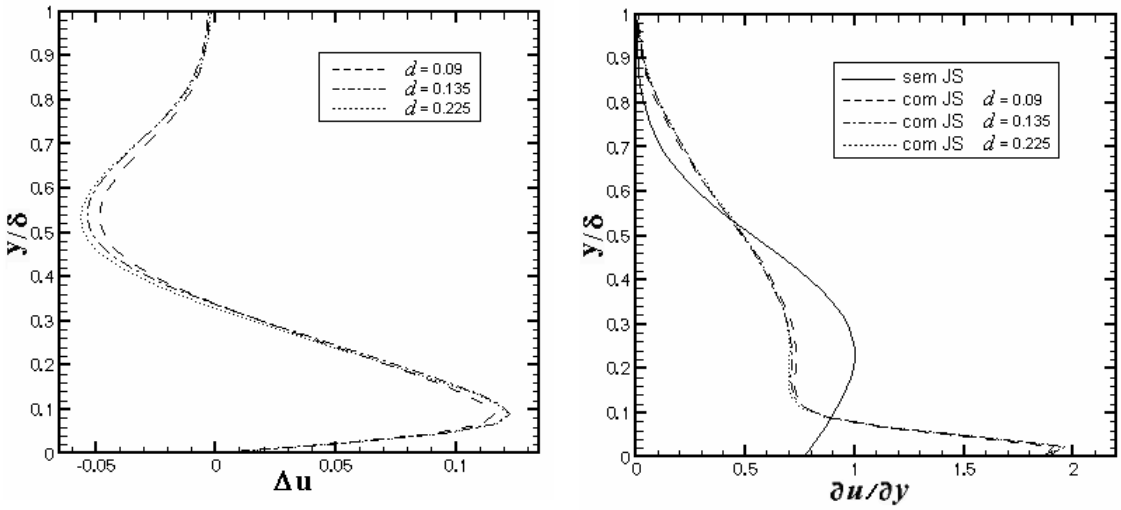

Figura 105 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 13.

Para o caso correspondente à Figura 106, o tamanho da fenda d que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores distintos para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 15. A Figura 106 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

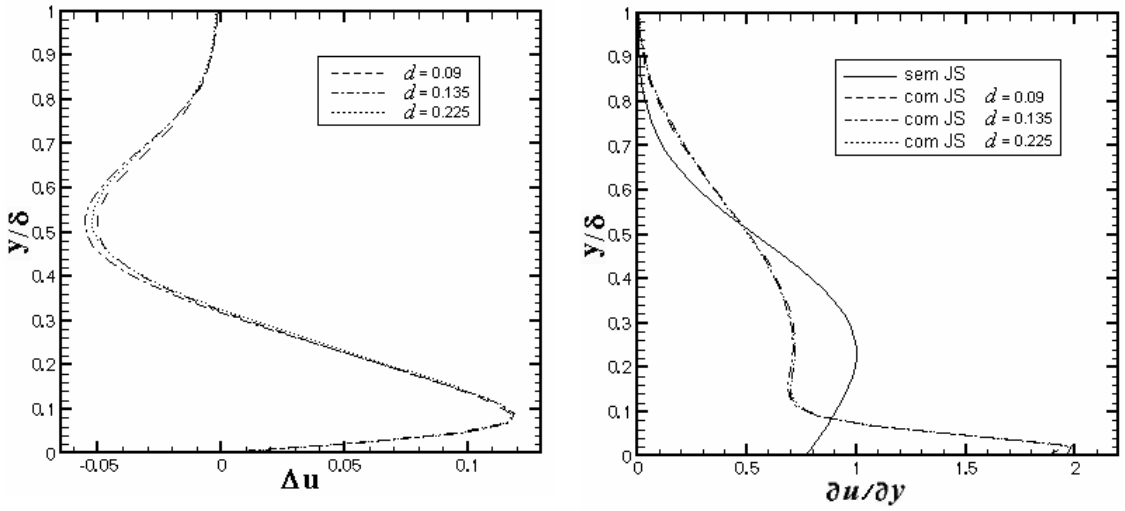

Figura 106 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 15.

No caso que corresponde à Figura 107, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude de oscilação é adotado o valor A = 3 nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 17. Neste caso, pode-se observar pela Figura 107 que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

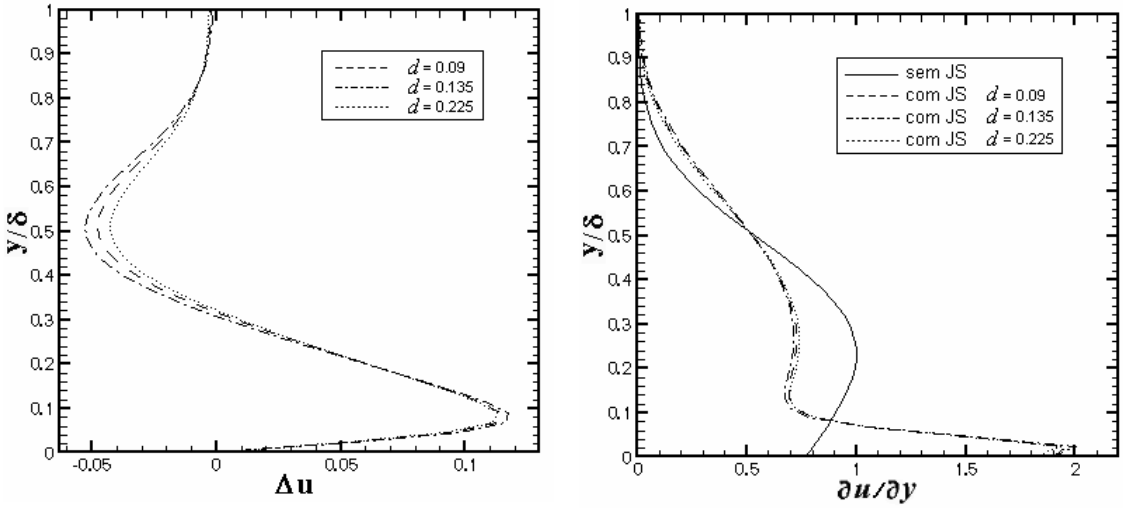

Figura 107 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 17.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 108, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante para os três valores de d em ω = 19. A Figura 108 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para d = 0.09 e d = 0.135. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que no caso da dimensão d = 0.225, ocorre um aumento menor de $\partial u/\partial y$.

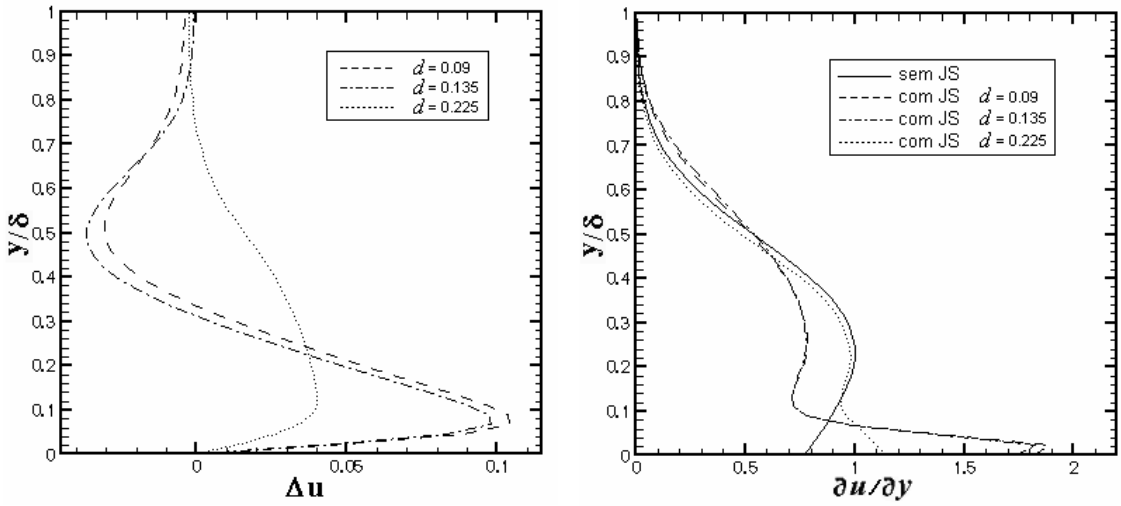

Figura 108 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 3 e ω = 19.

No caso correspondente à Figura 109, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude de oscilação é adotado o valor A = 4 nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 11. A Figura 109 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor menor da fenda, d = 0.09, comparado com os casos com mais sucção e injeção durante a sintetização do fluido das fendas maiores. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que no caso da dimensão d = 0.09, ocorre um aumento maior de $\partial u/\partial y$.

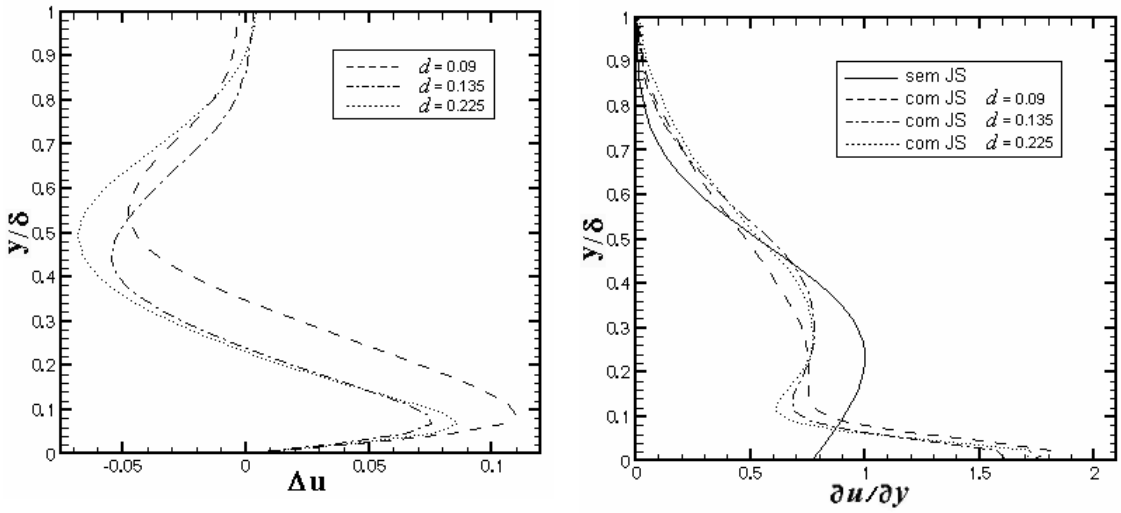

Figura 109 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 11.

Para o caso correspondente à Figura 110, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude de oscilação é adotado o valor A = 4. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 13. Neste caso, pode-se observar pela Figura 110 que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

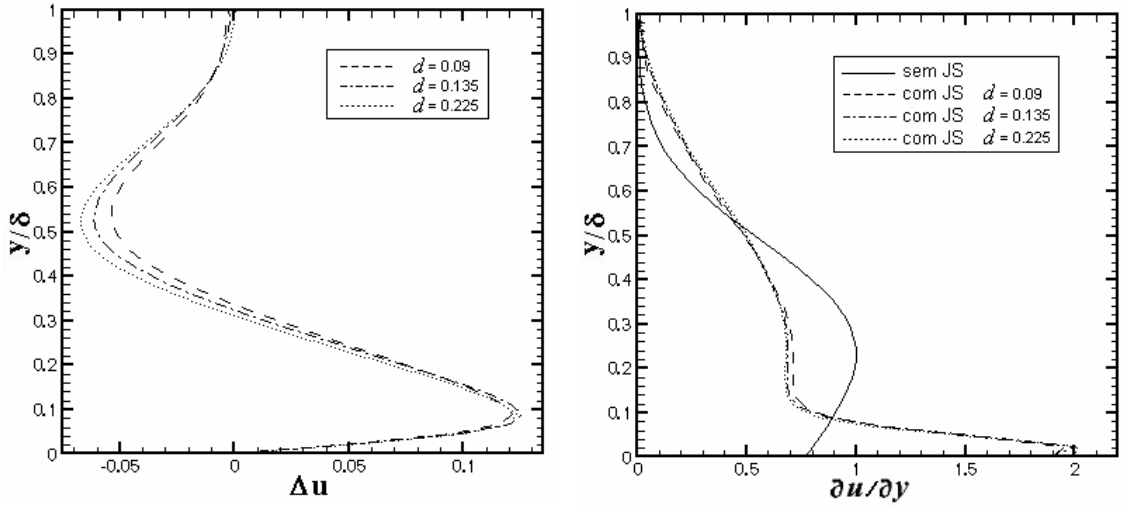

Figura 110 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 13.

Em outro caso, correspondendo à Figura 111, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada. O valor A = 4 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante para os três valores de d em ω = 15. A Figura 111 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

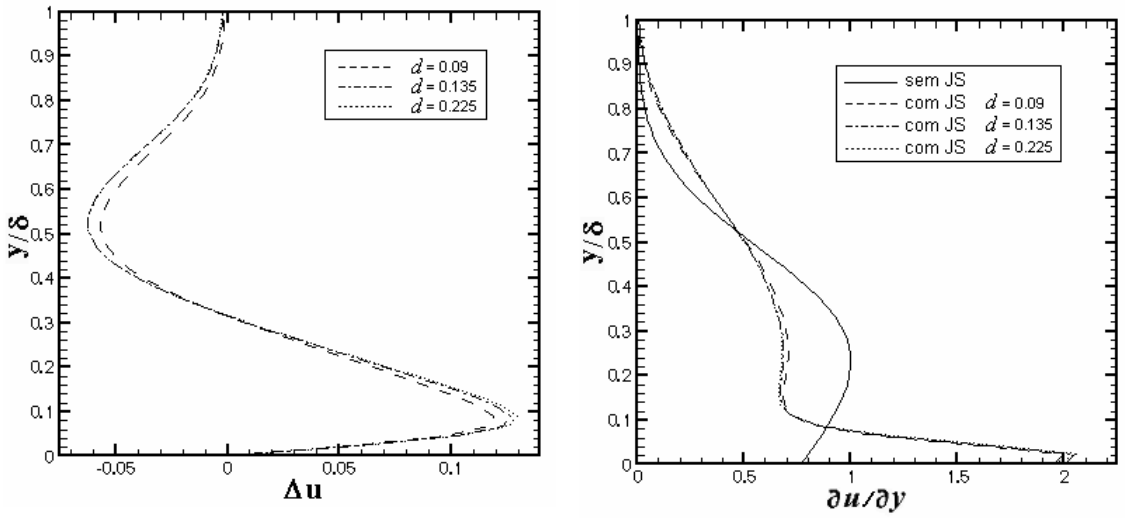

Figura 111 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 15.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 112, o tamanho da fenda *d* que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores distintos para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 17. A Figura 112 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade *u*. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

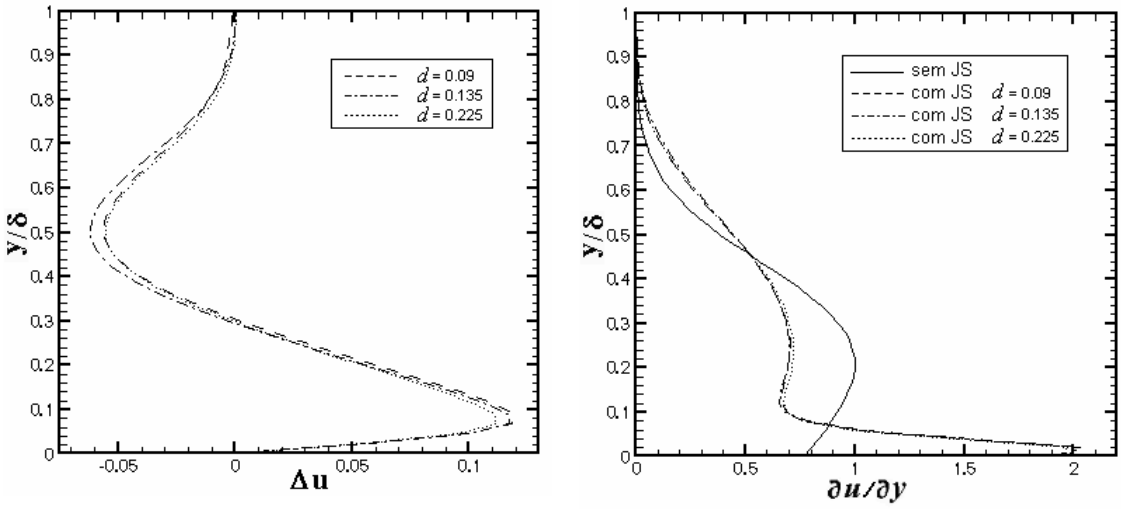

Figura 112 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 17.

