

UNIVERSIDADE DO VALE DO RIO DOS SINOS - UNISINOS  
UNIDADE ACADÊMICA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

CARACTERIZAÇÃO FLUIDODINÂMICA E TÉRMICA DE JATOS SINTÉTICOS

MATHEUS VICENZO LEHNEN

Dissertação de Mestrado

São Leopoldo, Maio de 2012

# CARACTERIZAÇÃO FLUIDODINÂMICA E TÉRMICA DE JATOS SINTÉTICOS

Matheus Vincenzo Lehn

Trabalho submetido ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade do Vale do Rio dos Sinos – UNISINOS como pré-requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Prof. Dr. Conrad Yuan Yuen Lee

Banca Examinadora:

Prof.<sup>a</sup> Dr.<sup>a</sup> Flavia Schwarz Franceschini Zinani – Universidade do Vale do Rio dos Sinos

Prof. Dr. Francis Henrique Ramos França – Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Prof. Dr. Paulo Roberto Wander – Universidade do Vale do Rio dos Sinos

Ficha catalográfica

L523c Lehen, Matheus Vincenzo  
Caracterização fluidodinâmica e térmica de jatos sintéticos /  
por Matheus Vincenzo Lehen. – 2012.  
124 f. : il., 30 cm.

Dissertação (mestrado) — Universidade do Vale do Rio dos  
Sinos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica,  
2012.  
Orientação: Prof. Dr. Conrad Yuan Yuen Lee.

1. Análise fluidodinâmica – Jato sintético. 2. Dissipação  
térmica – Eficiência. 3. Número de Nusselt. 4. Parâmetros  
geométricos. I. Título.

CDU 621.6

Catálogo na Fonte:  
Bibliotecária Vanessa Borges Nunes - CRB 10/1556

Universidade do Vale do Rio dos Sinos – UNISINOS

Fundo Pe. Milton. Valente de Apoio Acadêmico

*Dedico este trabalho à minha namorada Alana Hoffmeister,  
ao meu pai Eliseo Lehnen e à minha mãe Vera Liana Lehnen,  
que pacientemente estiveram ao meu lado me apoiando,  
e a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a sua realização.*

## **AGRADECIMENTOS**

*Agradeço primeiramente a Deus, por tudo.*

*Agradeço a Eliseo Lehnen e Vera Liana Lehnen, meus pais, pelo suporte, dedicação e compreensão.*

*À minha namorada Alana Hoffmeister, pela compreensão do meu tempo dedicado aos estudos e pela constante fé em mim.*

*Ao professor Dr. Conrad Yuan Yuen Lee, orientador deste trabalho, pelos seus conhecimentos a mim transmitidos, sua paciência e dedicação, sua atenção e boa vontade.*

*Ao Fundo Pe. Milton. Valente de Apoio Acadêmico pela bolsa de estudos.*

*Aos demais professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Unisinos, que nestes dois anos muito me ensinaram e influenciaram com o seu grande conhecimento.*

*Aos colegas de mestrado pelo incentivo e pela amizade.*

## RESUMO

Nos dias atuais, os componentes eletrônicos estão cada vez mais potentes e com mais dispositivos integrados e há a necessidade de uma dissipação térmica mais eficiente. Os atuais ventiladores e dissipadores de calor usando ar como fluido de trabalho estão ficando obsoletos. Por este motivo, torna-se necessário o desenvolvimento de um sistema mais eficiente. Existem três técnicas principais em estudo nesta área: resfriamento líquido, trocadores de calor compostos por microcanais e jatos sintéticos como transmissores de quantidade de movimento ao fluido. Entretanto, a análise em pequena escala encontra limitações experimentais de modo que uma abordagem por Dinâmica de Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics* – CFD) é mais recomendável para caracterizar e validar o desempenho dos jatos sintéticos. O objetivo principal deste trabalho é realizar uma análise fluidodinâmica de jatos sintéticos e caracterizar a troca térmica de jatos sintéticos colidindo sobre uma superfície aquecida, através de simulação numérica. A flexibilidade da aproximação numérica também possibilita o estudo da sensibilidade do design a vários parâmetros físicos e geométricos, tais como o número de Reynolds, a frequência do atuador, o número de Prandtl, a distância da placa aquecida ao orifício da cavidade, o formato do orifício do atuador, a profundidade da cavidade e a espessura da placa do orifício. Os resultados caracterizam o efeito dos parâmetros físicos e geométricos de interesse na formação do jato e na dissipação térmica. O conhecimento agregado neste estudo permitiu determinar uma correlação para o número de Nusselt em função da frequência adimensional – o número de Strouhal – do número de Reynolds, do número de Prandtl e da distância adimensional da superfície aquecida ao orifício. Assim, é possível prever o comportamento de tais jatos sobre a superfície aquecida, e assim contribuir para os atuais estudos nesta linha de pesquisa. Os resultados apresentados tem então aplicação em estudos posteriores, de maior complexidade de design com atuadores combinados com trocadores de calor de aletas, coolers e micro canais, resultando em avanços na área de resfriamento de microchips.

**Palavras-chave:** Jato sintético, Número de Nusselt, Eficiência de dissipação térmica, Parâmetros Geométricos.

## ABSTRACT

Current electronic components are becoming ever more potent and densely integrated, which requires further increases in the efficiency of heat dissipation. With current fan-based heat dissipation techniques with air as the working fluid becoming outdated, there is a pressing need to develop more efficient methods to cope with demand. So far, three techniques have been the primary focus of studies in this area: liquid cooling, microchannel heat exchangers and synthetic jets used to promote increased momentum transfer. Analysis of such devices at the small physical scale of electronic components is somewhat problematic in experimental form so that a computational fluid dynamics (CFD) approach is recommended. The main objective of this study is thus to utilize a CFD approach to establish the performance characteristics of a synthetic jet impacting against a heated surface. The flexibility of a numerical approach also allows the examination of the sensibility of the design with respect to several physical and geometric parameters such as Reynolds number, pulsing frequency, jet orifice shape and size, cavity size and distance between the heated surface and the device. Such results, provide insight in the effect of physical and geometric parameters in the jet formation and heat dissipation. The combined knowledge of this study allowed the development of a practical correlation for the Nusselt number based on the Strouhal number (normalized pulsing frequency), Reynolds number, Prandtl number and the distance between the heated surface and the synthetic jet. This result allows improved predictions of a jet impacting against a heated surface and, consequently, adds an important contribution to other studies in this area. It is expected that the results presented here will be the starting point for further work, in which increasingly complex geometries such as actuators combined with heat exchangers equipped with fins, coolers or microchannels are examined to further improve the knowledge in the field of electronic cooling.

**Keywords:** Synthetic jets, Nusselt number, thermal dissipation efficiency, geometric parameters.



## **LISTA DE ABREVIATURAS**

CFD	Computational Fluid Dynamics (Dinâmica de Fluidos Computacional).
PIV	Particle Image Velocimetry (Velocimetria por imagem de partículas).
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes (Média de Reynolds para Navier Stokes).
SST	Shear-Stress-Transport (Transporte da Tensão de Cisalhamento).
UDF	User Defined Functions (Funções definidas pelo usuário).
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (Média de Reynolds para Navier Stokes em Simulações Intransientes)

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$  – Amplitude do diafragma [m].

$b$  – Largura média do jato, definida como a posição transversal onde  $u = 0,01U_{cl}$ .

$C_p$  – Calor específico [ $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ].

$D$  – Diâmetro do orifício [m].

$D_h$  – Diâmetro da região aquecida para o problema térmico [m].

$D_m$  – Diâmetro da membrana [m].

$D_p$  – Largura da região externa ao jato [m].

$f$  – Frequência de oscilação da membrana [Hz].

$h$  – Coeficiente de transferência de calor por convecção médio [ $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ].

$h_0$  – Espessura da placa do orifício [m].

$h_z$  – Largura do orifício no sentido perpendicular ao plano  $xy$ , na direção  $z$  (somente orifícios retangulares) [m].

$H$  – Distância entre o orifício da cavidade e a placa aquecida [m].

$H_c$  – Profundidade da cavidade [m].

$I_0$  – Impulso médio da membrana [ $\text{kg m s}^{-1}$ ].

$k$  – Condutividade térmica [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ].

$L$  – Comprimento adimensional de coluna de fluido ejetado durante o curso de sopro.

$L_0$  – Comprimento de coluna de fluido equivalente a quantidade de fluido ejetada durante o curso de sopro pelo orifício [m].

$Nu$  – Número de Nusselt médio sobre a região aquecida.

$Pr$  – Número de Prandtl.

$q''$  – Fluxo térmico [ $\text{W m}^{-2}$ ].

$Q$  – Vazão volumétrica através de um plano arbitrário [ $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ ].

$Re_{I_0}$  – Número de Reynolds baseado no impulso médio.

$Re_{U_0}$  – Número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício.

$St_{U_0}$  – Número de Strouhal definido de acordo com o diâmetro do orifício e velocidade

média do jato.

$T$  – Temperatura instantânea do fluido no local [K].

$T_{avg}$  – Temperatura média local [K].

$T_{avg\ max}$  – Temperatura média máxima [K].

$T_{avgnorm}$  – Temperatura média normalizada.

$T_{\alpha}$  – Temperatura média do fluido no domínio [K].

$T_{max}$  – Temperatura máxima instantânea do fluido no domínio [K].

$T_{norm}$  – Temperatura instantânea normalizada.

$T_{per}$  – Período de oscilação da membrana [s].

$T_{ref}$  – Temperatura de referência [K].

$T_w$  – Temperatura média da parede aquecida [K].

$u$  – Velocidade longitudinal média [ m s<sup>-1</sup> ].

$u'$  – Flutuação da velocidade longitudinal média [ m s<sup>-1</sup> ].

$u_0(t)$  – Média de área da velocidade instantânea no plano externo de saída do orifício [ m s<sup>-1</sup> ].

$u_{inst}(t)$  – Velocidade longitudinal instantânea [ m s<sup>-1</sup> ].