No caso correspondente à Figura 113, o tamanho da fenda *d* varia, sendo adotados três valores diferentes para i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude de oscilação é adotado o valor A = 4 nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 19. Neste caso, pode-se observar pela Figura 113 que o comprimento da fenda intermediário, d = 0.135, proporciona um acréscimo maior a componente de velocidade *u*. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que em todas as dimensões da fenda ocorre mais que o dobro do aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

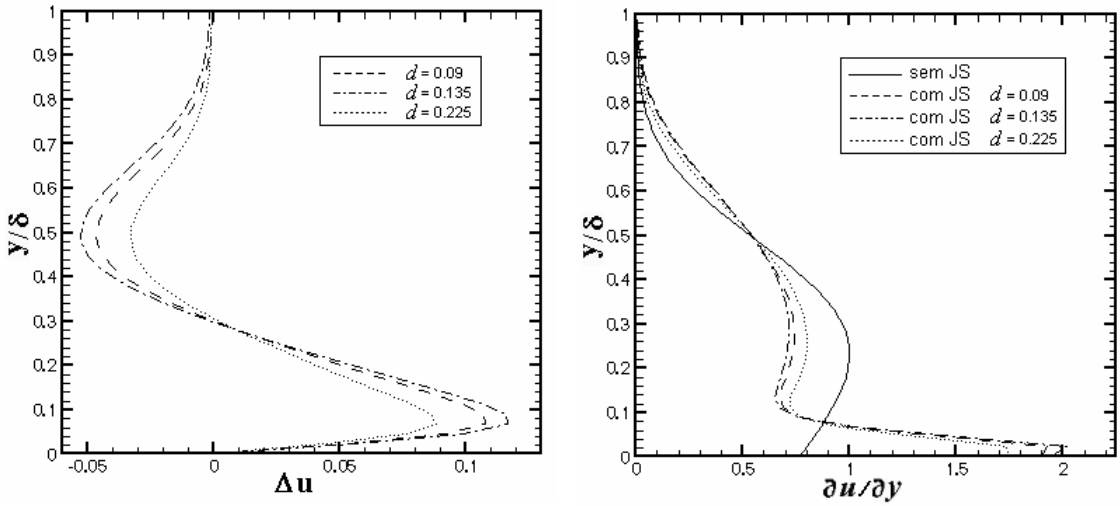

Figura 113 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 4 e ω = 19.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 114, a mesma variação da dimensão da fenda é aplicada com três valores para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação. A freqüência adimensional é mantida constante em ω = 11. A Figura 114 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para um valor maior da fenda, no caso d = 0.225. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético, sendo que este é maior para d = 0.225.

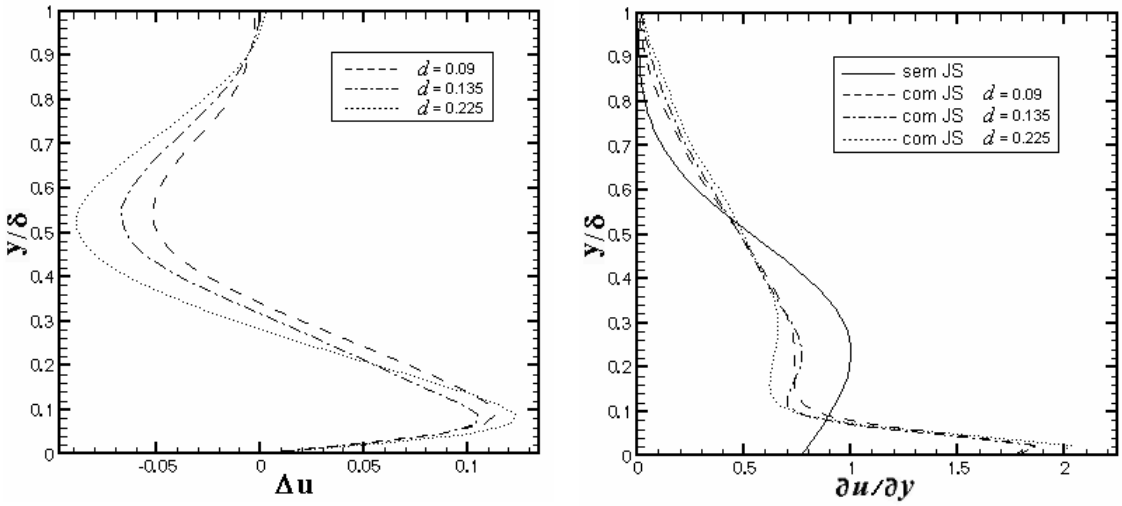

Figura 114 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 11.

Para o caso correspondente à Figura 115, o tamanho da fenda que corresponde à dimensão d varia, sendo adotados três valores para d (i_2 = 39, 43 e 51 e i_1 = 31). Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 13. Neste caso, pode-se observar pela Figura 115 que para um comprimento de fenda maior, d = 0.225, a componente de velocidade u tem um acréscimo maior. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que em todas as dimensões da fenda ocorre mais que o dobro do aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético, sendo que este é relativamente maior para d = 0.225.

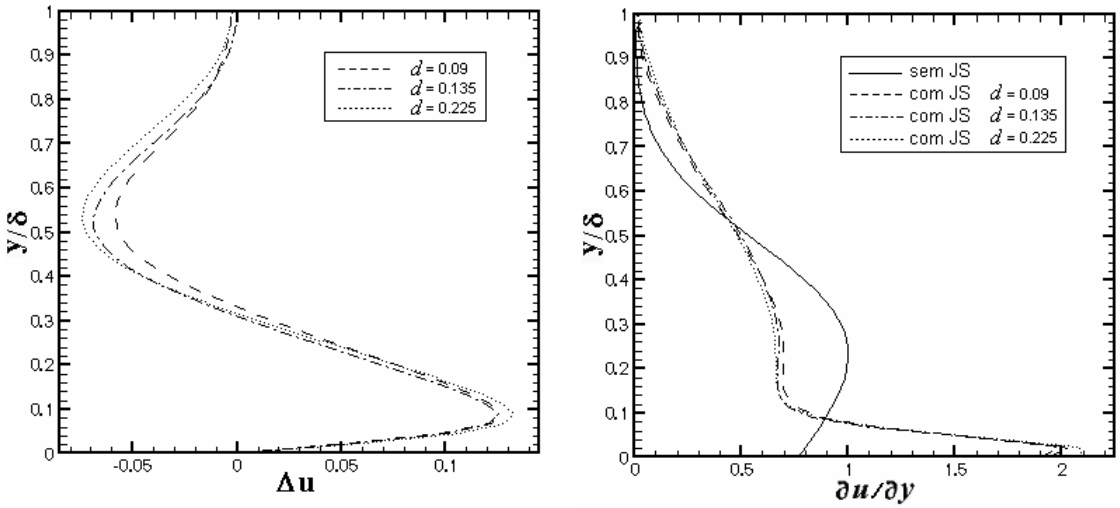

Figura 115 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 13.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 116, o tamanho da fenda d varia, sendo adotados três valores distintos para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 15. A Figura 116 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam mais que o dobro de aumento para $\partial u/\partial y$.

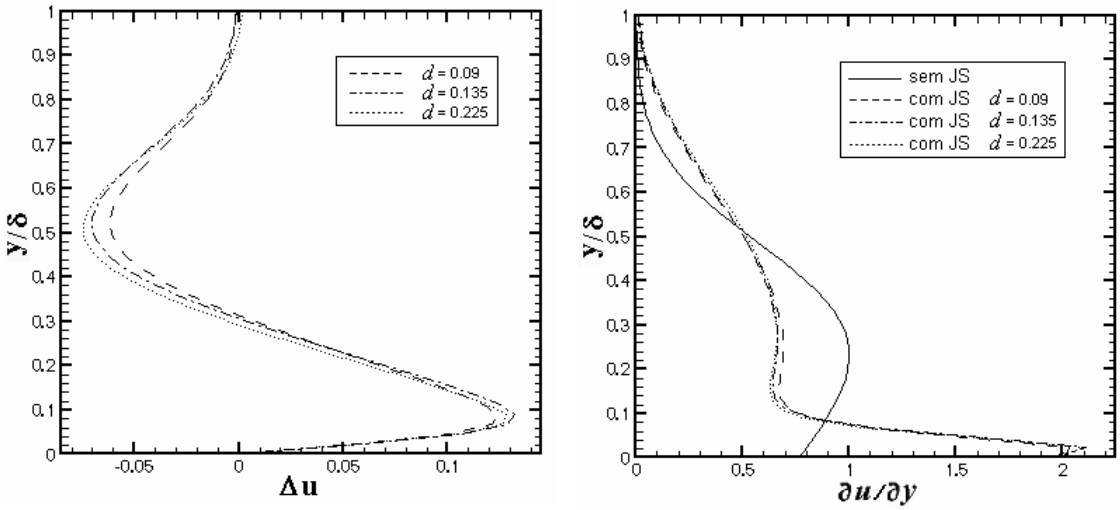

Figura 116 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 15.

No caso correspondente à Figura 117, a mesma variação da dimensão da fenda d é aplicada. O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação nas três dimensões analisadas. A freqüência adimensional é mantida constante para os três valores de d em ω = 17. A Figura 117 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Para todas as dimensões da fenda utilizadas, pode-se observar um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

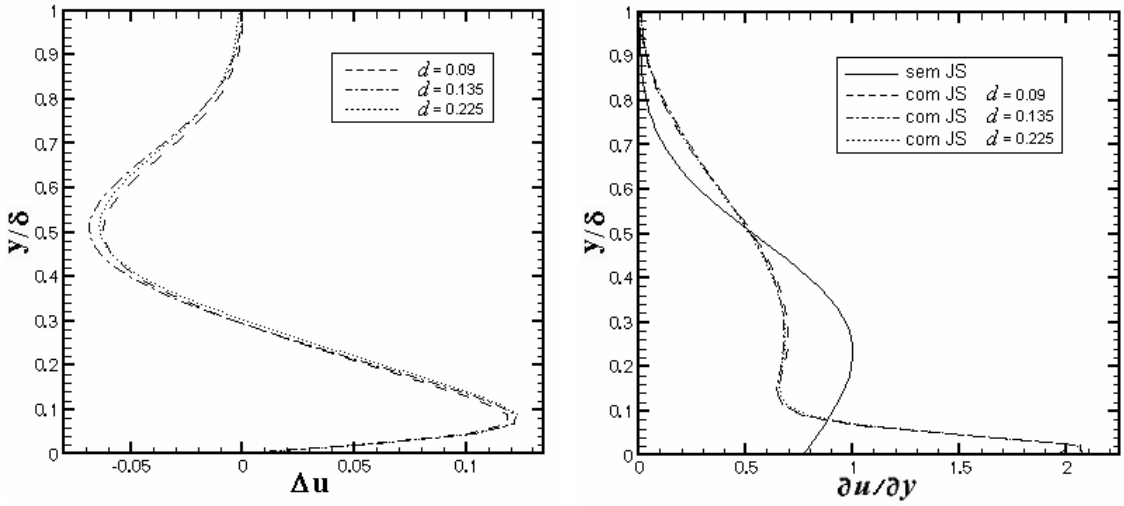

Figura 117 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 17.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 118, o tamanho da fenda *d* que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 varia, sendo adotados três valores distintos para o ponto i_2 = 39, 43 e 51 e um valor para i_1 = 31. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia em nenhuma das três dimensões da fenda. A freqüência adimensional permanece constante correspondendo ao valor de ω = 19. A Figura 118 mostra que para este caso todas as dimensões da fenda proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade *u*. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as dimensões da fenda proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético.

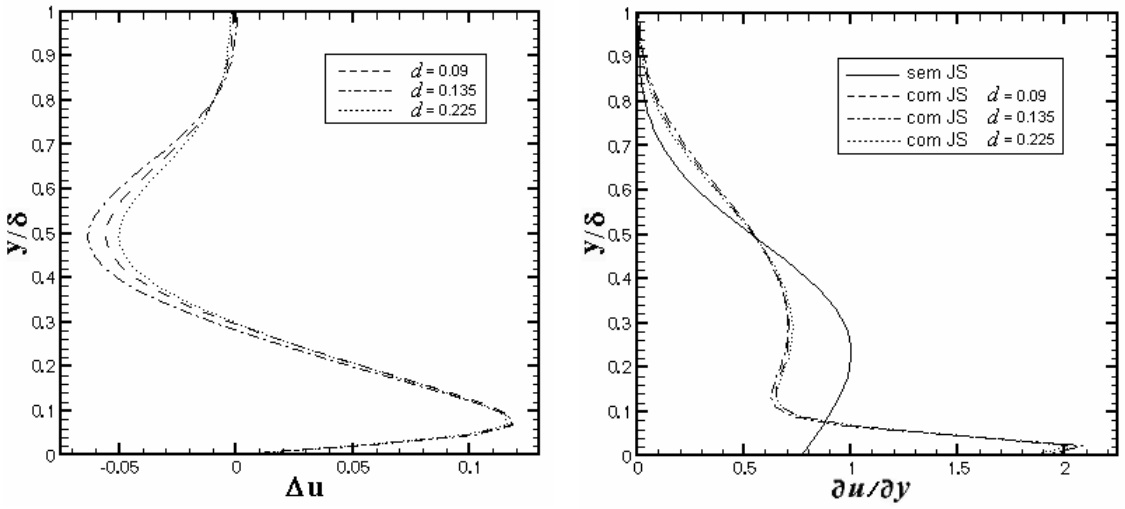

Figura 118 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação do comprimento da fenda para A = 5 e ω = 19.

5.3.2) Análise da freqüência adimensional nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético

A influência da freqüência adimensional de oscilação do escoamento sintetizado é analisada nos dois gráficos abaixo, que mostram a diferença entre o perfil de Falkner-Skan e o perfil de velocidade média *u* obtido através da análise de Fourier numa posição x = 3.7 na direção normal à parede.

Nas simulações correspondentes à Figura 119, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda d não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a amplitude é atribuído o valor A = 2 que não varia. Neste caso, pode-se observar pela Figura 119 que o valor ω = 15 da freqüência adimensional, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que nos casos ω = 13 e ω = 15, estas freqüências proporcionam um aumento maior de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético, e para ω = 19 ocorre um aumento menor de $\partial u/\partial y$.

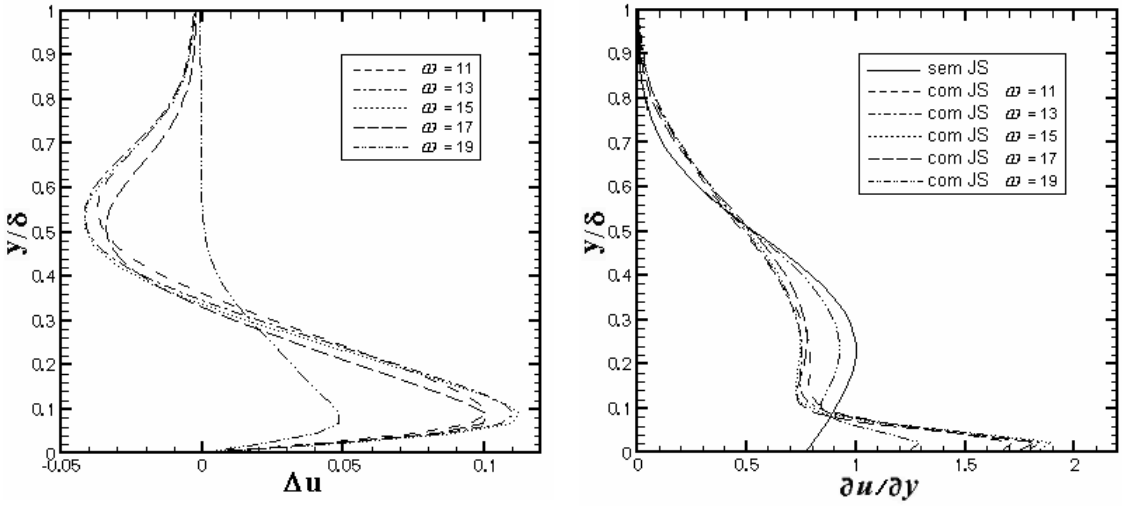

Figura 119 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.09.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 120, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 2 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.135. A Figura 120 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para valores da freqüência adimensional correspondentes ao ω = 13 e ω = 15. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil da derivada sem a atuação do jato sintético, sendo que este é significativamente menor para ω = 19.

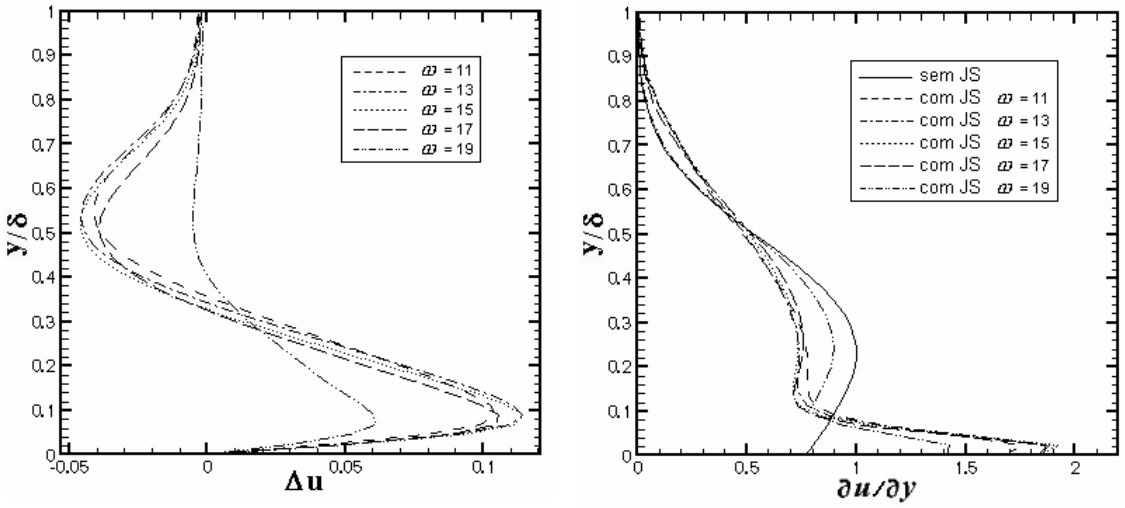

Figura 120 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.135.

Para outras simulações correspondentes à Figura 121, são adotados cinco valores distintos, ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. Para o tamanho da fenda é adotado um valor d = 0.225. Para a amplitude adimensional é adotado o valor constante A = 2. Neste caso, é observado na Figura 121 que os valores ω = 13 e ω = 15 produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que para ω = 11, 13, 15, 17, estas freqüências proporcionam um aumento significativo de $\partial u/\partial y$, mais que o dobro em relação ao perfil sem atuação, sendo que em ω = 19 ocorre um aumento menor de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

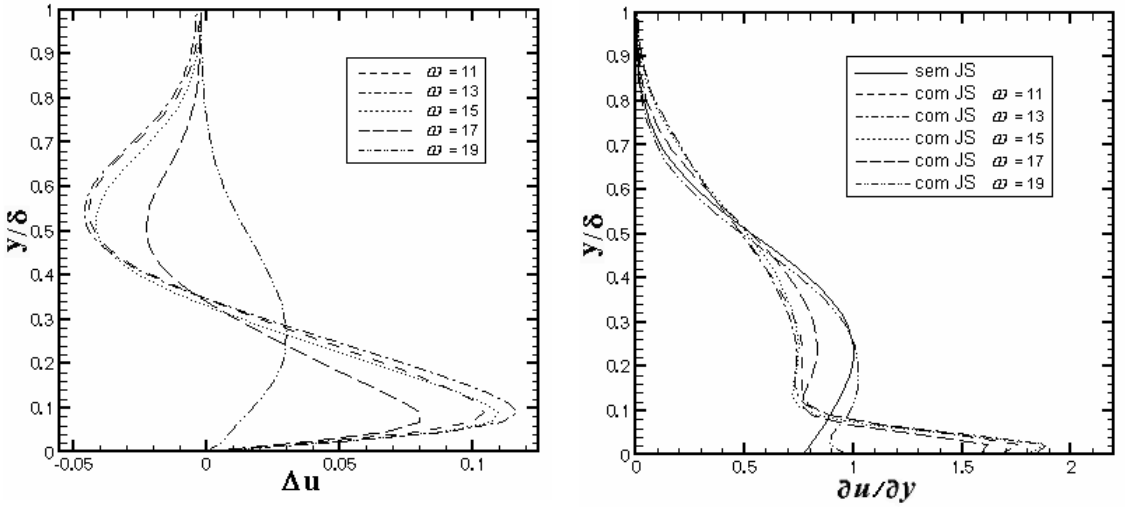

Figura 121 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 2 e d = 0.225.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 122, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.09. A Figura 122 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre nos valores da freqüência adimensional correspondentes a ω = 15 e ω = 17. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

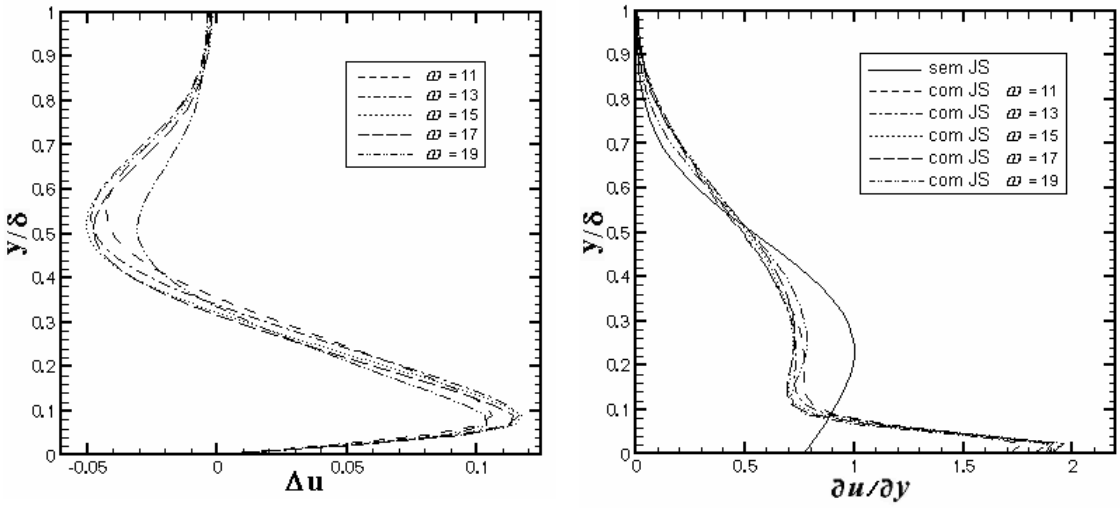

Figura 122 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.09.

Nas simulações correspondentes à Figura 123, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda é mantido constante no valor de d = 0.135. Para a amplitude é atribuído o valor A = 3. Neste caso, observa-se pela Figura 123 que os valores ω = 13 e ω = 15 produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético na região próxima à parede.

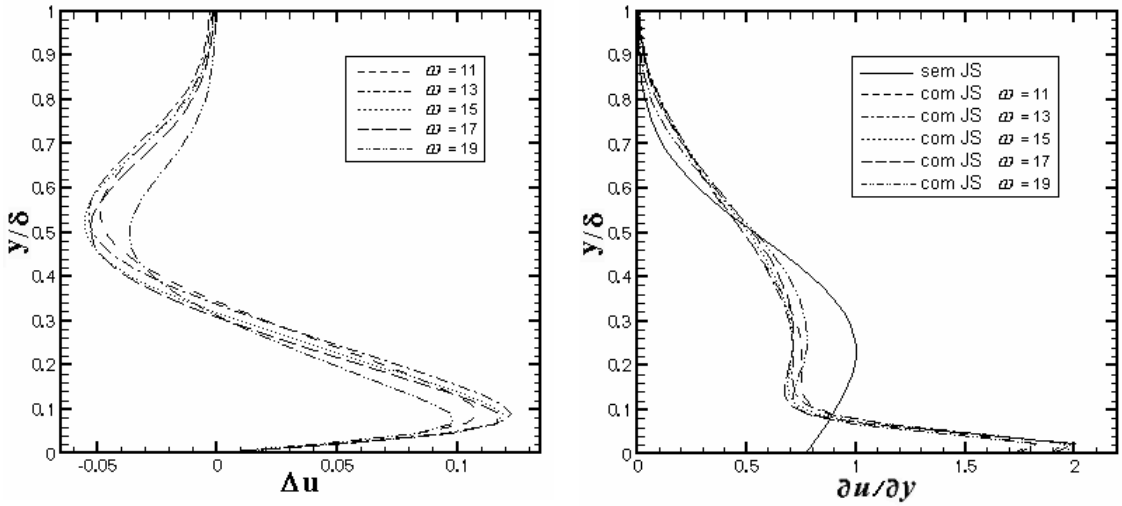

Figura 123 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.135.

Em outros casos das simulações, correspondendo à Figura 124, são adotados cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 3 é adotado para a amplitude de oscilação. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.225. A Figura 124 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre em ω = 13, 15 e 17. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que este aumento é muito pequeno em ω = 19.

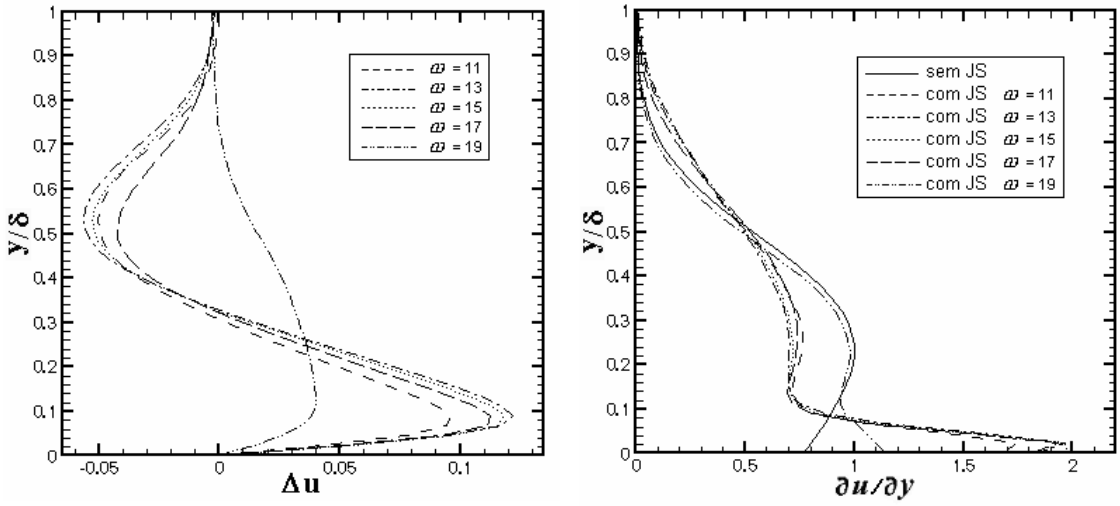

Figura 124 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 3 e d = 0.225.

Nas simulações correspondentes à Figura 125, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19, para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a amplitude é atribuído o valor constante A = 4. Neste caso, é observado na Figura 125 que os valores ω = 15 e ω = 17, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

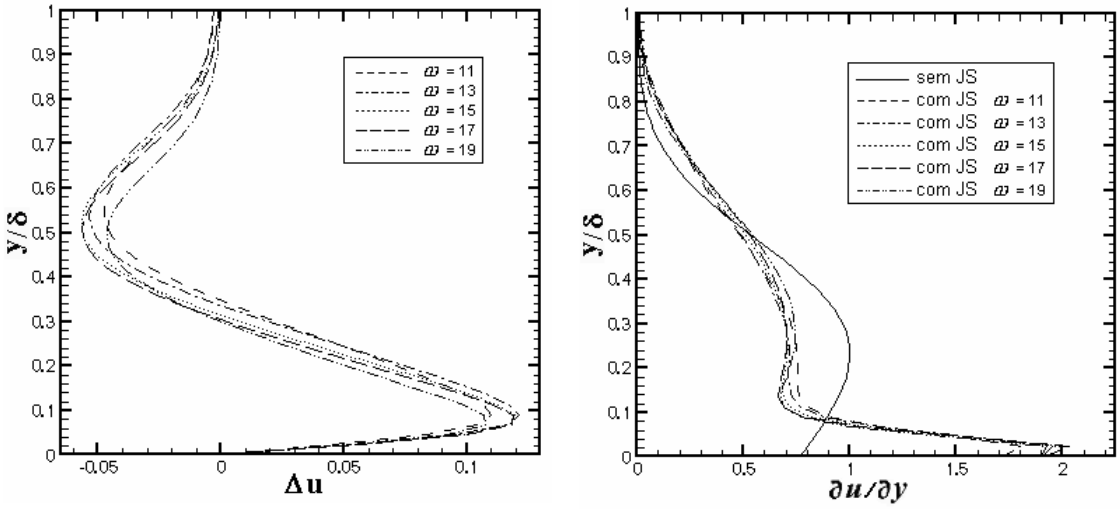

Figura 125 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.09.

Para as simulações correspondentes à Figura 126, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores diferentes para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 4 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. Para a dimensão da fenda é adotado o valor d = 0.135, que não varia. A Figura 126 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre em ω = 15 e ω = 17. Na variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo que este aumento é relativamente pequeno em ω = 17 na região próxima à superfície da placa plana.