$uu$  – Autocorrelação da flutuação da velocidade longitudinal média [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> ].

$uv$  – Correlação cruzada entre a velocidades  $u$  e  $v$  médias [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> ].

$U_0$  – Velocidade média do orifício de acordo com  $L_0$  [ m s<sup>-1</sup> ].

$U_{max}$  – Velocidade média máxima do jato no plano de saída do orifício [ m s<sup>-1</sup> ].

$U_i(y,t)$  – Velocidade longitudinal instantânea do jato no plano de saída do orifício [ m s<sup>-1</sup> ].

$U_c$  – Velocidade média de translação do par de vórtices ou anel de vorticidade [ m s<sup>-1</sup> ].

$U_{cl}(x)$  – velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato [ m s<sup>-1</sup> ].

$v$  – Velocidade transversal média [ m s<sup>-1</sup> ].

$v'$  – Flutuação da velocidade transversal média [ m s<sup>-1</sup> ].

$v_c$  – Velocidade de escoamento do fluxo cruzado [ m s<sup>-1</sup> ].

$v_{inst}(t)$  – Velocidade transversal instantânea [ m s<sup>-1</sup> ].

$vv$  – Autocorrelação da flutuação da velocidade transversal média [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> ].

$\vec{V}$  – Componente vetorial da velocidade nas direções x e y [ m s<sup>-1</sup> ].

$\vec{V}_{avg}$  – Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções x e y [ m s<sup>-1</sup> ].

$\vec{V}_{avgnorm}$  – Velocidade média normalizada do jato, utilizando a componente vetorial da velocidade nas direções x e y.

$\vec{V}_{norm}$  – Velocidade normalizada do jato, utilizando a componente vetorial da velocidade nas direções x e y.

x – Direção longitudinal (ao longo jato) medido a partir do plano do orifício [m].

y – Direção transversal (lateral do jato) medido na região externa a partir da linha de centro do jato [m].

z – Direção no sentido perpendicular ao plano xy (profundidade do jato) medido a partir da linha de centro do jato [m].

#### *Símbolos Gregos*

$\alpha$  – Difusividade térmica [ m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> ].

$\Delta T$  – Diferença de temperatura média entre a superfície aquecida e o meio externo [ m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> ].

$\mu$  – Viscosidade dinâmica [ Pa s ].

$\Omega$  – Vorticidade local instantânea do jato [ s<sup>-1</sup> ].

$\Omega_{avg}$  – Vorticidade local média do jato [ s<sup>-1</sup> ].

$\Omega_{norm}$  – Vorticidade local normalizada do jato [ s<sup>-1</sup> ].

$\Omega_{avgnorm}$  – Vorticidade local média normalizada do jato [ s<sup>-1</sup> ].

$\rho$  – Massa específica [ k m<sup>-3</sup> ].

$v_T$  – Tensão de cisalhamento de Reynolds [ kg m<sup>-1</sup> s<sup>-2</sup> ].

$\nu$  – Viscosidade cinemática [ m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> ].

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1: Esquema de formação do jato sintético.....	25
Figura 2.2: Desenho esquemático da geometria.....	28
Figura 2.3: Mapa de linhas de fluxo médio calculados (em $t/T_{per} = 0,75$ ) a partir de dados de velocimetria por imagem de partícula (PIV). $f = 600$ Hz, $Re_{U_0} = 300$ , $L_0/D = 29,1$ .....	35
Figura 2.4: Segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, temos os gráficos: a) do perfil de velocidade média longitudinal ( $u$ ), b) do perfil de velocidade média transversal ( $v$ ), c) da autocorrelação da flutuação da velocidade média longitudinal ( $uu$ ), d) da autocorrelação da flutuação da velocidade média transversal ( $vv$ ), e) e da correlação cruzada entre as velocidades médias longitudinal e transversal ( $uv$ ). As correlações turbulentas e as velocidades foram normalizadas pela velocidade média na linha central ( $U_{cl}$ ) e o afastamento transversal da linha de centro do jato foi normalizado pela largura média do jato ( $b$ ). Dados medidos para um jato de orifício retangular.....	37
Figura 2.5: Variação da velocidade central média do jato $U_{cl}$ na direção longitudinal a partir do plano do orifício, flutuação turbulenta de $U_{cl}$ (rms) e previsão teórica ( $x^{-1}$ ).....	40
Figura 2.6: Contornos de vorticidade de fase média obtidos por PIV de jatos sintéticos para $Re_{U_0} = 2500$ :.....	42
Figura 2.7: Efeitos do número de Reynolds na saída do orifício $Re_{U_0}$ e da largura adimensional do orifício na direção transversal (somente orifícios retangulares) $h_z/D$ na formação do jato.....	43
Figura 2.8: Contornos de vorticidade instantânea ( $\Omega D/U_{max}$ ) de jato sintético após 10,5 pulsações para $St_{U_0} = 0,0625$ e (a) $Re_{U_0} = 104,2$ e (b) $Re_{U_0} = 416,6$ .....	45
Figura 2.9: Contornos de vorticidade instantânea ( $\Omega D/U_{max}$ ) do jato sintético para n° de $Re_{U_0} = 104,2$ e.....	46
Figura 2.10: Diagrama do gerador de jatos sintéticos de Lee et al. (2003).....	47
Figura 2.11: Geometrias de cavidade testadas nas simulações de Jain et al. (2011). .....	48
Figura 2.12: Efeito de espessura de placa $h_0$ na (a) velocidade longitudinal instantânea do jato na saída do orifício $U_t$ de um fluido incompressível e (b) número de Reynolds de jato de fluido compressível. ....	49

Figura 3.1: Desenho esquemático da geometria.....	65
Figura 3.2: Grade computacional para o domínio de solução (a gravura fora da imagem principal mostra a região marcada ampliada).....	66
Figura 3.3: Visão da malha inteira. ....	66
Figura 3.4: Condições de contorno da malha: I) vista dos eixos $x$ e $y$ , II) vista dos eixos $x$ e $z$ . .....	67
Figura 3.5: Malha para teste de convergência.....	70
Figura 3.6: Visão da malha inteira. ....	73
Figura 3.7: Visão de $\frac{1}{2}$ da malha.....	73
Figura 3.8: Visão de $\frac{1}{4}$ da malha.....	73
Figura 3.9: Refinamento duplo no orifício da cavidade, visão afastada.....	74
Figura 3.10: Malha com profundidade da cavidade rasa $H_c/D=0,41$ . ....	74
Figura 3.11: Malha com profundidade da cavidade com $\frac{1}{4}$ do diâmetro da membrana, $D_m/H_c=4$ . ....	74
Figura 3.12: Malha com profundidade da cavidade com metade do diâmetro da membrana, $D_m/H_c=2$ . ....	75
Figura 3.13: Malha possuindo cavidade com razão de aspecto de $D_m/H_c=2$ , altura de $H_c/D=5,57$ e espessura da placa do orifício de $h_o/D=1/2$ . Orifício retangular.....	75
Figura 3.14: Malha possuindo cavidade com razão de aspecto de $D_m/H_c=2$ , altura de $H_c/D=5,57$ e espessura da placa do orifício de $h_o/D=1/2$ . Borda do orifício em $45^\circ$ com a horizontal.....	76
Figura 3.15: Malha com a borda do orifício em $45^\circ$ com a horizontal, vista aproximada no bocal. ....	76
Figura 3.16: Malha com profundidade da cavidade com $\frac{1}{4}$ do diâmetro da membrana, $D_m/H_c=4$ . ....	76
Figura 3.17: Malha com espessura de placa do orifício mais espessa, $h_o/D=1/2$ .....	77
Figura 3.18: Malha com espessura da placa do orifício mais fina, $h_o/D=1/20$ .....	77
Figura 4.1: Largura média de jato pulsante para três refinamentos de malha e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.....	79
Figura 4.2: Velocidade longitudinal média de jato para três refinamentos de malha numa simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente. ....	79

Figura 4.3: Decaimento da velocidade longitudinal média segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício para a malha 1.5 e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002). .....	80
Figura 4.4: Velocidade longitudinal na linha de centro do jato para uma simulação de jato contínuo e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente. ....	81
Figura 4.5: Largura de jato para uma simulação de jato contínuo e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente. ....	82
Figura 4.6 – Decaimento da velocidade longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício.....	83
Figura 4.7 - Perfil da velocidade transversal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato $y$ , em quatro distâncias do orifício.....	83
Figura 4.8 - Velocidade média longitudinal de jato para uma simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.....	84
Figura 4.9 - Largura média de jato para uma simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente. ....	85
Figura 4.10 - Decaimento da velocidade média longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).....	86
Figura 4.11 - Decaimento da velocidade média transversal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).....	87
Figura 4.12 - Decaimento da autocorrelação da flutuação de velocidade média longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).....	88
Figura 4.13 - Decaimento da correlação cruzada entre as velocidades $u$ e $v$ segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).....	89
Figura 4.14: Desenho esquemático da geometria.....	90
Figura 4.15 – Velocidade central de jato nas geometrias com orifício retangular, com	

diferentes alturas de cavidade $H_C/D$ de modo a proporcionar diferentes razões de aspecto $D_m/H_C$ , junto a correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. .	91
Figura 4.16 - Larguras de jato nas geometrias com orifício retangular, com diferentes alturas de cavidade $H_C/D$ de modo a proporcionar diferentes razões de aspecto $D_m/H_C$ , junto a correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. ....	92
Figura 4.17: Comparação entre o campo de vorticidade local média normalizada da cavidade mais profunda ( $H_C/D = 5,57$ , à esquerda) com o da cavidade rasa ( $H_C/D = 0,41$ , à direita). .....	93
Figura 4.18: Velocidade central de jato na geometria com orifício retangular, com orifício em corte de $45^\circ$ e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. ...	94
Figura 4.19: Larguras de jato na geometria com orifício retangular, com orifício em corte de $45^\circ$ e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. ....	94
Figura 4.20: Perfil de velocidade longitudinal média ( $u$ ) normalizada. Orifício retangular (lado esquerdo) e orifício em corte de $45^\circ$ (lado direito). ....	95
Figura 4.21: Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções x e y ( $\vec{V}_{avg}$ ). Orifício retangular (lado esquerdo) e orifício em corte de $45^\circ$ (lado direito). ....	96
Figura 4.22: Velocidade central do jato na geometria com espessura de placa do orifício mais fina ( $h_o/D=1/20$ ), mais espessa ( $h_o/D=1/2$ ) e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. ....	97
Figura 4.23: Larguras do jato nas geometrias com espessura de placa do orifício mais fina ( $h_o/D = 1/20$ ), mais espessa ( $h_o/D=1/2$ ) e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros. ....	97
Figura 4.24: Perfil de velocidade longitudinal média ( $u$ ) normalizada. Placa de espessura espessa (lado esquerdo) e placa de espessura fina (lado direito). ....	98
Figura 4.25: Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções x e y ( $\vec{V}_{avg}$ ). Placa de espessura espessa (lado esquerdo) e placa de espessura fina (lado direito). ....	99
Figura 4.26: Velocidade instantânea normalizada logo após a dilatação máxima da membrana (em $t = 0,3 T_{per}$ ). ....	100
Figura 4.27: Velocidade instantânea normalizada logo após a dilatação máxima da membrana (em $t = 0,3 T_{per}$ ), vista no orifício. ....	100
Figura 4.28: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo .....	101