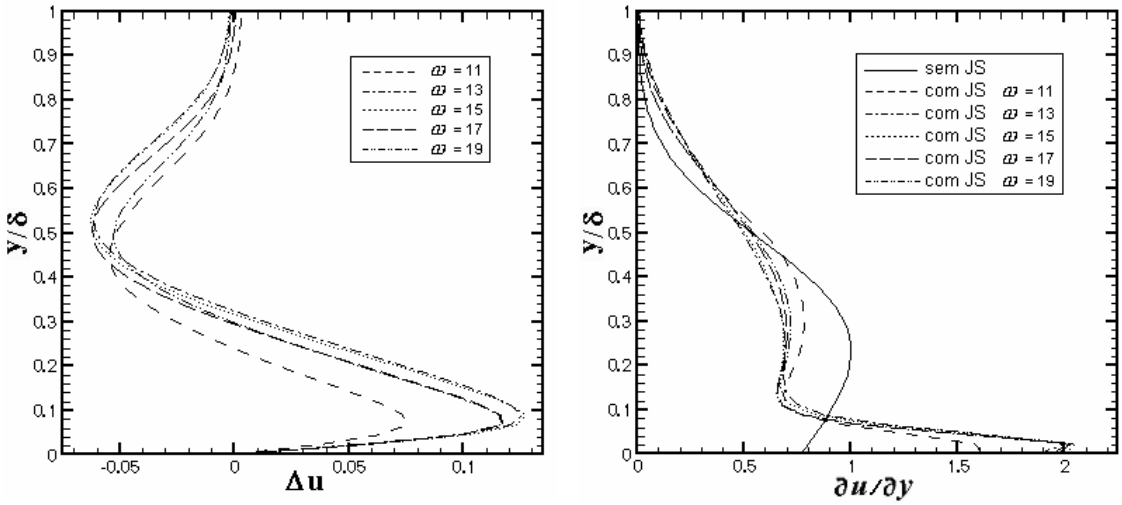

Figura 126 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 127, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a amplitude é atribuído o valor A = 4 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 127 que os valores ω = 13 e ω = 15 produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em todas as freqüências adimensionais utilizadas ocorre mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

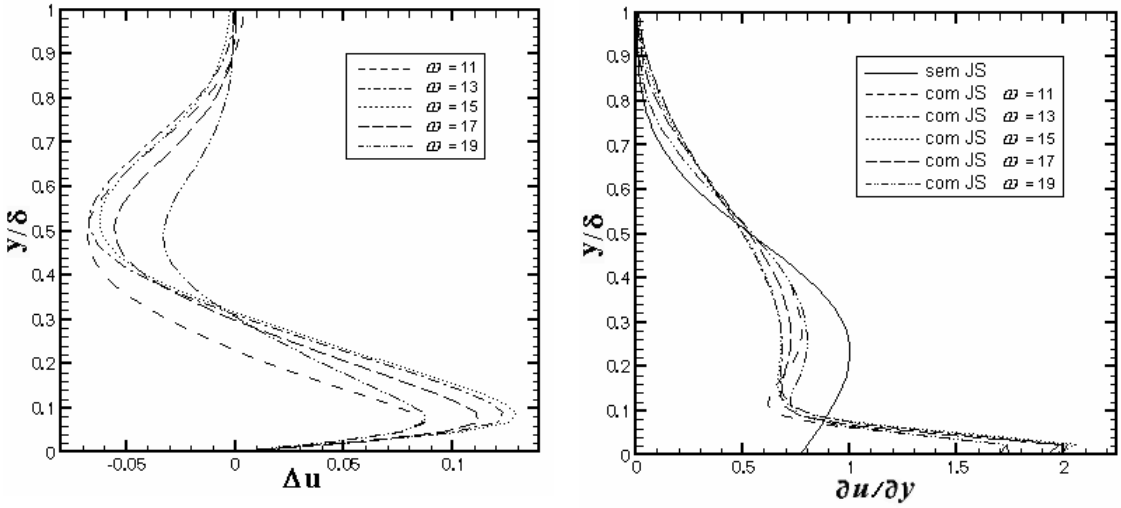

Figura 127 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 4 e d = 0.225.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 128, a mesma variação da freqüência adimensional é aplicada com cinco valores distintos para ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O valor A = 5 é adotado para a amplitude de oscilação nas cinco freqüências adimensionais analisadas. A dimensão da fenda é mantida constante no valor d = 0.09. A Figura 128 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre em ω = 13 e ω = 15. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

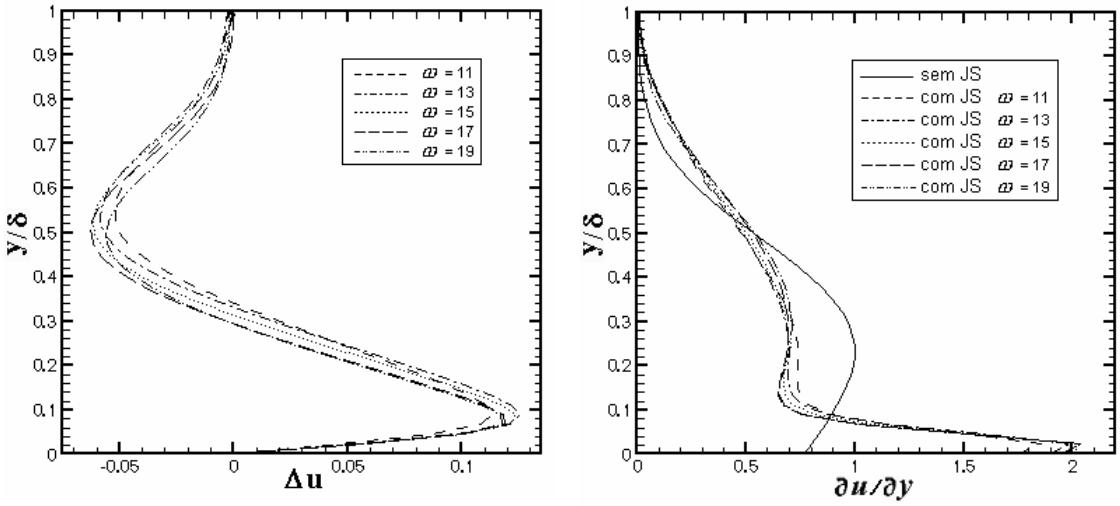

Figura 128 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.09.

Nas simulações correspondentes à Figura 129, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19 para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado um valor para d = 0.135. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 129 que os valores ω = 13 e ω = 15 produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em todas as freqüências adimensionais utilizadas ocorre um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede, sendo este mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético.

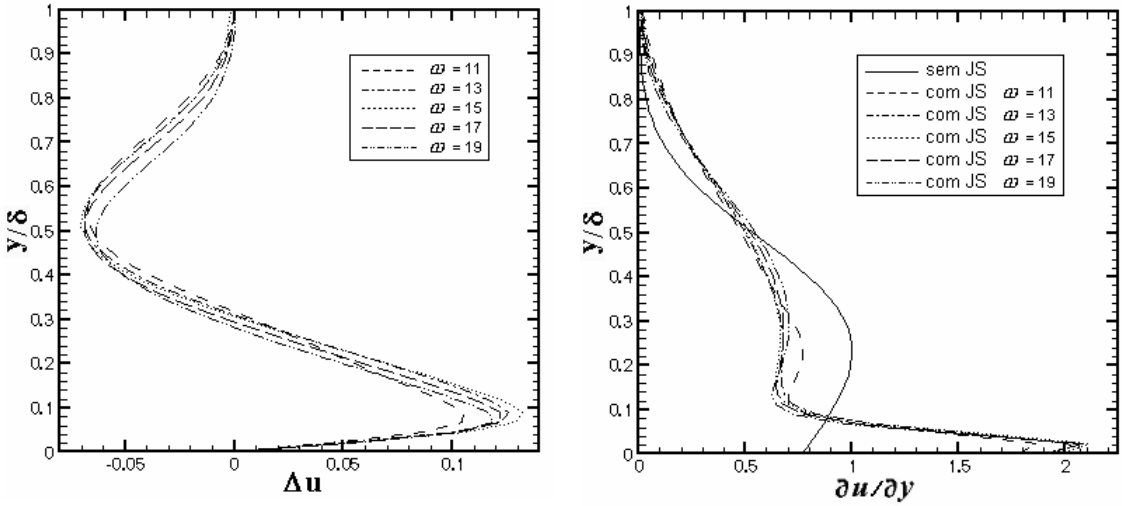

Figura 129 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.135.

Em outras simulações, agora correspondendo à Figura 130, são adotados cinco valores diferentes, correspondentes ao ω = 11, 13, 15, 17 e 19. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a amplitude é atribuído o valor A = 5 que não varia em nenhuma das cinco freqüências adimensionais utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 130 mostra que para este caso todas as freqüências adimensionais proporcionam um acréscimo semelhante para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$.

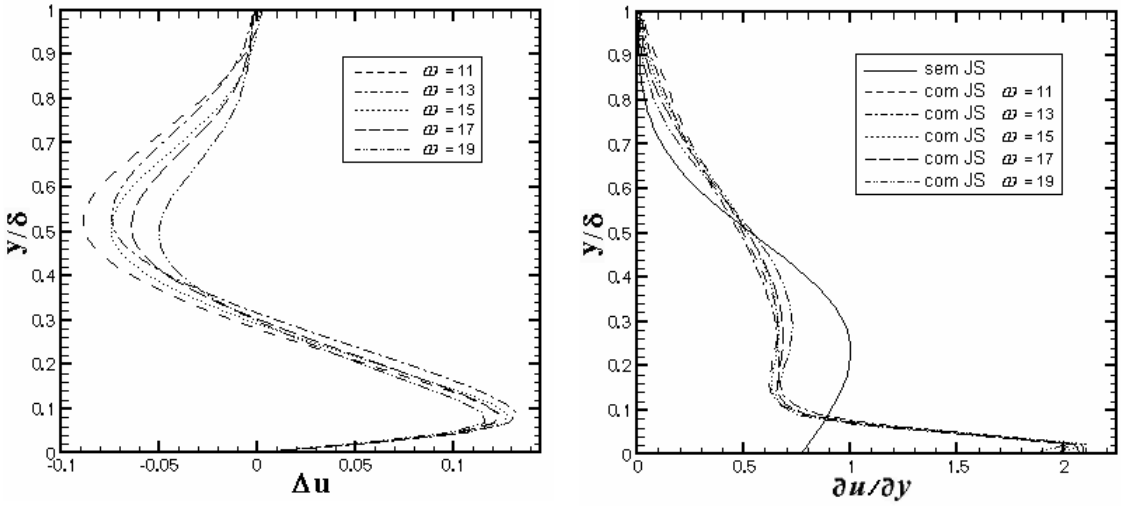

Figura 130 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da freqüência adimensional para A = 5 e d = 0.225.

5.3.3) Análise da amplitude nas simulações da camada limite sobre o aerofólio hipotético

A influência da amplitude de oscilação do escoamento sintetizado é analisada nos dois gráficos abaixo, que mostram a diferença entre o perfil de Falkner-Skan e o perfil de velocidade média u obtido através da análise de Fourier na posição x = 3.7 na direção normal à parede.

Nas simulações correspondentes à Figura 131, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado um valor d = 0.09. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 11 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, pode-se observar pela Figura 131 que o valor A = 5 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u, comparado com outras amplitudes utilizadas no processo para sintetizar o escoamento. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético.

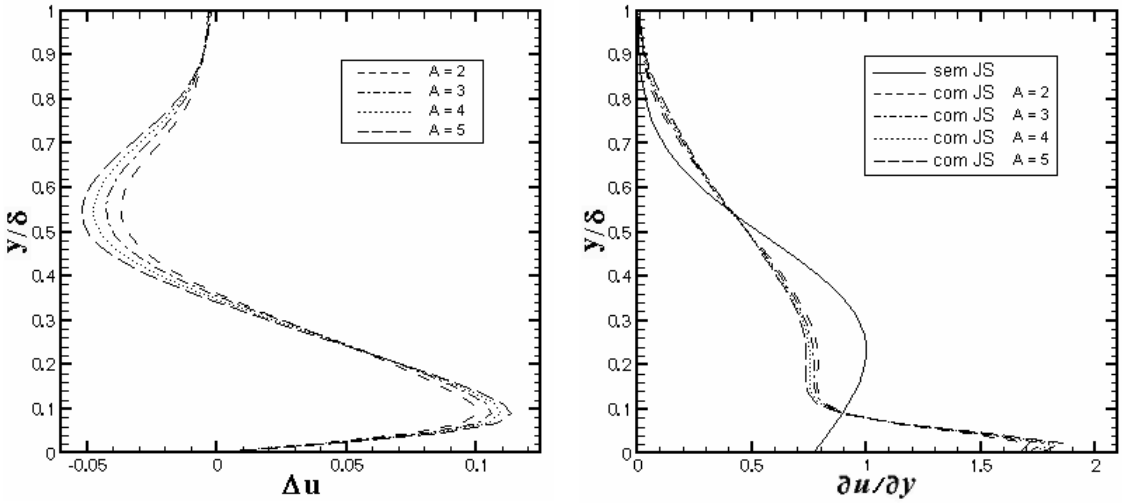

Figura 131 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.09.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 132, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 11 é adotado para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 132 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para os valores da amplitude A = 3, 4 e 5, comparado com o caso numa amplitude de oscilação menor no processo de sintetização do fluido. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente menor para A = 4 na região próxima à parede.

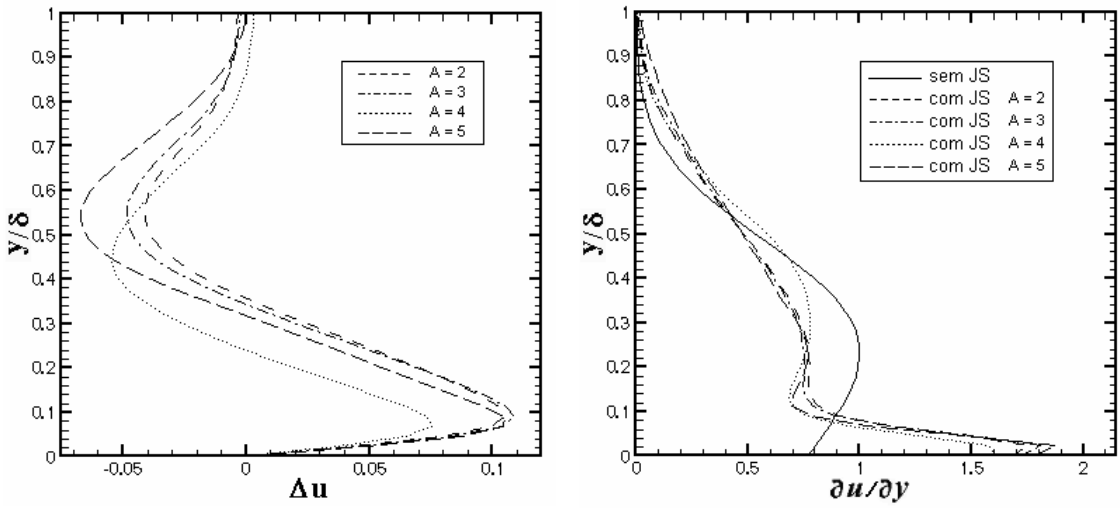

Figura 132 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 11 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 133, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo a A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude de oscilação. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 11 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 133 que o valor A = 5 da amplitude produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u na região próxima à superfície. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo este relativamente maior para o valor A = 5.

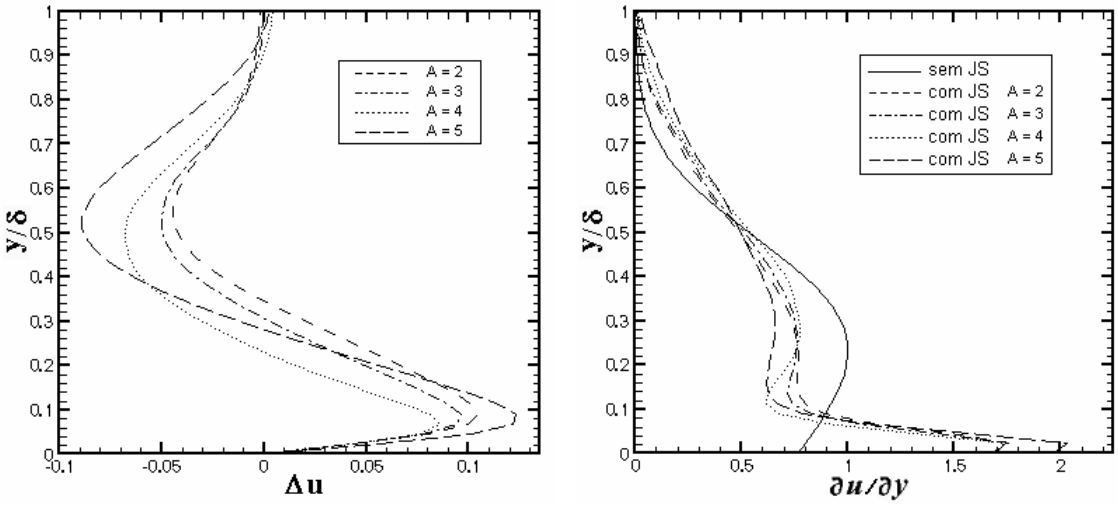

Figura 133 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 11$ e $d = 0.225$.

Para o caso correspondente à Figura 134, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes, $A = 2$, 3, 4 e 5. O valor $\omega = 13$ é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor $d = 0.09$. A Figura 134 mostra que neste caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre no valor $A = 5$. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à parede.

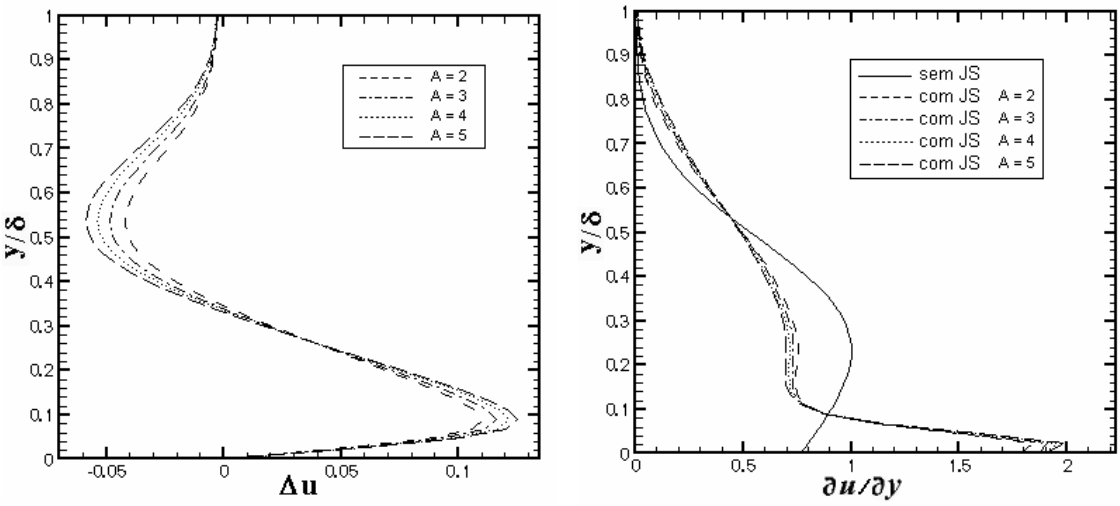

Figura 134 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.09$.

Nas simulações correspondentes à Figura 135, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude de oscilação. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 13 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, é observado na Figura 135 que os valores A = 3, 4 e 5 da amplitude produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$ na região próxima à superfície da placa plana, sendo que este é relativamente maior para A = 5.

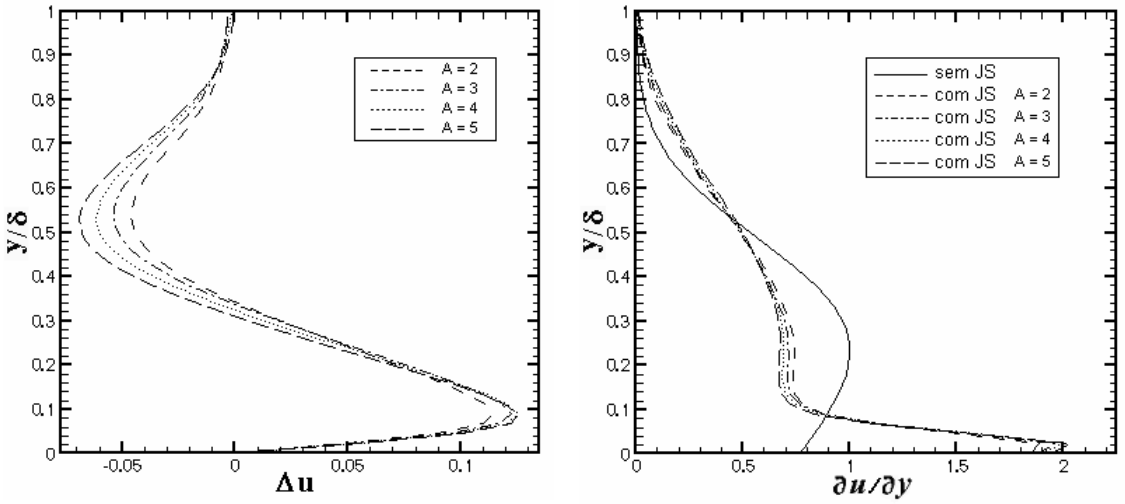

Figura 135 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 13 e d = 0.135.

Em outro caso, agora correspondendo à Figura 136, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 13 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado d = 0.225. A Figura 136 mostra que para este caso o maior acréscimo na componente de velocidade u ocorre num valor da amplitude A = 5. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 4 e A = 5 na região próxima à parede.

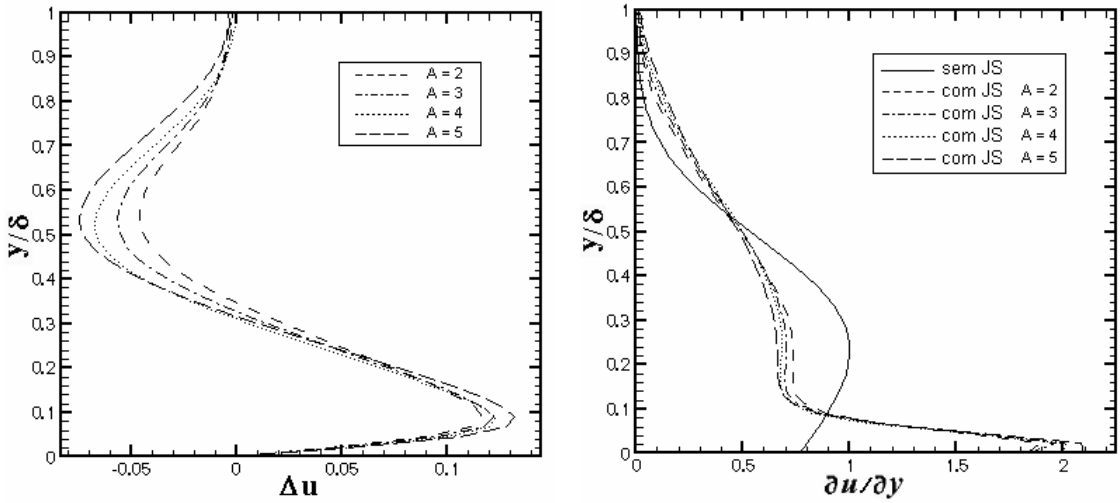

Figura 136 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 13$ e $d = 0.225$.

Nas simulações correspondentes à Figura 137, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valore A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 15. Neste caso, é observado na Figura 137 que o valor A = 5 da amplitude produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético na região próxima à parede.

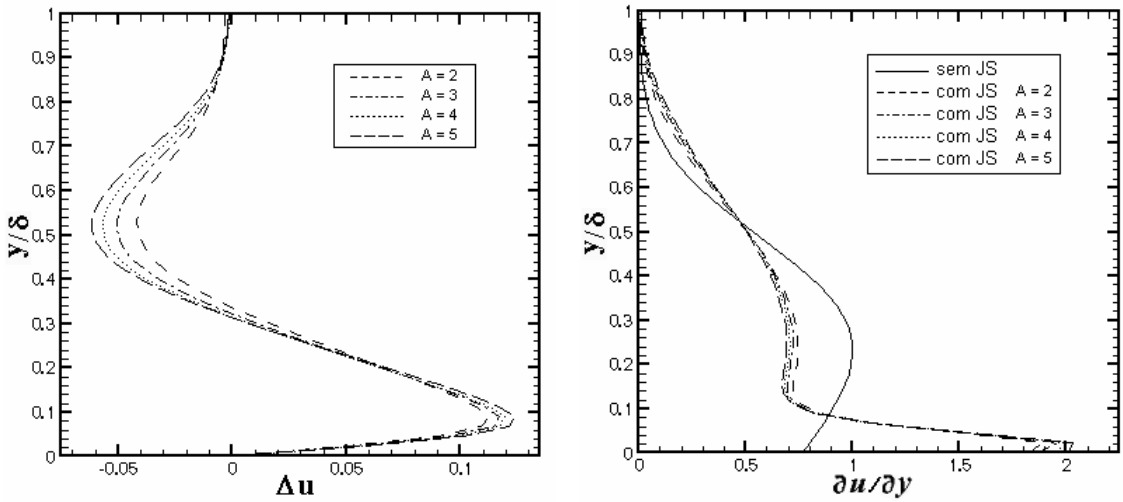

Figura 137 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.09$.

Para o caso correspondente à Figura 138, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 15 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 138 mostra que neste caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para o valor da amplitude A = 5. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético na região próxima à parede.

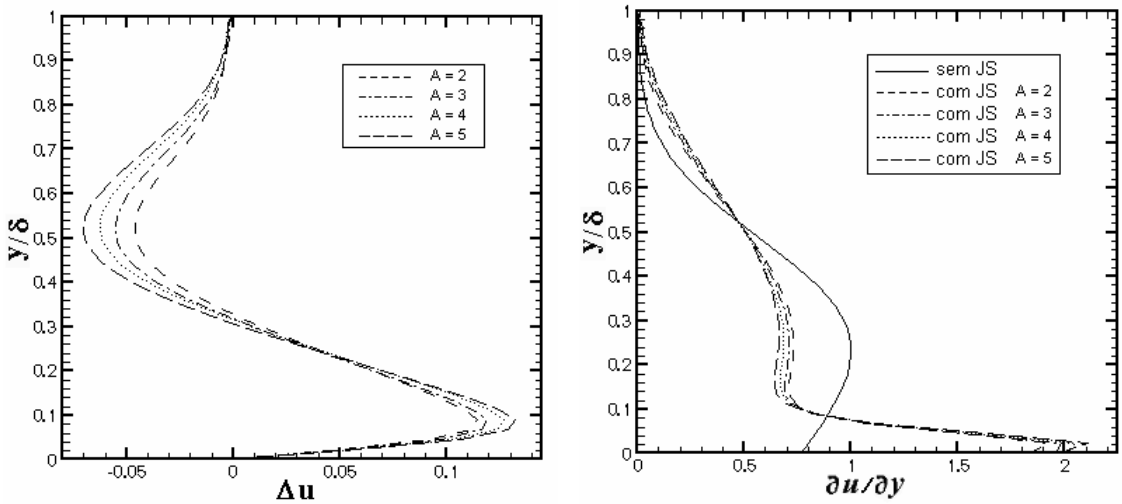

Figura 138 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 15 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 139, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 15. Neste caso, observa-se na Figura 139 que os valores da amplitude A = 4 e A = 5, produzem um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético na região próxima à parede, sendo que este é relativamente maior para A = 5.

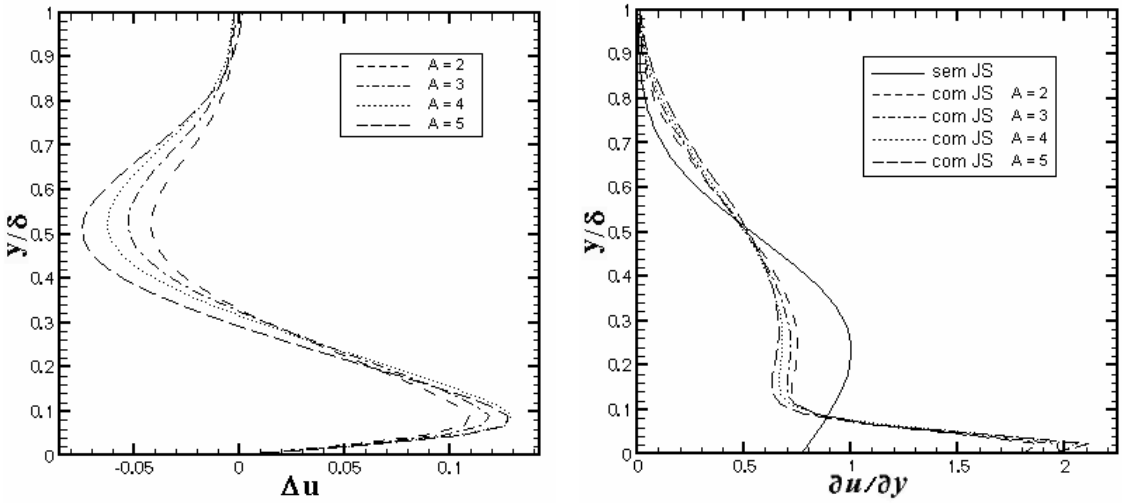

Figura 139 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 15$ e $d = 0.225$.

Em outro caso, agora correspondendo à Figura 140, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor $\omega = 17$ é adotado para a freqüência adimensional. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.09. A Figura 140 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para os valores da amplitude A = 3, 4 e 5. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 4 e A = 5 na região próxima à parede.

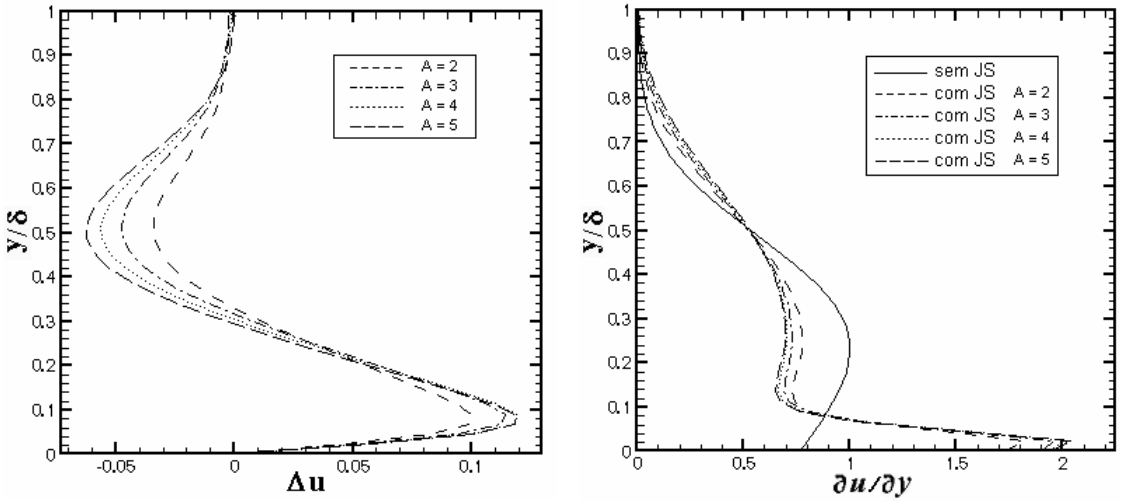

Figura 140 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.09$.

Nas simulações correspondentes à Figura 141, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores de A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 17 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, observa-se na Figura 141 que o valor A = 5 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 5 na região próxima à parede.

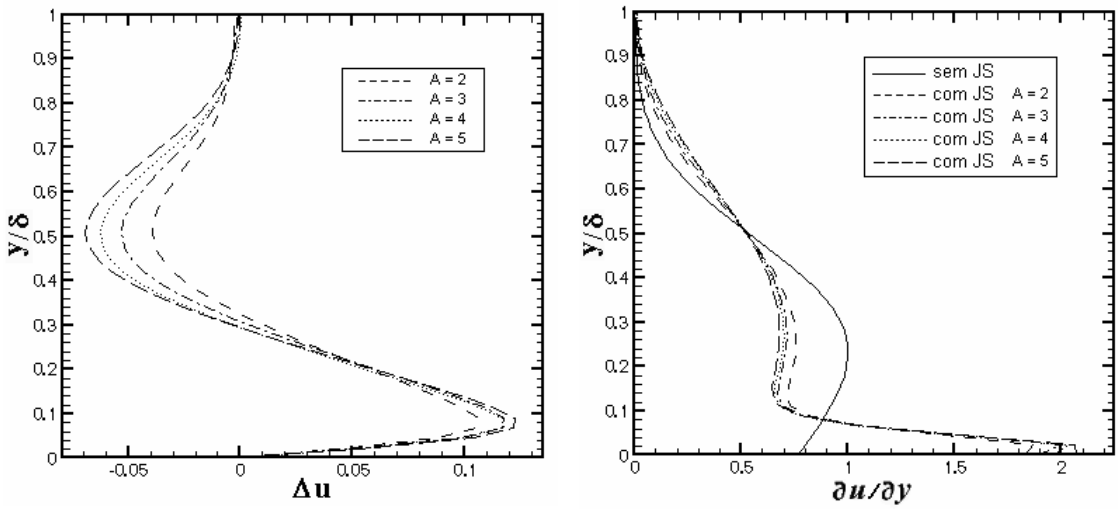

Figura 141 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 17 e d = 0.135.

Num outro caso, agora correspondendo à Figura 142, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 17 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. A Figura 142 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para o valor da amplitude A = 5. Na variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este é relativamente menor para A = 2.