Figura 4.29: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo .....	101
Figura 4.30: Vorticidade instantânea normalizada no orifício da cavidade (em $t = 0,3 T_{per}$ ).....	101
Figura 4.31: Vorticidade instantânea normalizada no orifício da cavidade (em $t = 0,3 T_{per}$ ), vista afastada. ....	102
Figura 4.32: Temperatura instantânea normalizada mostrando o calor da parede aquecida sendo transferido para os vórtices primários do fluido (em $t = 0,3 T_{per}$ ).....	102
Figura 4.33: Velocidade instantânea normalizada logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ).....	103
Figura 4.34: Velocidade instantânea normalizada logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista do orifício. ....	104
Figura 4.35: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista aproximada.....	104
Figura 4.36: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários e secundários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista aproximada. ....	105
Figura 4.37: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários e secundários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ). ....	105
Figura 4.38: Magnitude de velocidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação (em $t = T_{per}$ ). ....	106
Figura 4.39: Magnitude de velocidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação (em $t = T_{per}$ ), vista aproximada. ....	106
Figura 4.40: Magnitude de velocidade média normalizada no orifício no final de um ciclo de pulsação .....	107
Figura 4.41: Vorticidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação para o jato sintético (em $t = T_{per}$ , lado direito) e para um jato contínuo após atingido o regime permanente (lado esquerdo). ....	107
Figura 4.42: Temperatura média normalizada no meio externo no final de um ciclo de pulsação para o jato pulsante (em $t = T_{per}$ , lado direito da imagem) e no mesmo instante de tempo, ainda não em regime permenete, para o jato contínuo (lado esquerdo). ....	108
Figura 4.43: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em	

água com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 300. ....	111
Figura 4.44: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em água com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 1200. ....	112
Figura 4.45: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em etanol com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 300. ....	113
Figura 4.46: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em etanol com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 1200. ....	114
Figura 4.47: Número de Nusstelt em função da correlação encontrada, utilizando diversos parâmetros. ....	115

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>24</b>
2.1	DESCRIÇÃO .....	24
2.2	PERSPECTIVA HISTÓRICA .....	26
2.3	PARÂMETROS FÍSICOS E DE DESEMPENHO.....	28
2.4	EVOLUÇÃO DO CAMPO PRÓXIMO MÉDIO .....	34
2.5	EVOLUÇÃO DO CAMPO DISTANTE MÉDIO .....	36
2.6	CARACTERIZAÇÃO E FORMAÇÃO DO JATO SINTÉTICO TRANSIENTE....	40
2.6.1	Efeitos do Número de Strouhal na Formação do Jato.....	40
2.6.2	Efeitos do Número de Reynolds na Formação do Jato .....	42
2.6.3	Efeitos de Geometria na Formação do Jato Sintético.....	46
2.7	O PROBLEMA TÉRMICO .....	50
2.8	APLICAÇÃO DE JATOS SINTÉTICOS AO PROBLEMA TÉRMICO .....	53
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS .....</b>	<b>55</b>
3.1	ANSYS CFX .....	55
3.2	MODELO MATEMÁTICO.....	55
3.2.1	Equação da continuidade.....	55
3.2.2	Princípio de conservação da quantidade de movimento.....	56
3.2.3	Conservação da energia .....	58
3.2.4	Decomposição de Reynolds – Equações médias de Reynolds.....	60
3.2.5	Modelo de Turbulência – Equação de Energia Turbulenta.....	63
3.3	GEOMETRIAS E MALHAS .....	65
3.3.1	Malha para estudo de convergência .....	70
3.3.2	Malha para estudo térmico.....	71
3.3.3	Refinamento da malha na região do bocal.....	73
3.3.4	Malha para estudo da profundidade da cavidade.....	74
3.3.5	Malha para estudo do formato do bocal .....	75
3.3.6	Malha para estudo da espessura da placa do orifício .....	76
<b>4</b>	<b>RESULTADOS .....</b>	<b>78</b>
4.1	CONVERGÊNCIA DE MALHA .....	78
4.2	JATO CONTÍNUO .....	81

4.3	JATO PULSANTE.....	84
4.4	ANÁLISE DE PARÂMETROS GEOMÉTRICOS .....	90
<b>4.4.1</b>	<b>Profundidade da Cavidade.....</b>	<b>90</b>
<b>4.4.2</b>	<b>Formato do Bocal .....</b>	<b>93</b>
<b>4.4.3</b>	<b>Espessura da Placa do Orifício .....</b>	<b>96</b>
4.5	EJEÇÃO DO JATO.....	99
4.6	SUCÇÃO DO JATO .....	103
4.7	MÉDIA TEMPORAL .....	105
4.8	NUSSELT .....	108
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO.....</b>	<b>118</b>
<b>6</b>	<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>120</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, os modernos dispositivos microeletrônicos tiveram um aumento dramático na sua potência e geração interna de calor, aumentando também os requisitos de resfriamento. Por exemplo, um processador Intel 80286 dissipava 1,1 W em 1982 enquanto que um processador Intel i7-970 necessita dissipar 130 W em 2010. Baummer *et al.* (2008) estima que a combinação do aumento de potência com a miniaturização de microprocessadores pode levar a patamares de fluxos térmicos de 1000 W/m<sup>2</sup> no futuro. Conseqüentemente, soluções de refrigeração eficazes são fundamentais na concepção de dispositivos eletrônicos para prevenir a degradação térmica e prorrogar a vida útil dos componentes semicondutores. Mas, como relatado por Chaudhari *et al.* (2010b), os métodos de refrigeração convencionais (dissipadores de calor tradicionais com aletas e convecção forçada) estão se tornando rapidamente insuficientes para dissipar as cargas de calor intensas encontradas nestes novos microprocessadores. Estudam-se então técnicas e modificações para aprimorar a transferência de calor em comparação a estes métodos convencionais e atingir de maneira conservadora, fluxos térmicos acima dos previstos (OHADI, 2003).

Várias técnicas de resfriamento utilizando líquidos existem como alternativas à convecção forçada de ar. A utilização de líquidos é proveitosa tanto por sua maior condutividade térmica em relação a gases como também pela capacidade térmica de absorção de calor em um processo de mudança de fase. Este estudo comenta quatro tipos de dispositivos de troca de calor, dando maior importância à utilização de jatos sintéticos, mas comentando o desenvolvimento de microcanais (canais em micro escala para troca de calor) e alguns estudos de tubos com micro aletas.

Com relação aos jatos, existem dois tipos de dispositivos que auxiliam na troca de calor: os jatos contínuos e os jatos sintéticos. Jatos sintéticos são dispositivos compostos por uma cavidade selada, tendo um pequeno orifício na sua extremidade superior que dá abertura para o meio externo. A parte inferior da cavidade vibra, fazendo o fluido oscilar para dentro e para fora. Essa oscilação constante de sopro e sucção origina um par de vórtices que se afastam do orifício, formando um jato médio com indução de quantidade de movimento no fluido externo. Porém, o impulso transmitido a cada vórtice precisa ser grande o suficiente para superar a influência dos parâmetros geométricos e das forças associadas ao curso de sucção. Este jato pode ser usado para aumentar a turbulência em escoamentos e, conseqüentemente o coeficiente de transferência de calor sobre superfícies aquecidas. Vários

estudos foram executados utilizando jatos sintéticos, inclusive para o controle da camada limite de aerofólios. Também foram pesquisados diferentes métodos para criar a oscilação na parte interna da cavidade, sendo mais comum o uso de uma membrana ou de um campo acústico (GLEZER E AMITAY, 2002).

Uma característica dos jatos sintéticos é que não são formados a partir da injeção de massa no meio externo, apenas do trabalho do fluido em que estão implantados. Possuem diversas vantagens, entre elas, tamanho e peso reduzidos, fácil manufatura e baixo custo. Em contraste, jatos contínuos necessitam da injeção de massa para produzir o mesmo efeito da quantidade de movimento no fluido externo, sendo, portanto, mais complexos e caros. A natureza oscilatória de um jato sintético leva a uma evolução espacial diferente da evolução de um jato contínuo, mas ambos os tipos de jatos tem características médias semelhantes.