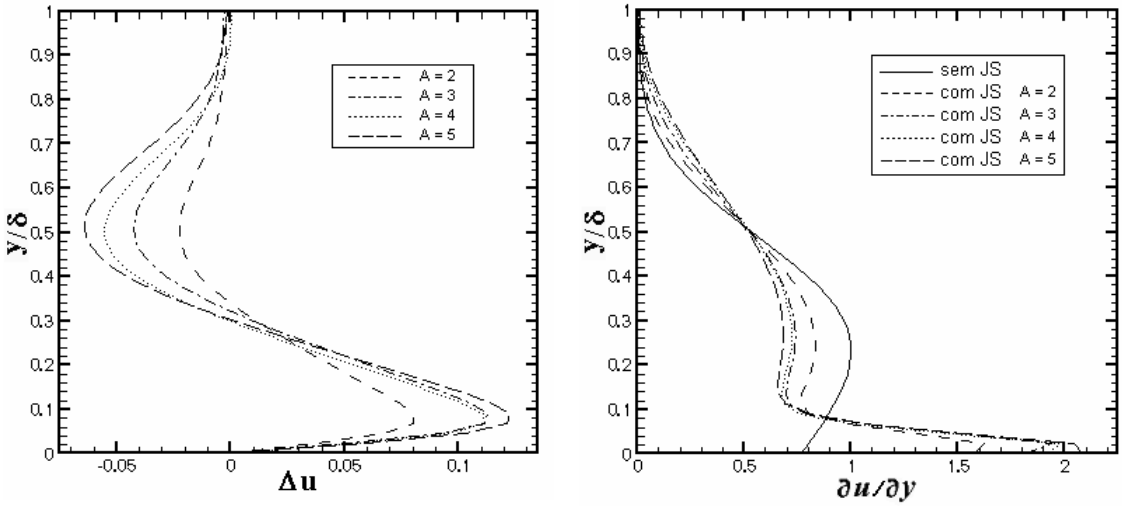

Figura 142 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 17$ e $d = 0.225$.

Nas simulações correspondentes à Figura 143 são adotados quatro valores diferentes, correspondendo ao valor de A = 2, 3, 4 e 5. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor $d = 0.09$. Para a freqüência adimensional é adotado $\omega = 19$. Neste caso, pode-se observar pela Figura 143 que o valor A = 5 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, observa-se que todas as freqüências adimensionais proporcionam mais que o dobro de aumento de $\partial u/\partial y$ em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético na região próxima à parede, sendo que este é relativamente menor para $A = 2$.

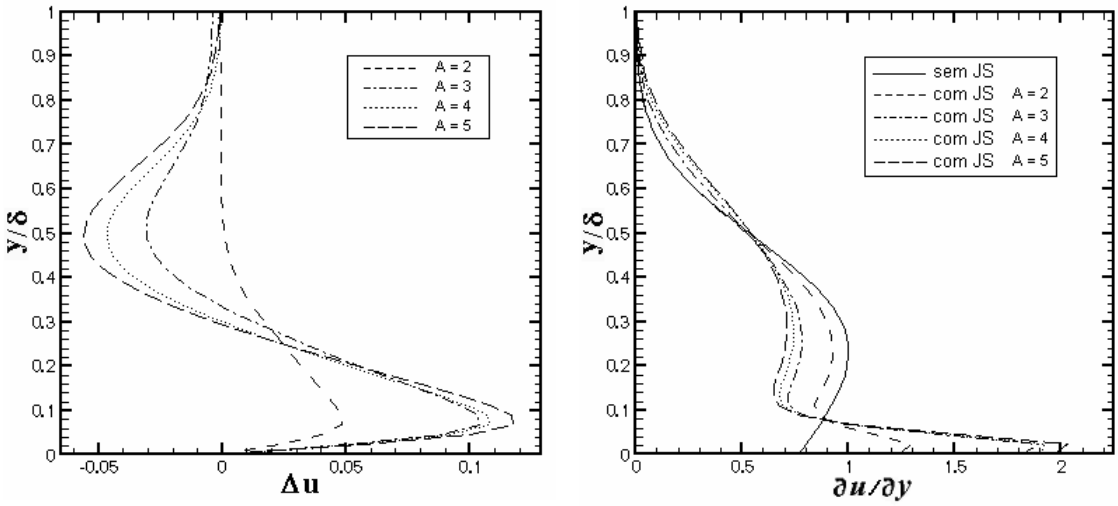

Figura 143 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.09$.

No caso correspondente à Figura 144, a mesma variação da amplitude é aplicada com quatro valores diferentes para A = 2, 3, 4 e 5. O valor ω = 19 é adotado para a freqüência adimensional de oscilação nas quatro amplitudes analisadas. O tamanho da fenda não varia, sendo adotado o valor d = 0.135. A Figura 144 mostra que para este caso o maior acréscimo para a componente de velocidade u ocorre para os valores da amplitude A = 4 e A = 5. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 4 e A = 5 na região próxima à parede.

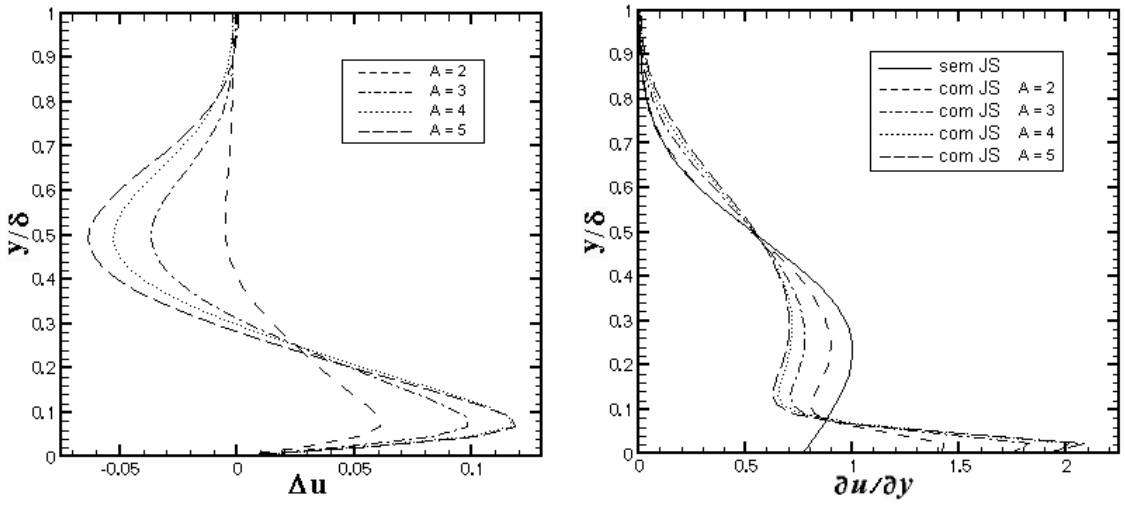

Figura 144 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para ω = 19 e d = 0.135.

Nas simulações correspondentes à Figura 145, são adotados quatro valores diferentes, correspondendo aos valores A = 2, 3, 4 e 5, para a amplitude. O tamanho da fenda que corresponde à distância do ponto i_1 ao ponto i_2 não varia, sendo adotado o valor d = 0.225. Para a freqüência adimensional é atribuído o valor ω = 19 que não varia em nenhuma das quatro amplitudes utilizadas. Neste caso, observa-se pela Figura 145 que o valor A = 5 da amplitude, produz um acréscimo maior para a componente de velocidade u. Na variação de $\partial u/\partial y$, pode-se observar que todas as amplitudes de oscilação proporcionam um aumento de $\partial u/\partial y$, sendo que este aumento é relativamente maior para A = 5, e significativamente menor para A = 2 próximo à parede e em relação ao perfil do escoamento sem atuação do jato sintético.

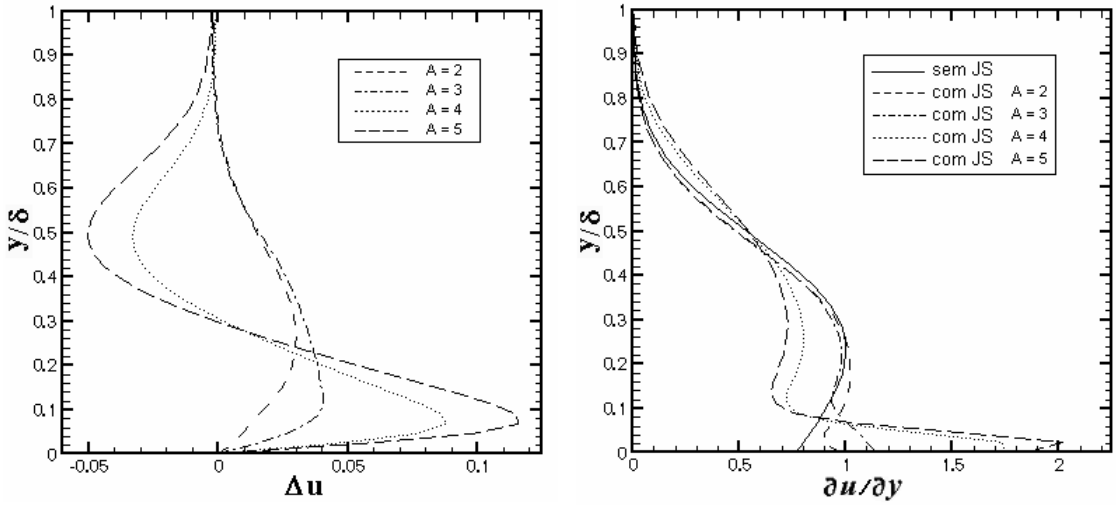

Figura 145 - Análise de Fourier temporal no caso da simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético e com a variação da amplitude de oscilação para $\omega = 19$ e $d = 0.225$.

5.4) VISUALIZAÇÃO DOS CONTORNOS DE VORTICIDADE

Quando a freqüência de atuação varia com a amplitude de oscilação do escoamento produzido pelo atuador de jato sintético, no caso das simulações do escoamento sobre o aerofólio, podem aparecer seqüências de vórtices permanentes, como observado na Figura 146.

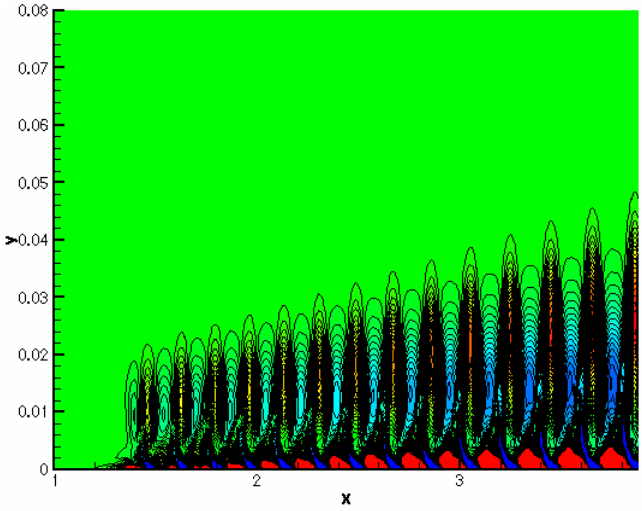

Figura 146 - Contornos de vorticidade no escoamento da camada limite sobre o aerofólio hipotético com A = 3, ω = 15, d = 0.09.

A Figura 147 mostra uma concentração destes contornos de vorticidade.

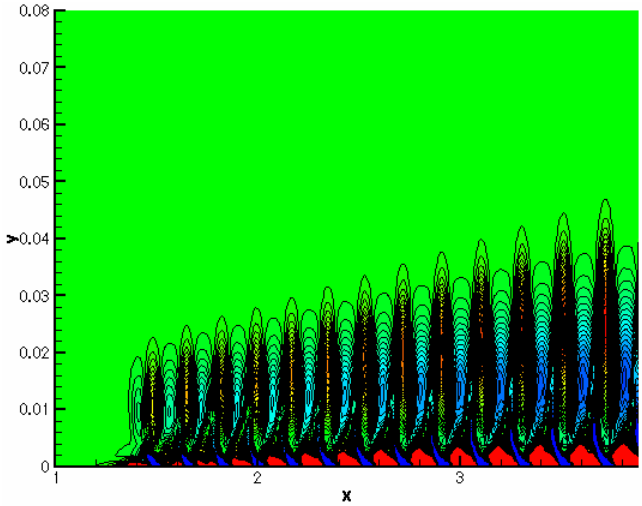

Figura 147 - Contornos de vorticidade no escoamento da camada limite sobre o aerofólio hipotético com A = 3, ω = 15, d = 0.135.

Em outros casos das simulações do escoamento sobre o aerofólio, um aumento na freqüência de atuação conduz a uma redução nos contornos de vorticidade formados na camada limite, como observado na Figura 148.

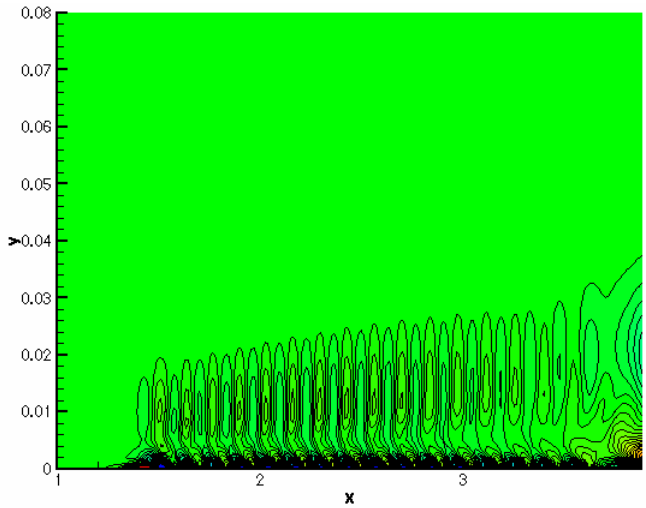

Figura 148 - Contornos de vorticidade no escoamento da camada limite sobre o aerofólio hipotético com A = 2, ω = 19, d = 0.225.

Os detalhes do campo vetorial de velocidade do escoamento na região da fenda do atuador de jato sintético interagindo com escoamento cruzado externo, na simulação sobre o aerofólio hipotético, podem ser vistos na Figura 149.

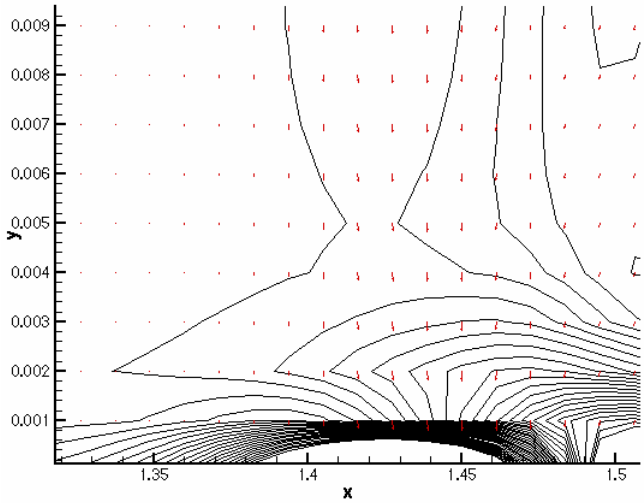

Figura 149 - Campo de velocidade no escoamento da camada limite sobre o aerofólio hipotético com A = 2, ω = 19, d = 0.225.

6) CONCLUSÕES

6.1) CONCLUSÕES SOBRE O PRESENTE TRABALHO

Neste trabalho verificamos, num primeiro momento, as influências de um jato sintetizado no escoamento da camada limite sobre uma placa plana, e posteriormente sobre um aerofólio hipotético. Neste sentido foi realizado um estudo numérico dos efeitos de um atuador de jato sintético nas camadas limites de Blasius, no caso da placa plana, e Falkner-Skan, no caso do aerofólio hipotético. O escoamento produzido por um atuador de jato sintético com uma fenda plana foi examinado. O trabalho atual focalizou-se no efeito de jatos sintéticos na interação com escoamento cruzado da camada limite na presença de gradientes de pressão adversos. Os resultados das simulações com diferentes valores de freqüência, amplitude e comprimento da fenda foram verificados através de uma análise de Fourier temporal. Através desta análise é verificado qual a melhor situação para se atrasar a separação da camada limite.

A avaliação da interação do jato sintético com o escoamento da camada limite pode ser feita pela observação dos resultados da introdução de um escoamento oscilatório na camada limite, em determinadas freqüências de oscilação, na qual o atuador produz um escoamento com velocidade variável interagindo com o escoamento cruzado externo. Os atuadores de jato sintético devem ter velocidade de emissão suficiente para produzir vórtices longitudinais com uma determinada intensidade, e que se tornem efetivos para controle de separação do escoamento. Os resultados obtidos nas simulações mostraram que o atuador de jato sintético é um dispositivo efetivo e promissor para controlar a separação num gradiente de pressão adverso na camada limite.