Durante o curso de sopro (ejeção de fluido), a pressão estática média no plano de saída do jato é obviamente positiva em relação ao fluido externo. Durante o fluxo de sucção, a pressão estática média próxima à saída do jato sintético é inferior à pressão ambiente e os componentes de velocidade longitudinal e de fluxo cruzado invertem sua direção nesta etapa do ciclo. A operação contínua do dispositivo com inversão periódica do fluxo forma então um ponto de estagnação na linha central a jusante do orifício, limitando o fluxo de sucção para um domínio estreito perto do plano de saída e minimizando a reingestão do jato externo. O grau de interação entre o vórtice criado e o fluxo invertido pela sucção do líquido depende do impulso inicial do vórtice e da sua distância do orifício. Esta posição média do ponto de estagnação não se encontra no plano do orifício, mas acima dele e sua altura varia no tempo. Abaixo do ponto de estagnação, o fluido admitido através do orifício é tragado completamente da região próxima ao plano do orifício. Acima do ponto de estagnação, o fluido é arrastado das regiões laterais do jato em direção ao orifício até convergir na região central e ser então redirecionado ao longo do jato.

Apesar da evolução física radicalmente diferente, experimentos comprovam que para uma região suficientemente distante do orifício, o jato sintético médio se assemelha a um jato contínuo. Sendo assim, as mesmas variáveis de autossimilaridade para jatos contínuos também são válidas para jatos sintéticos mas existem diferenças na quantidade de movimento. Como o jato sintético é formado por pulsações periódicas de fluido, Glezer e Amitay (2002) sugerem que a menor quantidade de movimento de jatos sintéticos em relação a jatos contínuos é resultado dos gradientes de pressão longitudinais contrários, perto do orifício do jato, que são impostos pelo ciclo de sucção do atuador e se manifestam pela pressão estática

média no tempo. Esta característica também resulta em diferenças no comportamento do crescimento do jato e velocidade média do mesmo varia entre os dois tipos de dispositivo.

São comentados neste trabalho, entre diversos dados: os dados experimentais com incrementos de até 190 % no coeficiente de transferência de calor para um fluxo turbulento utilizando tubos com micro aletas (COPETTI *ET AL.*, 2004); a mudança de fase do refrigerante como parte do processo de resfriamento em microtubos e o uso de dispositivos piezoelétricos diretamente nas bordas internas de um microtubo para fazer o fluido circulante entrar em vibração, conseguindo uma melhoria de 11,5% na transferência de calor (STEINKE & KANDLIKAR, 2004a, 2004b); e a utilização do pulsar do fluxo, através da variação de vazão alternada, que produz melhorias na troca térmica em um dispositivo bifásico de até 15%, dependendo da frequência de variação do fluxo, podendo ser aplicada a um microcanal (HESSAMI *ET AL.*, 2003). Assim, a utilização de jatos é vista com grande interesse pelo potencial de aumento de convecção através da manipulação da turbulência.

Com relação aos parâmetros que formam o jato sintético, alguns de maior importância analisados neste trabalho são o número de Strouhal, o número de Reynolds, a profundidade da cavidade, a espessura da placa do orifício e o formato do orifício.

O número de Strouhal é definido na Seção 2.3 acordo com o diâmetro do orifício, com a frequência de oscilação da membrana e com a velocidade média do jato. Quanto à importância do número de Strouhal na formação de um jato sintético, entre alguns autores, Didden (1979) e Holman *et al.* (2005) determinaram o intervalo do número de Strouhal para os quais há formação de jatos sintéticos, que é apresentado neste estudo. Com relação ao número de Reynolds, Crook e Wood (2001) observaram que aumentos progressivos do número de Reynolds resultam em pares de vórtices distintos e progressivamente maiores e, acima de determinado valor, que também que é apresentado neste estudo, a vorticidade adquire características turbulentas com vorticidade secundária sendo gerada. Zhang *et al.* (2008), Gharib *et al.* (1998), Shuster e Smith (2007) e Zhong *et al.* (2007) definiram ainda um intervalo para o número de Strouhal além do qual a intensidade da vorticidade primária permanece constante e o excesso de vorticidade é despejado na forma de um vórtice secundário. Este trabalho mostra também o modo como as pesquisas nesta linha alteram o número de Reynolds e de Strouhal independentemente entre si, para seus comportamentos serem avaliados separadamente. Os parâmetros geométricos de interesse na formação do jato sintético também são avaliados neste trabalho e por outros autores da área.

No âmbito de aplicação de jatos sintéticos ao problema térmico, a princípio, era de se

esperar que fossem obtidos resultados semelhantes na troca térmica com jatos sintéticos impactando contra uma superfície aquecida. Porém, a grande variedade de parâmetros de operação de um jato sintético produz resultados que contém uma gama de variações consideráveis. Por exemplo, Garg *et al.* (2005) examinaram a influência da frequência de pulsação no desempenho térmico do jato sintético e descobriram que a efetividade do jato depende fortemente da distancia longitudinal e da frequência de operação da membrana. Uma mudança na configuração geométrica do problema também produz resultados superiores ao resfriamento convencional. São comentados no presente trabalho diversos estudos e resultados nesta área, bem como apresentado os valores do presente estudo, que realiza o cálculo do número de Nusselt médio para jatos contínuos e sintéticos.

Alguns problemas relativos aos jatos sintéticos são ainda elucidados em mais detalhe, como a influência dos parâmetros geométricos e físicos na estrutura do fluxo e na eficiência do controle de fluxo. Em comparação com jatos contínuos e sintéticos, vários estudos sobre jatos sintéticos colidindo com placas aquecidas têm sido realizados, porém, não há uma correlação para o cálculo do número de Nusselt unificando: a frequência adimensional, através do Número de Strouhal definido de acordo com o diâmetro do orifício e velocidade média do jato  $St_{U_0}$ ; o número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$ ; o número de Prandtl  $Pr$ ; e a distância adimensional entre o orifício e a placa aquecida ( $H/D$ ).

O objetivo geral deste trabalho é de aumentar o conhecimento fluidodinâmico e térmico de jatos sintéticos. Inicialmente, foram analisadas as simulações, a influência dos parâmetros geométricos na formação do jato e a convergência de malha. Posteriormente, foram simulados o resfriamento de superfícies aquecidas utilizando jatos sintéticos, analisando a variação de diversos tipos de parâmetros na transferência de calor, criando correlações que serão usadas como referência na transferência de calor dentro desta área. Por fim, o trabalho favorece futuras pesquisas ao expor uma correlação analítica para a transferência de calor. Tal correlação se torna referência à literatura existente na transferência de calor utilizando jatos sintéticos dentro dos parâmetros desenvolvidos. O presente trabalho se justifica em favorecer o entendimento da utilização de jatos sintéticos no arrefecimento de dispositivos eletrônicos para melhorar as tecnologias utilizadas nesta área, visando à caracterização fluidodinâmica e térmica de jatos sintéticos, sendo de suma importância para a região, o país, e empresas de microeletrônica e resfriamento térmico.

Este estudo caracteriza o fluxo térmico usando jatos sintéticos para aplicações em transferência de calor, abrindo mão de recursos de Dinâmica de Fluidos Computacional



(CFD). Para tanto, apresentam-se primeiramente a justificativa e o objetivo do trabalho. Na segunda parte, mais precisamente no Capítulo 2, é apresentada uma revisão detalhada da descrição de jatos sintéticos, uma perspectiva histórica, os parâmetros que influenciam o jato sintético e o problema térmico, a evolução dos jatos em campo próximo e distante, a caracterização de formação do jato transiente e a aplicação dos jatos no problema térmico, apontando resultados de pesquisas realizadas até o presente momento. A terceira parte do estudo, no Capítulo 3, visa mostrar os materiais e métodos que serão utilizados para realização da pesquisa, desde o programa computacional e o modelo matemático até as geometrias e malhas para estudos detalhados. Na quarta parte do trabalho, no Capítulo 4, estão os resultados obtidos de validação do modelo, da malha, e dos jatos contínuos e pulsantes. Também estão presentes os efeitos da profundidade da cavidade, do formato do bocal e da espessura da placa do orifício, a análise da ejeção e sucção do jato, bem como de sua média temporal. Por fim, mostra uma correlação que caracteriza o número de Nusselt usando jatos sintéticos para aplicações em transferência de calor. E na última parte do trabalho, estão as conclusões relativas aos estudos realizados.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Jatos sintéticos são dispositivos compostos por uma cavidade selada, tendo um pequeno orifício na sua extremidade superior que dá abertura para o meio externo. A parte inferior da cavidade pode ser selada por três tipos diferentes de dispositivos: uma membrana osciladora (SMITH E GLEZER 1997, 1998; MALLISON *ET AL.* 1999; CROOK *ET AL.* 1999, CHEN *ET AL.* 2000) com uma variedade de elementos de disco piezo-cerâmicos de diferentes propriedades (CHEN *ET AL.* 2000); um pistão que força alternativamente a sucção e a ejeção do fluido externo através do orifício superior (REDINIOTIS *ET AL.* 1999, CROOK E WOOD 2001); ou ainda um alto falante ou uma unidade acústica (ERK, 1997; MCCORMICK, 2000; HONOHAN *ET AL.*, 2000).

### 2.1 DESCRIÇÃO

Quando a cavidade é selada por uma membrana, sua oscilação faz o fluido entrar e sair da cavidade constantemente. Durante o curso de sopro (ejeção de fluido para fora da cavidade) o fluido ejetado separa-se nas bordas afiadas do orifício e forma um par de vórtices (em jatos bidimensionais) ou um anel de vórtices (em jatos tridimensionais) no meio externo (SAFFMAN, 1981; AUERBACH, 1987). Quando a membrana procede no seu curso de admissão (sucção de fluido do meio externo para dentro da cavidade), o par de vórtices ejetado anteriormente se encontra deslocado longe suficiente do orifício e não é arrastado de volta para a cavidade. Deste modo, a atuação contínua da membrana forma um jato médio com indução de quantidade de movimento no fluido externo (Fig.(2.1)). Tal jato pode ser usado para diversas funções, como controle de fluxo, controle da camada limite de aerofólios, aumentar a turbulência em escoamentos e, conseqüentemente, o coeficiente de transferência de calor sobre superfícies aquecidas, ou ainda a mistura de uma pré-combustão.