Na avaliação da variação das dimensões da fenda do atuador de jato sintético, e os efeitos no escoamento resultante da interação do escoamento cruzado com o escoamento oscilatório, foram realizadas simulações com três comprimentos distintos para a fenda. Nestas simulações a maior dimensão para a fenda do atuador, d = 0.225, proporcionou num número maior de casos, um aumento maior na componente de velocidade u na direção do escoamento cruzado externo. Quando os resultados mostram que para o tamanho da fenda intermediário, d = 0.135, ocorre um acréscimo maior na componente de velocidade u, estes incrementos estão próximos daqueles obtidos com uma dimensão maior d = 0.225. No caso dos resultados que mostram um maior aumento da componente de velocidade u pela utilização do menor tamanho da fenda, d = 0.09, e que ocorre em um número menor de casos, as diferenças nestes aumentos é menor, com resultados semelhantes para as três dimensões da fenda.

A variação da dimensão do orifício do atuador de jato sintético, no escoamento da camada limite, tem uma influência maior no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana. Nas simulações realizadas para o escoamento sobre a superfície do aerofólio hipotético, os resultados apresentados mostram que os aumentos na componente de velocidade u são mais próximos para as três dimensões avaliadas. No caso das simulações do escoamento sobre o aerofólio, apesar dos resultados mostrarem incrementos mais próximos para as diferentes dimensões da fenda, é maior o número de casos onde as dimensões d = 0.135 e d = 0.225 apresentam um incremento maior na componente de velocidade longitudinal.

Os resultados obtidos das simulações do escoamento, tanto no caso do escoamento sobre a placa plana, quanto no caso do escoamento desenvolvido sobre o aerofólio hipotético, mostram que influência da variação da dimensão da fenda do atuador está de acordo com os resultados de outros trabalhos realizados. Nesta avaliação, considera-se que uma fenda maior injete uma quantidade maior de massa dentro da camada limite, e a determinação da velocidade com que esta quantidade é introduzida na camada limite é o fator determinante da efetividade de operação do atuador de jato sintético. Como as simulações foram realizadas numa mesma velocidade do escoamento oscilatório introduzido na camada limite, uma introdução relativamente maior de massa poderia resultar numa quantidade de movimento resultante maior dentro da camada limite. A determinação do comprimento máximo da fenda do atuador, que

possibilite uma operação eficiente deste dispositivo, fornecendo uma velocidade suficiente para esta quantidade maior de massa ser introduzida na camada limite, é o fator determinante da operação do jato sintético. Desta forma, avalia-se que maneiras de se determinar quantitativamente os efeitos dos atuadores de jato sintético na quantidade de movimento resultante dentro da camada limite, podem demonstrar as influências produzidas pelo atuador de jato sintético no escoamento da camada limite, e assim o desempenho deste dispositivo de controle de escoamento.

No estudo da influência da variação das freqüências de operação do atuador de jato sintético, e os efeitos produzidos no escoamento resultante da interação do escoamento cruzado com o escoamento oscilatório, foram realizadas simulações com cinco freqüências diferentes. Nas simulações do escoamento sobre a placa plana, a freqüência adimensional de valor intermediário, $\omega = 15$, forneceu em todos os casos, um aumento maior na componente de velocidade u na direção do escoamento cruzado externo. Quando os resultados mostram que em outras duas freqüências de oscilação do jato, $\omega = 13$ e $\omega = 17$, ocorre um acréscimo maior na componente de velocidade u, estes incrementos estão próximos daqueles obtidos com a freqüência adimensional $\omega = 15$.

Nas simulações realizadas para o escoamento sobre a superfície do aerofólio hipotético, os resultados apresentados mostram que os aumentos na componente de velocidade u são mais próximos para as cinco freqüências avaliadas. Nestas simulações, apesar dos resultados mostrarem incrementos mais próximos para as diferentes freqüências, o número de casos onde as freqüências $\omega = 13$ e $\omega = 17$ apresentam um incremento maior na componente de velocidade longitudinal é maior, comparado com as simulações sobre a placa plana. Nos outros casos, quase a metade, a freqüência do jato $\omega = 15$ proporciona um acréscimo maior na componente de velocidade u, e mesmo nos casos onde $\omega = 13$ e $\omega = 17$ proporcionam um aumento maior nesta componente de velocidade, a freqüência $\omega = 15$ mostra acréscimos parecidos para esta componente de velocidade. Os resultados do aumento de $\partial u/\partial y$ no caso do aerofólio são maiores em relação aos resultados obtidos nas simulações do escoamento sobre a placa plana, onde o aumento é mais que o dobro em relação ao perfil correspondente ao caso sem a atuação do jato sintético.

Na região mais próxima à superfície, tanto no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana, quanto sobre o aerofólio hipotético, o escoamento é acelerado na maior parte dos casos. Numa posição um pouco acima, com o deslocamento dos vórtices originados na extremidade do orifício e a dissipação dos centros destes vórtices, ocorre uma desaceleração do escoamento resultante da interação do escoamento cruzado com os vórtices em sentido anti-horário. No escoamento resultante da interação do escoamento cruzado externo com os vórtices em sentido horário, ocorre um aumento da componente de velocidade longitudinal na direção do escoamento. A composição destes efeitos ocasiona uma convergência da velocidade resultante para um valor próximo da velocidade do escoamento externo a camada limite.

A análise dos resultados na região dentro da camada limite, no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana e sobre o aerofólio hipotético, e numa posição um pouco acima da superfície, mostra que a maior freqüência de atuação do atuador $\omega = 19$, provoca a menor desaceleração do escoamento resultante nesta posição. Pelos resultados obtidos pode-se afirmar que a utilização de uma freqüência de operação muita alta, combinada com uma velocidade constante do escoamento cruzado externo, diminui a quantidade de fluido deste escoamento que interage com o escoamento oscilatório, além de aumentar a velocidade de dissipação dos centros dos vórtices. Desta forma, este efeito diminui a efetividade de operação do atuador de jato sintético.

As simulações do escoamento, tanto no caso do escoamento sobre a placa plana, quanto no caso do escoamento desenvolvido sobre o aerofólio hipotético, mostram que influência da variação da freqüência de oscilação do jato está de acordo com os resultados de outros trabalhos realizados. Como mostrado em outros trabalhos, as freqüências maiores não possibilitam uma eficiência no ciclo de operação do atuador, pois os processos de injeção e sucção são muito rápidos e dentro da cavidade não é atingida uma quantidade mínima de massa de fluido a ser sintetizado. Nas freqüências mais baixas, os ciclos com os processos de injeção e sucção são influenciados pela quantidade de fluido que deixa de ser introduzido na camada limite, pois nestas freqüências de oscilação baixas a velocidade axial do jato é muito menor que a velocidade do escoamento cruzado externo.

Quando a freqüência de atuação varia com a amplitude de oscilação do escoamento produzido pelo atuador de jato sintético, tanto no caso das simulações do escoamento sobre o aerofólio, quanto no caso da placa plana, um aumento na freqüência de atuação conduz a uma redução nos contornos de vorticidade formados na camada limite. A influência da amplitude de oscilação no acréscimo produzido na componente de velocidade na direção do escoamento é mais intensa no caso de uma amplitude maior para a velocidade do jato oscilatório transversal. Pelos resultados das simulações observa-se que para a menor amplitude de oscilação, ocorre uma menor interação do escoamento oscilatório com o escoamento cruzado externo.

Para uma avaliação da variação da amplitude de oscilação do escoamento do atuador de jato sintético, e os efeitos no escoamento resultante da interação do escoamento cruzado com o escoamento oscilatório, foram realizadas simulações com quatro amplitudes de oscilação diferentes. Destas simulações, observa-se que a maior amplitude de oscilação do atuador, $A = 5$, proporcionou num número maior de casos, um acréscimo maior na componente de velocidade u na direção do escoamento cruzado externo. Nas simulações do escoamento sobre a superfície do aerofólio, a amplitude de oscilação $A = 5$, fornece um aumento maior para a componente de velocidade longitudinal em todos os casos. Quando os resultados mostram que para as amplitudes de oscilação, $A = 3$ e $A = 4$, ocorre um acréscimo maior na componente de velocidade u, estes incrementos estão próximos daqueles obtidos com amplitude $A = 5$.

A variação da amplitude de oscilação do atuador de jato sintético, no escoamento da camada limite, tem uma influência maior no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana. Nas simulações realizadas para o escoamento sobre a superfície do aerofólio hipotético, os resultados apresentados mostram que os aumentos na componente de velocidade u são mais próximos para as cinco amplitudes de oscilação. Os resultados do aumento de $\partial u/\partial y$ no caso do aerofólio são maiores em relação aos resultados obtidos nas simulações do escoamento sobre a placa plana.

Resultados das simulações numéricas mostraram que a introdução do jato sintético contribuiu para um aumento da componente de velocidade u dentro da camada limite, tanto no caso das simulações do escoamento sobre a placa plana, quanto no caso das simulações do escoamento sobre a superfície do aerofólio hipotético. Em alguns

casos, para determinadas combinações de dimensão da fenda, freqüência de oscilação e amplitude de oscilação, incrementos maiores da componente de velocidade u foram observados. Em relação à variação de $\partial u/\partial y$, os resultados mostram que a atuação do jato sintético proporcionou um aumento de $\partial u/\partial y$, apresentando mais que o dobro do valor em relação ao perfil da derivada sem atuação do jato sintético no caso das simulações do escoamento sobre o aerofólio hipotético. As oscilações de escoamento introduzidas por causa do jato sintético causaram uma aceleração do escoamento próximo a superfície do aerofólio hipotético e da placa plana.

6.2) SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Em muitos trabalhos sobre a utilização de controle ativo de escoamento em aerofólios, a avaliação da possibilidade destes dispositivos de controle produzirem uma redução do arrasto aerodinâmico ou um aumento da sustentação, torna-se um ponto importante no objetivo destes estudos. Neste sentido, este trabalho coloca como uma proposta o estudo dos efeitos dos atuadores de jato sintético na sustentação de um aerofólio hipotético ou um aerofólio NACA 0015, por exemplo. Através das equações para o cálculo do coeficiente de sustentação de um aerofólio, com a decomposição das forças aerodinâmicas que geram a força de sustentação, as convenções de sinais e as distribuições de pressão sobre a superfície do aerofólio, pode-se implementar uma solução numérica para o cálculo das forças aerodinâmicas, ou então através de ensaios experimentais determinar estas forças. A atuação do jato sintético poderia ser avaliada para várias condições de escoamento na camada limite, e então, o desempenho destes dispositivos de controle de escoamento poderia ser comprovado, mediante a sua influência nos coeficientes de arrasto e sustentação de um determinado aerofólio.

A análise separada dos estágios de sucção e de expulsão durante a operação do atuador de jato sintético é válida, pois várias simulações em trabalhos de outros autores revelaram um comportamento distintamente diferente do jato durante estas duas fases para casos onde não ocorre um escoamento cruzado externo. Uma avaliação da formação dos vórtices na camada limite poderia ser avaliada para casos com uma velocidade do jato oscilatório significativamente mais alta que a velocidade do

escoamento cruzado externo. Uma proposta para trabalhos futuros seria a avaliação do coeficiente de quantidade de movimento do escoamento resultante na camada limite em dois estágios distintos, sucção e exaustão. Uma avaliação sistemática dos coeficientes de quantidade de movimento do jato produzido sinteticamente poderia ser realizada para analisar a eficiência deste dispositivo de controle ativo de escoamento no atraso da separação da camada limite. Em cada um destes estágios seria interessante a análise dos contornos de vorticidade em seus deslocamentos, assim como a evolução da dissipação dos centros dos vórtices, associada com a interação do escoamento cruzado externo.

Em alguns trabalhos, os pesquisadores avaliam o posicionamento dos atuadores de jato sintético na superfície de determinados aerofólios. Uma proposta interessante para trabalhos futuros seria o estudo do posicionamento de atuadores de jato sintético ao longo da corda de um determinado aerofólio. Desta forma, poderia se avaliar se o atuador tem um desempenho melhor próximo ao bordo de ataque, ou se o descolamento deste atuador até um ponto mais próximo de um possível ponto de separação da camada limite seria mais efetivo no controle do escoamento. Através de um trabalho experimental, dados sobre a distribuição de pressão ao longo da superfície do aerofólio poderiam ser adquiridos, e uma análise poderia ser feita para determinar em que posição o atuador de jato sintético pode operar para alcançar o maior coeficiente de sustentação possível numa determinada condição de escoamento.

Os atuadores de jato sintético podem ser fabricados com orifícios retangulares ou circulares. Os vórtices produzidos por estes atuadores são diferentes em sua estrutura, enquanto o atuador de orifício circular produz um anel de vórtice, a fenda retangular pode produzir um par de vórtices que giram em sentidos contrários. Como proposta de trabalho, podemos sugerir uma avaliação numérica ou experimental que demonstre qual das duas formas geométricas do orifício do atuador apresenta o melhor desempenho para este tipo de dispositivo de controle de escoamento ativo. Em alguns trabalhos a distribuição de velocidade do escoamento oscilatório na linha de centro da fenda e o campo de vórtices registrado indicam que o vórtice permanente, o qual surge devido à dissipação turbulenta, como observado para jatos sintéticos com fendas planas, é o motivo do escoamento ser acelerado e então desacelerado de uma maneira semelhante a um bocal convergente alternado com divergente.

No caso de um escoamento separado sobre a superfície de um aerofólio, muitos trabalhos têm estudado a capacidade de dispositivos de controle de escoamento ativo, como o atuador de jato sintético, em alcançar o recolamento do escoamento separado. Uma proposta para trabalhos futuros seria o estudo numérico ou experimental da utilização dos atuadores de jato sintético no recolamento de escoamento sobre aerofólios em grandes ângulos de ataque. Dentro desta possível avaliação, estes estudos poderiam analisar o desempenho dos atuadores de jato sintético numa ampla gama de ângulos de ataque, com a finalidade de definir quais características do atuador apresentam melhor desempenho em determinados ângulos de ataque.

Os efeitos das variações do ângulo entre a direção do escoamento e a direção da linha de centro do orifício de um atuador de jato sintético, têm sido estudados em alguns trabalhos experimentais. Desta forma, uma proposta interessante de trabalho seria a avaliação experimental ou numérica dos efeitos de possíveis ângulos entre a direção do escoamento sobre a superfície de um determinado aerofólio e a direção do escoamento oscilatório produzido por um atuador de jato sintético. Considerando ainda esta análise dos efeitos da direção da linha de centro do escoamento oscilatório a ser introduzido na camada limite, seria interessante a avaliação da simetria deste escoamento na ausência de um escoamento cruzado externo sobre a superfície de um determinado aerofólio.

No estudo dos efeitos produzidos por controles ativos de escoamento numa determinada camada limite, o aumento da quantidade de movimento desta camada, diante da interação do escoamento com um determinado dispositivo de controle, pode tornar efetivo o atraso da separação da camada limite. Neste trabalho, na seção 2.3.2 são avaliadas algumas possíveis formas de determinar quantitativamente este aumento da quantidade de movimento através de algumas equações possíveis para a variação do coeficiente de quantidade de movimento do escoamento resultante. No entanto, não foi possível implementar uma solução numérica para a quantidade de movimento relacionado aos campos de escoamento utilizados no presente trabalho, e um estudo da variação do coeficiente de quantidade de movimento do escoamento na camada limite é uma proposta interessante para trabalhos futuros. A determinação desta variação da quantidade de movimento do escoamento na camada limite poderia demonstrar a efetividade da introdução de um escoamento oscilatório nesta camada, com a finalidade

de atrasar a separação do escoamento diante da presença de um gradiente de pressão adverso.