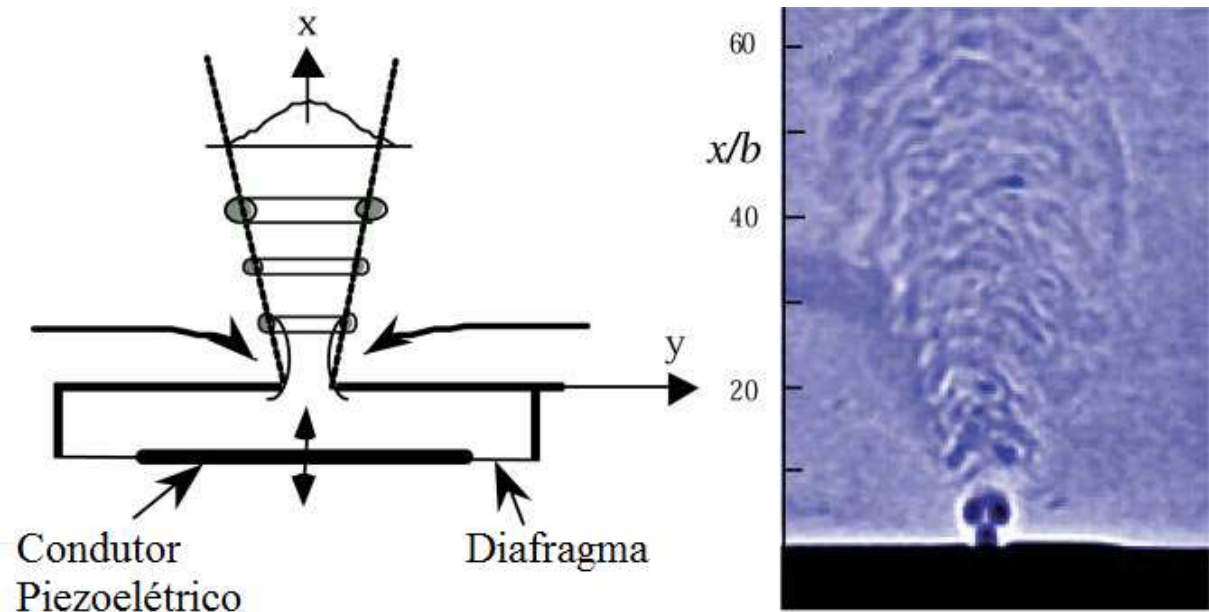


Figura 2.1: Esquema de formação do jato sintético.  
Fonte: Smith e Glezer (1998).

Segundo Glezer e Amitay (2002), a oscilação da pressão através do orifício necessária para formar um jato sintético também pode ser imposta por um campo acústico, ou seja, a membrana osciladora de uma caixa de som. Para este caso, o efeito de compressibilidade do ar permite que a ressonância acústica atinja amplitudes de oscilação de pressão altas o suficiente para induzir periodicamente um enrolamento e o subsequente deslizamento horizontal dos vórtices através do orifício. Como no mecanismo descrito no parágrafo anterior, os parâmetros de geração acústica também necessitam que o impulso transmitido a cada vórtice seja suficientemente grande para superar a influência da geometria do orifício e das forças associadas ao curso de sucção.

Uma característica dos jatos sintéticos é que eles não são formados a partir da injeção de massa externa, mas apenas do trabalho do fluido em que estão implantados. Sendo assim, várias terminologias são utilizadas na literatura para se referir a estes dispositivos: Zhang *et al.* (2008) utiliza “ZNMF”, sigla em inglês para dispositivos com *Zero-Net-Mass-Flux* (fluxo de massa líquida zero); Mallinson *et al.* (2003) prefere o termo "SJA" para indicar *Synthetic Jet Actuator* (atuador de jato sintético); mas o termo mais frequentemente utilizado é simplesmente "jato sintético" de Smith e Glezer (1998), referindo-se tanto ao dispositivo gerador como a estrutura externa produzida em sua operação.

Os jatos sintéticos também possuem várias vantagens: tamanho e peso reduzidos, já que uma simples cavidade com um orifício e uma membrana os tornam dispositivos leves e pequenos, podendo ainda ter diversos tamanhos e formatos; fácil manufatura, baixo custo e

maior confiabilidade (ZHANG *ET AL.* 2008). Em contraste, jatos convencionais ou contínuos produzem o mesmo efeito da quantidade de movimento no fluido externo, mas necessitam de injeção de massa externa ao sistema, o que aumenta a complexidade e o custo. Como virá a ser apresentada, a natureza oscilatória de um jato sintético leva a uma evolução espacial diferente da evolução de um jato contínuo (jato com fluxo de massa positivo) com o mesmo orifício e o mesmo tempo médio de fluxo, mas ambos os tipos de jatos tem características médias semelhantes.

## 2.2 PERSPECTIVA HISTÓRICA

É importante para o entendimento dos jatos sintéticos, compreender a evolução dos mesmos no âmbito histórico. Os jatos sintéticos se baseiam no ressonador Helmholtz, um dispositivo criado por Hermann von Helmholtz, em 1850, para aplicações acústicas (HELMHOLTZ, 1954). Neste dispositivo, o ar é forçado em uma cavidade aumentando a pressão interna. Quando a força externa que empurra o ar para dentro da cavidade é removida, o ar dentro da cavidade em alta pressão naturalmente flui para fora. No entanto, essa onda de ar que flui para fora tende a sobre compensar a pressão externa, devido a sua compressibilidade e à inércia do ar na região do gargalo e da cavidade, deixando na cavidade uma pressão ligeiramente menor do que o exterior. Isso faz com que o ar seja sugado novamente para dentro da cavidade e o processo se repete com a magnitude das mudanças de pressão, diminuindo cada vez mais. Se este fenômeno de compressibilidade do ar ocorrer na frequência de ressonância característica da geometria da cavidade e do gargalo, ondas sonoras são geradas. Este é o princípio físico básico de instrumentos musicais como apitos e violões.

Pode-se dizer, porém, que as pesquisas sobre jatos sintéticos se iniciaram na década de 1940 e de 1950, com o objetivo de influenciar as características de certos escoamentos e induzir uma mudança aparente na aerodinâmica de uma superfície. Para isso, Ingard & Labate (1950) utilizaram ondas acústicas estacionárias em um tubo circular, dirigidas para induzir um campo de velocidade oscilante na extremidade de uma placa e observaram a formação de jatos sintéticos a partir de anéis de vórtices opostos em ambos os lados do orifício. Estudos nas décadas seguintes confirmaram o potencial de jatos sintéticos para alterar a aerodinâmica em aplicações aeronáuticas.

As características físicas dos jatos sintéticos foram estabelecidas experimentalmente a partir de Heskestad (1965) e comparadas com a teoria e com as medições de jatos

convencionais. Estudos posteriores de Didden (1979) estabeleceram os parâmetros necessários de oscilação da membrana para a formação de um jato sintético enquanto que Dhanak e Bernardinis (1981) analisaram o efeito da variação do formato do orifício na evolução do jato. Assim, o aumento gradual do conhecimento permitiu a definição formal dos parâmetros de operação, bem como fatores adimensionais para a análise de resultados que se tornaram aceitos como padrões em estudos, como o de Glezer (1988). Nas últimas décadas, jatos sintéticos passaram também a ser estudados em combinações cada vez mais complexas, sejam como matrizes de dispositivos ou em combinação com escoamentos transversais laminares ou turbulentos. Resultados e compilações do estado da arte de jatos sintéticos se encontram em várias publicações, como Luo e Xia (2005), Glezer e Amitay (2002) e Zhang *et al.* (2008).

Deve-se observar que a oscilação acústica também pode induzir a movimentação do ar sem a formação de vórtices, ou seja, sem a presença de jatos sintéticos. Como observado por Lighthill (1978), este fenômeno de *streaming* acústico é resultante da dissipação da energia acústica ou atenuação do som transmitido em um fluido. Tal atenuação pode ocorrer em uma região isolada de fluido contendo vibrações acústicas a frequências muito altas ou através da interação viscosa entre as ondas e uma superfície sólida. Nesse âmbito, Davidson & Riley (1972) obtiveram velocidades na ordem de 1 cm/s na água através de *streaming* acústico causado pela oscilação de um cilindro a 45 Hz. Adicionalmente, outros estudos comprovaram que além da indução de movimento no fluido, o *streaming* acústico é capaz de gerar jatos sintéticos em situações especiais.

Nas pesquisas de jatos sem cavidade, James *et al.* (1996) investigaram a evolução de um ciclo de jato sintético turbulento formado na água, sem orifício, apenas por um diafragma submerso oscilante montado em uma placa plana. Neste caso, os jatos são compostos inteiramente do líquido que é arrastado radialmente no centro do diafragma. A variação de pressão no centro do diafragma forma pequenos grupos de bolhas de cavitação, que subsequentemente se amalgamam próximo ao centro do diafragma durante cada ciclo de oscilação. Conforme observações anteriores de Kovasznay *et al.* (1973), a formação periódica dessas bolhas desloca a vorticidade da camada limite na superfície do atuador e leva à formação de vórtices turbulentos simétricos. Estes vórtices se aglutinam para formar um jato turbulento com aparência e características evolutivas semelhantes à de um jato circular.

### 2.3 PARÂMETROS FÍSICOS E DE DESEMPENHO

Considerando um fluido homogêneo que ocupa toda a região do jato sintético, ou seja, incluindo a cavidade e a zona externa ao dispositivo (Fig.(2.1)), são definidas as seguintes propriedades do fluido:

$k$  – Condutividade térmica [ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ ].

$\mu$  – Viscosidade dinâmica [ $\text{Pa}\cdot\text{s}$ ].

$\rho$  – Massa específica [ $\text{kg m}^{-3}$ ].

$\nu$  – Viscosidade cinemática [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ].

Entretanto, os parâmetros físicos do dispositivo ZNMF são, conforme a Fig.(2.2):

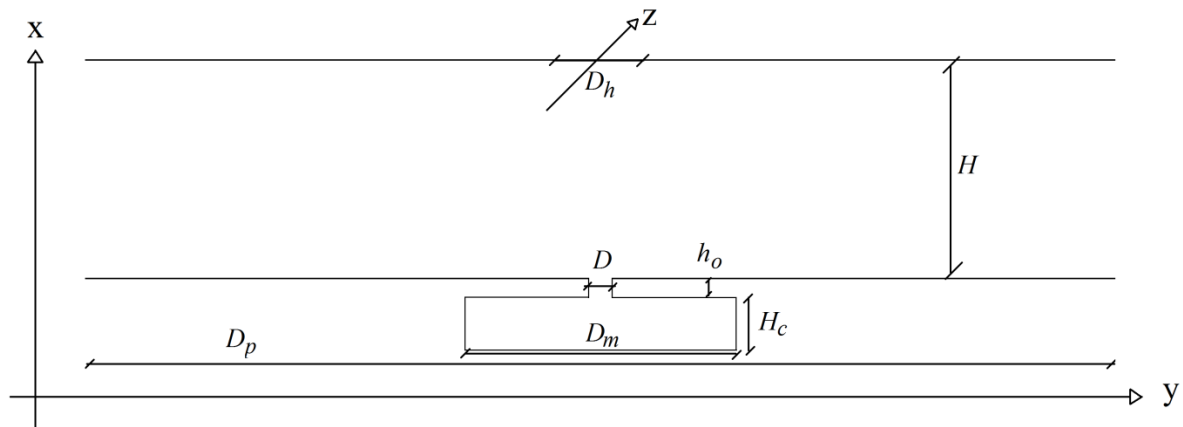


Figura 2.2: Desenho esquemático da geometria.

$D$  – Diâmetro do orifício [m].

$D_h$  – Diâmetro da região aquecida para o problema térmico [m].

$D_m$  – Diâmetro da membrana [m].

$D_p$  – Largura da região externa ao jato [m].

$h_0$  – Espessura da placa do orifício [m].

$h_z$  – Largura do orifício no sentido perpendicular ao plano  $xy$ , na direção  $z$  (somente orifícios retangulares) [m].

$H$  – Distância entre o orifício da cavidade e a placa aquecida [m].

$H_c$  – Profundidade da cavidade [m].

E os parâmetros de operação resultantes da oscilação da membrana:

$A$  – Amplitude do diafragma [m].

$f$  – Frequência de oscilação da membrana [Hz].

$T_{per}$  – Período de oscilação da membrana [s].

$u_0(t)$  – Média de área da velocidade instantânea no plano externo de saída do orifício [ m s<sup>-1</sup> ].

Com os parâmetros acima, podemos definir os parâmetros de operação do jato sintético. O comprimento de coluna de fluido equivalente à quantidade de fluido ejetada durante o curso de sopro pelo orifício (em [m]) é:

$$L_0 = \int_0^{T_{per}/2} u_0(t) dt \quad (2.1)$$

Este comprimento pode ser adimensionalizado pelo diâmetro do orifício:

$$L = \frac{L_0}{D} \quad (2.2)$$

O impulso médio da membrana (em [ kg m s<sup>-1</sup> ]) é definido como:

$$I_0 = \rho D \int_0^{T_{per}/2} u_0^2(t) dt \quad (2.3)$$

Enquanto que a velocidade média do orifício  $U_0$  de acordo com o comprimento de fluido ejetado  $L_0$  (em [ m s<sup>-1</sup> ]) é:

$$U_0 = \frac{L_0}{T_{per}} \quad (2.4)$$

A partir da formação do jato sintético composto por um par de vórtices ou anel de vorticidade, são definidos os seguintes parâmetros para a região externa:

- $x$  – Direção longitudinal (ao longo jato) medido a partir do plano do orifício [m].
- $y$  – Direção transversal (lateral ao jato) medido na região externa a partir da linha de centro do jato [m].
- $z$  – Direção no sentido perpendicular ao plano  $xy$  (profundidade do jato) medido a partir da linha de centro do jato [m].
- $b$  – Largura média do jato, definida como a posição transversal onde  $u = 0,01 U_{cl}$ .
- $u$  – Velocidade longitudinal média [ m s<sup>-1</sup>].
- $u'$  – Flutuação da velocidade longitudinal média [ m s<sup>-1</sup>].
- $u_{inst}(t)$  – Velocidade longitudinal instantânea [ m s<sup>-1</sup>].
- $uu$  – Autocorrelação da flutuação da velocidade longitudinal média [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>].
- $uv$  – Correlação cruzada entre a velocidades  $u$  e  $v$  [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup> ] médias.
- $U_c$  – Velocidade média de translação do par de vórtices ou anel de vorticidade [ m s<sup>-1</sup>].
- $U_{cl}(x)$  – Velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato [ m s<sup>-1</sup>].
- $U_i(y,t)$  – Velocidade longitudinal instantânea do jato no plano de saída do orifício [m/s].
- $U_{max}$  – Velocidade média máxima do jato no plano de saída do orifício [ m s<sup>-1</sup>].
- $v$  – Velocidade transversal média [ m s<sup>-1</sup>].
- $v'$  – Flutuação da velocidade transversal média [ m s<sup>-1</sup>].
- $v_{inst}(t)$  – Velocidade transversal instantânea [ m s<sup>-1</sup>].
- $vv$  – Autocorrelação da flutuação da velocidade transversal média [ m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>].
- $\vec{V}$  – Componente vetorial da velocidade nas direções  $x$  e  $y$  [ m s<sup>-1</sup>].
- $\vec{V}_{avg}$  – Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções  $x$  e  $y$  [ m s<sup>-1</sup>].

Adicionalmente o campo de vorticidade instantânea na direção perpendicular ao jato é definida como (em [ s<sup>-1</sup> ]):

$$\Omega = \frac{\partial u_{inst}}{\partial y} - \frac{\partial v_{inst}}{\partial x} \quad (2.5)$$



Enquanto que a vorticidade local média do jato (em [s<sup>-1</sup>]) é:

$$\Omega_{avg} = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.6)$$

A vorticidade local normalizada do jato:

$$\Omega_{norm} = \frac{\Omega \cdot D}{U_0} \quad (2.7)$$

E podemos definir a vorticidade local média normalizada do jato como:

$$\Omega_{avgnorm} = \frac{\Omega_{avg} \cdot D}{U_0} \quad (2.8)$$

Também é possível adimensionalizar o campo de velocidade externa ao jato utilizando a velocidade média do orifício:

$$\vec{V}_{norm} = \frac{\vec{V}}{U_0} \quad (2.9)$$

E da mesma forma a velocidade média normalizada do jato, utilizando a média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções  $x$  e  $y$ , é:

$$\vec{V}_{avgnorm} = \frac{\vec{V}_{avg}}{U_0} \quad (2.10)$$

E finalmente são definidos os seguintes parâmetros gerais do escoamento:

$Q$  – Vazão volumétrica através de um plano arbitrário [m<sup>3</sup> s<sup>-1</sup>].

$v_c$  – Velocidade de escoamento do fluxo cruzado [m s<sup>-1</sup>].

$\nu_T$  – Tensão de cisalhamento de Reynolds [kg m<sup>-1</sup> s<sup>-2</sup>]

Podendo calcular o número de Reynolds baseado no impulso médio como:

$$\text{Re}_{I_0} = \frac{I_0}{\mu D} \quad (2.11)$$

Ou calcular de forma mais convencional o número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício:

$$\text{Re}_{U_0} = \frac{\rho U_0 D}{\mu} \quad (2.12)$$

Também podemos calcular o número de Strouhal definido de acordo com o diâmetro do orifício e velocidade média do jato:

$$\text{St}_{U_0} = \frac{2 \pi f D}{U_0} \quad (2.13)$$

Enfim, os parâmetros térmicos são:

$C_p$  – Calor específico [ $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ ].

$h$  – Coeficiente de transferência de calor por convecção médio [ $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ].

$h_h$  – Coeficiente de transferência de calor por convecção local [ $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ ].

$q''$  – Fluxo térmico [ $\text{W m}^{-2}$ ].

$T$  – Temperatura instantânea do fluido no local [K].

$T_{avg}$  – Temperatura média do fluido no local [K].

$T_{avg \max}$  – Temperatura média máxima do fluido no domínio [K].

$T_{avgnorm}$  – Temperatura média normalizada [K].

$T_\alpha$  – Temperatura média do fluido no domínio [K].

$T_{\max}$  – Temperatura máxima instantânea do fluido no domínio [K].

$T_{norm}$  – Temperatura instantânea normalizada [K].

$T_{ref}$  – Temperatura de referência [K].

$T_w$  – Temperatura média da parede aquecida [K].

$\Delta T$  – Diferença de temperatura média entre a superfície aquecida e o meio externo.

Nestes, o coeficiente de transferência de calor por convecção médio sobre a região aquecida é:

$$h = \frac{q''}{\Delta T} \quad (2.14)$$

E o número de Nusselt médio sobre a região aquecida é

$$Nu = \frac{hD}{k} \quad (2.15)$$

e o número de Prandtl de cada fluido

$$Pr = \frac{C_p \mu}{k} \quad (2.16)$$

sendo a diferença de temperatura entre a parede aquecida e o fluido externo

$$\Delta T = (T_w - T_\alpha) \quad (2.17)$$

onde  $T_w$  é a temperatura média da parede aquecida e  $T_\alpha$  é a temperatura média do fluido no domínio.

Outro parâmetro de transferência de calor é a difusividade térmica (em [ m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> ]) que indica como o calor se difunde através de um material, é definida como:

$$\alpha = \frac{k}{\rho C_p} \quad (2.18)$$

E finalmente a magnitude da temperatura instantânea normalizada é definida como:

$$T_{norm} = \frac{T - T_{ref}}{T_{max} - T_{ref}} \quad (2.19)$$

De modo que a magnitude da temperatura média normalizada é

$$T_{avgnorm} = \frac{T_{avg} - T_{ref}}{T_{avgmax} - T_{ref}} \quad (2.20)$$

sendo que a temperatura de referência adotada no presente estudo foi igual a 290 K.