O refino das malhas utilizadas nas simulações numéricas deve ser avaliado, tanto no caso da simulação do escoamento sobre a placa plana, quanto na simulação do escoamento sobre o aerofólio hipotético, pois este é um fator que pode implicar na diminuição do erro numérico. Variações no refino das malhas e na distância dos pontos também devem ser avaliados, já que esse trabalho procurou manter uniforme a distância dos pontos. A utilização de uma simulação numérica tridimensional poderia detectar instabilidades ao longo da direção do comprimento da fenda, que segundo estudos de outros autores podem conduzir a um colapso da estrutura de vórtice coerente. Este fenômeno que foi postulado experimentalmente, não pode ser reproduzido em simulações espaciais bidimensionais. Embora não tenha sido possível montar uma configuração experimental e realizar experimentos baseados nas simulações numéricas, a comparação com dados experimentais poderia ser utilizada para avaliar as influências produzidas na variação dos parâmetros simulados numericamente. Desta forma, com recursos computacionais suficientes e conhecimento completo de detalhes físicos do dispositivo de atuação, campos de escoamentos complexos de jato sintético podem ser simulados com precisão.

Na avaliação do desempenho dos atuadores de jato sintético no controle de escoamento sobre a superfície de aerofólios, uma questão importante é a influência do número de Reynolds e do número de Mach deste escoamento na efetividade de controle dos dispositivos. Neste trabalho, a interação do escoamento cruzado externo com o escoamento oscilatório produzido pelo atuador de jato sintético ocorre numa velocidade constante do escoamento cruzado, com número de Reynolds $Re = 10^5$, e em determinadas velocidades do escoamento oscilatório, que variam de acordo com a freqüência de excitação e a amplitude de oscilação. Como proposta para trabalhos futuros fica a sugestão da avaliação do desempenho do atuador numa faixa de velocidades para o escoamento cruzado externo, com conseqüentes variações no número de Reynolds e número de Mach. Neste sentido, estes possíveis trabalhos poderiam analisar os efeitos no escoamento resultante de deslocamentos variados dos vórtices e em diferentes velocidades de dissipação dos centros destes vórtices.

7) REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AHUJA, K. K.; BURRIN, R. H. (1984). *Control of flow Separation by Sound.* AIAA Paper, 84-2298.

AMITAY, M.; GLEZER, A. (2002). *Controlled Transients of Flow Reattachment Over Stalled Airfoils.* International Journal of Heat and Fluid Flow, n. 23, pp. 690-699.

AMITAY, M.; HONOHAN, A.; TRAUTMAN, M.; GLEZER, A. (1997). *Modification of the aerodynamic Characteristics of Bluff Bodies Using Fluidic Actuators.* AIAA Paper, 97-2004.

AMITAY, M.; KIBENS, V.; PAREKH, D. E.; GLEZER, A. (1999). *Flow Reattachment Dynamics Over a Thick Airfoil Controlled by Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 99-1001.

AMITAY, M.; SMITH, B. L.; GLEZER, A. (1998). *Aerodynamic Flow Control Using Synthetic Jet Technology.* AIAA Paper, 98-0208.

ANDERSON, J. D. (1991). *Fundamentals of Aerodynamics.* Nova Iorque, McGRAW-HILL.

AUERBACH, D. (1987). *Experiments on the Trajectory and Circulation of the Starting Vortex.* Journal of Fluid Mechanics, vol. 183, pp. 185-198.

BATCHELOR, G. K. (1967). *An Introduction to Fluid Dynamics.* Cambridge University Press, Londres.

BRADFORD, E. G.; WHITESIDES, J. L.; CAMPBELL, R. L.; MINECK, R. E. (1996). *A Method for the Constrained Design of Natural Laminar Flow Airfoils.* AIAA Paper, 96-2502.

BREMHORST, K.; HOLLIS, P.G. (1990). *Velocity Field of an Axisymmetric Pulsed, Subsonic Air Jet.* AIM J., n. 28, pp. 2043-2049.

BUSHNELL, D. M. (1996). *Frontiers of the 'Responsibly Imaginable' in Aeronautics. Aero India '96 Proceeding.* Bangalore, India, Dezembro 3-6, pp. 12.

CAIN, A. B.; KRAL, L. D.; DONOVAN, J. F.; SMITH, T. D. (1998). *Numerical Simulation of Compressible Synthetic Jet Flows.* AIAA Paper, 98-0084.

CAMPBELL, R. L. (1992). *An Approach to Constrained Aerodynamic Design with Application to Airfoils.* NASA TP-3260, November.

CARPENTER, P. W.; DAVIES, C.; LOCKERBY, D. A. (1998). *A Novel Velocity Vorticity Method for Simulating the Effects of MEMS Actuators on Boundary Layers.* 5th Asian CFD Conference, Bangalore, India, 7-11 December.

CHATLYNNE, E.; RUMIGNY, N.; AMITAY, M.; GLEZER, A. (2001). *Virtual Aero-Shaping of a Clark–Y Airfoil Using Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 2001-0732.

CROOK, A.; SADRI, A. M.; WOOD, N. J. (1999). *The Development and Implementation of Synthetic Jets for the Control of Separated Flow.* AIAA Paper, 99-3176.

DAVIS, S. A.; GLEZER, A. (1999). *Mixing Control of Fuel Jets Using Synthetic Jet Technology: Velocity Field Measurements.* AIAA Paper, 99-0447.

DONOVAN, J. F.; KRAL, L. D.; CARY, A. W. (1998). *Active Flow control applied to an airfoil.* AIAA Paper, 98-0210.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. (1997). *Computational Methods for Fluid Dynamics.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

FROLOV, I. (1998). *Qualitative Study on the Behaviour of Synthetic jets, B Eng. Honours Thesis.* Monash University.

GALLAS, Q.; MATHEW, J.; KAYSAP, A.; HOLMAN, R.; NISHIDA, T.; CARROLL, B.; SHEPLAK, M.; CATTAFESTA, L. (2002). *Lumped Element Modeling of Piezoelectric-Driven Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 2002-0125.

GILARRANZ, J. L.; YUE, X.; REDINIOTIS, O. K. (1998). *PIV Measurements and Modeling of Synthetic Jet Actuators for Flow Control.* Proceedings of FEDSM'98 - ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Washington DC, June 21-25.

HASSAN, A. A.; JANAKIRAM, R. D. (1997). *Effects of Zero Mass Synthetic Jets on the Aerodynamics of the NACA-0012 Airfoil.* AIAA Paper, 97-2326.

HONG, G.; MALLINSON, S. G.; LEE, C.; HA, Q.P. (2001). *On Centerline Distributions of the Mean Velocity in Synthetic Jets.* Proceedings of the 14th Australian Fluid Mechanical Conference. Adelaide, Australia, pp. 737-740.

HONOHAN, A. M.; AMITAY, M.; GLEZER, A. (2000). *Aerodynamic Control Using Synthetic Jets.* AIAA Paper, 2000-2401.

HSIAO, F. B.; LIU, C. F.; SHYU, J. Y. (1990). *Control of Wall Separated Flow by Internal Acoustic Excitation.* AIAA Journal, vol. 28, n. 8, pp. 1440-1446.

HUANG, L. S.; MAESTRELLO, L.; BRYANT, T. D. (1987). *Separation Control Over an Airfoil at High Angles of Attack by Sound Emanating from the Surface.* AIAA Paper, 87-1261.

KLOKER, M. (1998). *A Robust High-Resolution Split-Type Compact FD Scheme for Spatial Direct Numerical Simulation of Boundary-Layer Transition.* Applied Scientific Research, vol. 59, pp. 353-377.

KLOKER, M.; KONZELMANN, U.; FASEL, H. F. (1993). *Outflow Boundary Conditions for Spatial Navier-Stokes Simulations of Transition Boundary Layers.* AIAA Journal, vol. 31, pp. 620-628.

KRAL, L. D.; DONOVAN, J. F.; CAIN, A. B.; CARY, A. W. (1997). *Numerical Simulations of Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 97-1984.

KUNDU, P. K. (1990). *Fluid Mechanics.* San Diego, Academic Press.

LEE, C.; HONG, G.; HA, Q. P.; MALLINSON, S.G. (2003). *A Piezoelectrically Actuated Micro Synthetic Jet for Active Flow Control.* Sensors and Actuators A, vol. 108, pp. 168-174.

LELE, S. (1992). *Compact Finite Difference Schemes with Spectral-Like Resolution.* Journal of Computational Physics, vol. 103, pp. 16-42.

LORKOWSKI, T.; RATHNASINGHAM, R.; BREUER, K. S. (1997). *Small Scale Forcing of a Turbulent Boundary Layer.* AIAA Paper, 97-1792.

MADDALON, D. V.; COLLIER, F. S.; MONTOYA, F. S.; LAND, C. K. (1989). *Transition Flight Experiments on a Swept Wing with Suction.* AIAA Paper, 89-1893.

MALLINSON, S. G.; REIZES, J. A.; HONG, G. (2001). *An experimental and Numerical study of Synthetic Jet Flow.* The Aeronautical Journal Paper, n. 2533, pp. 41-49.

MALLINSON, S. G.; KWOK, C. Y.; REIZES, J. A. (2003). *Numerical Simulation of Micro-Fabricated Zero Mass-Flux Jet Actuators.* Sensors and Actuators A, n. 105, pp. 229-236.

MALLINSON, S. G.; REIZES, J. A.; HONG, G.; WESTBURY, P. S. (2003). *Analysis of Hot-Wire Anemometry Data Obtained in a Synthetic Jet Flow.* Experimental Thermal and Fluid Science, n. 28, pp. 265-272.

MEITZ, H. L. (1996). *Numerical Investigation of Suction in a Transitional Flat-Plate Boundary Layer.* Thesis Phd in Mechanical Engineering, University of Arizona, Tucson.

MITTAL, R.; RAMPUNGGOON, P.; UDAYKUMAR, H. S. (2001). *Interaction of a Synthetic Jet with a Flat Plate Boundary Layer*. AIAA Paper, 2001-2773.

NAE, C. (2002). *Numerical Simulation of a Synthetic Jet Actuator.* INCAS - National Institute for Aerospace Research, ICA0266.1.

PES, M.; LUKOVIC, B.; ORKWIS, P. D.; TURNER, M. G. (2002). *Modeling of Two Dimensional Synthetic Jet Unsteadiness Using Neural Network Based Deterministic Source Terms.* AIAA Paper, 2002-2860.

POPE, H.; RAE, W. H. (1984). *Low-Speed Wind Tunnel Testing.* Nova Iorque, John Wiley & Sons.

RAO, P. P.; GILARRANZ, J. L.; KO, J.; STRGANAC, T.; REDINIOTIS, O. K. (2000). *Flow Separation Control Via Synthetic Jet Actuation.* AIAA Paper, 2000-0407.

RATHNASINGHAM, R.; BREUER, K. S. (1997). *Coupled Fluid Structural Characteristics of Actuators for Fluid Control.* AIAA Journal, vol. 35, pp. 832-837.

RAVINDRAN, S. S. (1999). *Active Control of Flow Separation Over an Airfoil.* National Aeronautics and Space Administration T. M., 1999-209838.

REDINIOTIS, O. K.; KO, J.; YUE, X.; KURDILA, A. J. (1999). *Synthetic Jets, Their Reduced-Order Modeling and Applications to Flow Control.* AIAA Paper, 99-1000.

RIZZETTA, D. P.; VISBAL, M. R.; STANEK, M. J. (1998). *Numerical Investigation of Synthetic Jet Flow Fields.* AIAA Paper, 98-2910.

ROOS, F. W. (1997). *Synthetic Jet Micro-blowing for Vortex Asymmetry Management on a Hemisphere Cylinder Forebody.* AIAA Paper, 97-1973.

ROTH, J. R.; SHERMAN, D. M.; WILKINSON; S. P. (1998). *Boundary Layer Flow with a One Atmosphere Uniform Glow Dicharge Surface Plasma.* 36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reno, Nevada. Janeiro 1998.

SCHAEFFLER, N. W. (2003). *The Interaction of a Synthetic Jet and a Turbulent Boundary Layer.* 41st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. Reno, Nevada. Janeiro 2003.

SCHLICHTING, H. (1979). *Boundary Layer Theory.* McGraw-Hill Book Company, Nova Iorque, 7ª Edição.

SEIFERT, A.; BACHAR, T.; KOSS, D.; SHEPSHELOVICH, M.; WYGNANSKI, I. (1993). *Oscillatory Blowing: A Toll to Delay Boundary Layer Separation.* AIAA Journal, vol. 31, n. 11.

SEIFERT, A.; PACK, L.G. (1998). *Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers.* AIAA Paper, 98-0214.

SINHA, S. K.; PAL, D. (1993). *On the Differences Between the Effect of Acoustic Perturbation and Unsteady Bleed in Controlling Flow Separation Over a Circular Cylinder.* SAE Tech Paper 932573.

SMITH, B. L.; GLEZER, A. (1994). *Vectoring of a High Aspect Ratio Rectangular Air Jet Using a Zero Net Mass Flux Control Jet.* Bull. Am. Physics Society n. 39.

SMITH, B. L.; GLEZER, A. (1997). *Vectoring and Small Scale Motions Effected in Free Shear Flows Using Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 97-0213.

SMITH, B. L.; GLEZER, A. (1998). *The Formation and Evolution of Synthetic Jets.* Physics Fluids, n. 10, pp. 2281-2297.

SMITH, D. R.; AMITAY, M.; KIBEN, K.; PAREKH, D. E.; GLEZER, A. (1998). *Modification of Lifting Body Aerodynamics Using Synthetic Jet Actuators.* AIAA Paper, 98-0209.

SMITH, B. L.; SWIFT, G. W. (2001). *Synthetic Jets at Large Reynolds Number and Comparison to Continuous Jets.* AIAA Paper, 2001-3030.

SMITH, B. L.; GLEZER, A. (2005). *Vectoring of Adjacent Synthetic Jets.* AIAA Journal, vol. 43, n. 10, October.

SOUZA, L. F. (2003). *Instabilidade Centrífuga e Transição para Turbulência em Escoamentos Laminares sobre Superfícies Côncovas.* PhD Thesis, Instituto Tecnológico de Aeronáutica.

SOUZA, L. F.; MENDONÇA, M. T.; MEDEIROS, M. A. F. (2005). *The advantages of using high-order finite differences schemes in laminar-turbulen transition studies*. International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 48, pp 565-592.

STEMMER, C. (2001). *Direct Numerical Simulation of Harmonic Point Source Disturbances in a Airfoil Boundary Layer with Adverse Pressure Gradient*. PHD Thesis, IAG Universität Sttutgart.

STÜBEN, K.; TROTTENBERG, U. (1981). *Nonlinear Multigrid Methods, The Full Approximation Scheme.* Köln: Springer-Verlag, 213 pp.

TSINOBER, A. (1990). *MHD Flow Drag Reduction, in Viscous Drag Reduction in Boundary Layers.* AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, vol. 123, pp. 327-349.

UDAYKUMAR, H. S.; MITTAL, R.; SHYY, W. (1999). *Solid Liquid Phase Front Computations in the Sharp Interface Limit on Fixed Grids.* J. Comput. Phys. vol. 18, pp. 535-574.

WILLIAMS, D. R.; ACHARYA, M.; BERNHARDT, J.; YANG, P. M. (1991). *The Mechanism of Flow Control on a Cylinder with the Unsteady Bleed Technique.* AIAA Paper, 91-0039.

WILLIANSON, J. H. (1980). *Low-Storage Runge-Kutta Schemes.* Journal of Computational Physics, vol. 35, pp. 48-56.

WU, J. M.; LU, X. Y.; DENNY, A. G.; FAN, M. (1997). *Post-Stall Lift Enhancement on an Airfoil by Local Unsteady Control, Part I. Lift, Drag and Pressure Characteristics.* AIAA Paper, 97-2063.

WU, J. Z.; LU, X. Y.; DENNY, A. G.; FAN, M.; WU, J. M. (1998). *Post-Stall Flow Control on an Airfoil by Local Unsteady Forcing.* Journal of Fluid Mechanics, vol. 371, pp. 21-58.

WYGNANSKI, I.; SEIFERT, A. (1994). *The Control of Separation by Periodic Oscillations.* AIAA Paper, 94-2608.

ZAMAN, K. B. M. Q.; BAR-SEVER, A.; MANGALAM, S. M. (1987). *Effect of Acoustic Excitation on the Flow over a Low Reynolds Airfoil.* Journal of Fluid Mechanics, vol. 182, pp. 127-148.