## 2.4 EVOLUÇÃO DO CAMPO PRÓXIMO MÉDIO

Como descrito na Seção 2.1, jatos sintéticos são formados tipicamente por impor uma queda de pressão alternada periodicamente nos dois lados de um orifício através do movimento de um pistão ou de um diafragma. Durante o curso de sopro, a pressão estática média no plano de saída do jato é obviamente positiva em relação ao fluido externo. As investigações de Smith & Glezer (1997, 1998) têm mostrado que, nesta etapa, o fluxo do jato sintético é dominado pela formação periódica de pares de vórtices, que sofrem advecção e interação. Tais pares de vórtices posteriormente se tornam turbulentos, desaceleram e perdem a sua coerência até se fundir com o meio externo. Em comparação, durante o fluxo de sucção, a pressão estática média próxima à saída do jato sintético é normalmente inferior à pressão ambiente e os componentes de velocidade longitudinal e de fluxo cruzado invertem sua direção nesta etapa do ciclo. A operação contínua do dispositivo com inversão periódica do fluxo forma então um ponto de estagnação na linha central a jusante do orifício. Isto limita o fluxo de sucção para um domínio estreito perto do plano de saída e minimiza a reingestão do jato externo. Entretanto, o grau de interação entre o vórtice criado e o fluxo invertido pela sucção do líquido depende do impulso inicial do vórtice e da sua distância do orifício.

Esta característica do campo próximo do jato pode ser observada através do mapa das linhas de fluxo médio no meio externo à cavidade (Fig.(2.3)), obtidas por Smith e Glezer (1998) através de velocimetria por imagem de partículas (*Particle Image Velocimetry* – PIV) no momento de reversão máxima da membrana oscilante ( $t = 0,75 T_{per}$ ). Na figura, a origem se encontra no centro do orifício do jato, e as direções longitudinais ( $x$ ) e transversais ( $y$ ) do jato são normalizadas pelo diâmetro do orifício ( $D$ ).

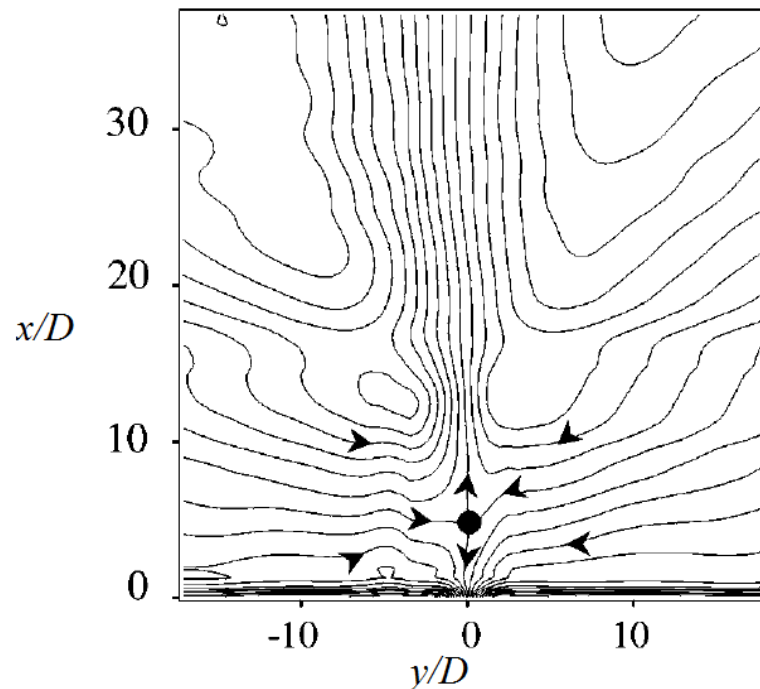


Figura 2.3: Mapa de linhas de fluxo médio calculados (em  $t/T_{per} = 0,75$ ) a partir de dados de velocimetria por imagem de partícula (PIV).  $f = 600$  Hz,  $Re_{U_0} = 300$ ,  $L_0/D = 29,1$ .

Fonte: Smith e Glezer (1998).

Como mostrado na Fig.(2.3), a reversão máxima do fluxo ao longo da linha central do jato leva ao aparecimento de um ponto de estagnação na linha central. Esta posição média do ponto de estagnação não se encontra no plano do orifício, mas acima dele, ao redor de  $x/D = 5$ . Embora o ponto de estagnação ocorra somente durante o curso de admissão, sua altura varia no tempo. Para a Fig.(2.3), pode-se observar que as linhas de fluxo em ambos os lados do ponto de estagnação são separadas entre o fluxo que é conduzido pela ejeção e pela sucção. Abaixo do ponto de estagnação, o fluido admitido através do orifício é tragado completamente da região próxima ao plano do orifício. Acima do ponto de estagnação, o fluido é arrastado das regiões laterais do jato com direção longitudinal levemente negativa (em direção ao orifício) até convergir na região central e ser então redirecionado ao longo do jato.

A evolução do fluido ejetado e sua formação em um jato sintético podem ser analisados através da velocidade de translação ( $U_c$ ) dos vórtices. Experimentos de Smith & Glezer (1998) demonstraram que jatos operando com um número de Reynolds baseado no impulso médio  $Re_{t_0}$  entre 1400 e 30000 possuem características tanto de escoamento laminar como turbulento. Para períodos de oscilação da membrana entre  $0,25 < t/T_{per} < 0,5$  (instante

entre o ponto de máxima ejeção da membrana até sua volta ao estado inicial – quando a membrana não se encontra dilatada), a velocidade de translação dos vórtices tem um decaimento proporcional a  $(t/T_{per})^{-0,5}$ , característico de escoamentos laminares. Mas, para períodos de oscilação entre  $0,5 < t/T_{per} < 0,8$  (do estado natural da membrana – não dilatada – até um pouco após sua máxima retração), o decaimento aumenta para  $(t/T_{per})^{-2}$ , superior tanto a um jato laminar como turbulento. Smith & Glezer (1998) acreditam que a transição de um escoamento laminar para turbulento ocorre no início do curso de admissão ( $t = 0,5T_{per}$ ) devido às instabilidades induzidas nos vórtices pela reversão da direção do escoamento. Tanto que  $U_c$  atinge um valor mínimo local ao redor de  $t/T_{per} \cong 0,8$  e subsequentemente tende a aumentar conforme a membrana inicia o curso de ejeção até o par de vórtices se amalgamarem em um jato médio.

A definição do limite físico exato da região próxima é um pouco imprecisa, pois a evolução do jato sintético a partir dos pares de vórtices ejetados até sua fusão com um jato de aparência convencional se dá de forma gradual. Medições de Smith & Glezer (1998) identificam que o centro de um par de vórtices atinge uma distância  $x/D$  ao redor de 8,5 no momento em que o par subsequente se forma. Sobreposto à translação, há também a dissipação viscosa dos vórtices, de modo que suas presenças persistem até uma distância de  $x/D=11$ . Resultados semelhantes foram obtidos nas simulações numéricas de Lee e Goldstein (2002), confirmando que o efeito do campo próximo se limita a uma região próxima ao orifício ao redor de  $x/D \cong 0,8$ .

## 2.5 EVOLUÇÃO DO CAMPO DISTANTE MÉDIO

Para regiões além do campo próximo ( $x/D > 8$  a 10) experimentos comprovam que a evolução do jato sintético possui várias semelhanças com um jato contínuo. Smith & Glezer (1997) e Smith *et al.* (1999) demonstraram que as velocidades médias longitudinais e transversais do jato sintético, assim como suas correlações turbulentas se tornam autossimilares quando normalizadas pelos mesmos parâmetros que um jato contínuo. Este resultado é ilustrado na Fig.(2.4).

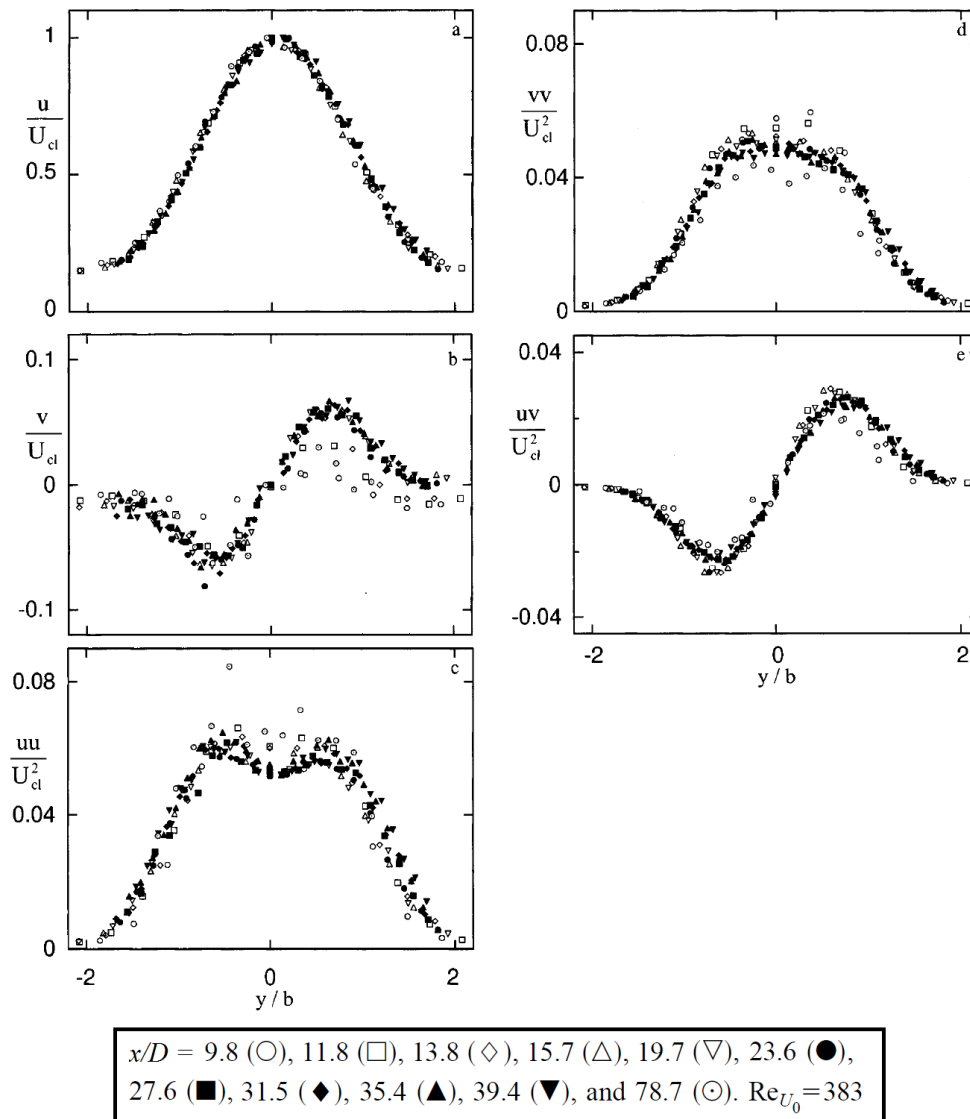


Figura 2.4: Segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, temos os gráficos: a) do perfil de velocidade média longitudinal ( $u$ ), b) do perfil de velocidade média transversal ( $v$ ), c) da autocorrelação da flutuação da velocidade média longitudinal ( $uu$ ), d) da autocorrelação da flutuação da velocidade média transversal ( $vv$ ), e) e da correlação cruzada entre as velocidades médias longitudinal e transversal ( $uv$ ). As correlações turbulentas e as velocidades foram normalizadas pela velocidade média na linha central ( $U_{cl}$ ) e o afastamento transversal da linha de centro do jato foi normalizado pela largura média do jato ( $b$ ). Dados medidos para um jato de orifício retangular.

Fonte: Smith e Glezer (1998).

A Fig.(2.4), de Smith e Glezer (1998), contém medições por anemometria de fio quente de um jato retangular (de orifício em formato retangular) com razão de aspecto entre as dimensões do orifício de 150, a distâncias  $x/D$  entre 9,8 e 78,7 do plano de saída do orifício. A abscissa transversal  $y$  foi normalizada pela largura do jato  $b$ , calculada a cada posição  $x/D$ , enquanto que as velocidades foram normalizadas pela velocidade média no centro do jato  $U_{cl}$  à mesma posição longitudinal. Simulações numéricas de Lee e Goldstein

(2002) e Kral *et al.* (1997) também confirmaram este mesmo resultado: os parâmetros  $U_{cl}$  e  $b$  utilizados para tornar o campo de velocidade de jatos contínuos autossimilares, também podem ser utilizados para jatos sintéticos. Adicionalmente, estudos experimentais tais como o de Smith e Swift (2001), James *et al.* (1996) e Zhang e Wang (2007) também estabeleceram que a velocidade média longitudinal do jato sintético pode ser representada através da coordenada transversal do jato como  $U/U_{cl} \propto 1/\cosh^2(y/b)$ , similar aos jatos contínuos.

Apesar de seu uso como variável de similaridade, o crescimento da largura do jato  $b$  de jatos sintéticos em relação à distância longitudinal  $x/D$  diverge em relação aos jatos convencionais. White (1991) deduziu analiticamente que a largura de um jato retangular convencional aumenta de acordo com  $b \propto x^{2/3}$  para escoamentos laminares e  $b \propto x$  para escoamentos turbulentos, enquanto que medições de anemometria de fio quente por Heskestad (1965) resultaram em uma largura de jato turbulento proporcional a  $x^{0,88}$ . Smith e Glezer (1998) comprovaram que os valores de  $b$  para jatos sintéticos tendem a oscilar, mas seguem a linha de tendência,  $b \propto x^{0,88}$ , estabelecida por Heskestad (1965). A partir da oscilação de  $b$ , a taxa de crescimento  $db/dx$  foi subsequentemente calculado e resultou em picos de até o dobro da taxa fixa de um jato convencional.

A variação da velocidade de linha de centro no campo distante também diverge em relação a jatos convencionais. Previsões analíticas de White (1991) para jatos contínuos resultaram em decaimentos de  $U_{cl} \propto x^{-1/3}$  para jatos laminares e  $U_{cl} \propto x^{-1/2}$  para jatos turbulentos de orifício retangular. Smith e Glezer (1998) determinaram a existência de duas regiões de decaimento para jatos sintéticos. Para regiões  $x/D < 80$ , o decaimento é  $U_{cl} \propto x^{-0,58}$ , mais acentuado que o valor teórico, enquanto que para regiões  $x/D > 80$ , o decaimento reduz para  $U_{cl} \propto x^{-0,25}$ . Esta redução no decaimento foi atribuída aos efeitos transversais presentes em experimentos, mas não levados em consideração na teoria. Conforme o jato se dissipa, há uma tendência de retração lateral da pluma que causa um acréscimo na quantidade de movimento longitudinal do jato e resulta em um decaimento menor da velocidade no centro.

As divergências no crescimento na largura do jato e no decaimento da velocidade no centro podem ser compreendidas através da estrutura do jato. Como o jato sintético é formado por pulsações periódicas de fluido, pode-se concluir que a reversão de fluido há de influenciar a quantidade de movimento longitudinal do jato. Mais precisamente, Glezer e



Amitay (2002) sugerem que a diminuição da quantidade de movimento de jatos sintéticos é resultado dos gradientes de pressão longitudinais contrários, perto do orifício do jato, que são impostos pelo ciclo de sucção do atuador e se manifestam pela pressão estática média no tempo. Isto foi confirmado indiretamente em experimentos de Kotsovinos e Angelidis (1991) onde a vazão volumétrica  $Q$  na direção longitudinal de um jato sintético teve um decaimento maior quando comparado a um jato convencional. Adicionalmente, como o jato sintético é formado por pares de vórtices, também se pode concluir que a rotacionalidade do escoamento nas bordas do jato criaria zonas alternadas de advecção de fluido externo para dentro do jato e vice versa. Novamente, cálculos de Kotsovinos e Angelidis (1991) confirmaram que um jato sintético possui um valor de vazão volumétrica transversal muito acima do que um jato convencional.

Para jatos sintéticos circulares (produzidos por orifícios circulares), o comportamento do campo distante médio é um pouco mais parecido aos jatos convencionais turbulentos. A análise de White (1991) prevê um decaimento da velocidade média na linha de centro proporcional a  $x^{-1}$ . Experimentos e simulações numéricas de Mallinson *et al.* (2001), Hong *et al.* (2001) e Lee *et al.* (2003) relataram uma boa concordância com o resultado teórico. Os resultados de Lee *et al.* (2003) são mostrados na Fig.(2.5) para a velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato ( $U_{cl}$ ), a sua flutuação turbulenta (*rms*) juntamente com a linha de tendência de  $x^{-1}$ . Semelhante ao caso de jatos retangulares, o campo próximo se limita a uma região próxima ao orifício de  $x/D < 8$  e o campo distante, identificado pelo comportamento proporcional a  $x^{-1}$ , engloba a maioria do jato. Observa-se também que o decaimento da flutuação turbulenta de  $U_{cl}$  é mais acentuado que o da velocidade média, o que é atribuído pelos autores à dissipação turbulenta maior de um jato circular e resulta na formação mais rápida de um jato turbulento. Experimentos conduzidos por Muller *et al.* (2001) também confirmaram que a vazão volumétrica transversal de um jato circular é mais semelhante a seu equivalente convencional, o que não ocorre para jatos retangulares. Destaca-se que o valor rms tem magnitude semelhante a  $U_{cl}$  devido ao fato que a velocidade transiente do jato varia entre um valor máximo positivo e um valor máximo negativo.

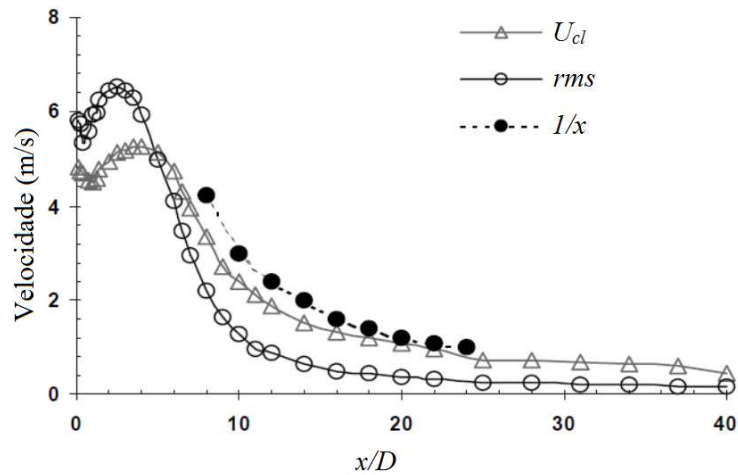


Figura 2.5: Variação da velocidade central média do jato  $U_{cl}$  na direção longitudinal a partir do plano do orifício, flutuação turbulenta de  $U_{cl}$  (rms) e previsão teórica ( $x^{-1}$ ).

Fonte: Lee *et al.* (2003).

## 2.6 CARACTERIZAÇÃO E FORMAÇÃO DO JATO SINTÉTICO TRANSIENTE

As Seções 2.4 e 2.5 identificam as duas zonas distintas do escoamento médio produzido por jato sintético. Nesta Seção, está em pauta a evolução e a formação do jato como um fenômeno transiente.

### 2.6.1 Efeitos do Número de Strouhal na Formação do Jato

Um parâmetro de importância para esta análise é o número de Strouhal, definido na Eq.(2.13) de acordo com o diâmetro do orifício, com a frequência de oscilação da membrana e com a velocidade média do jato.

Como a velocidade média no orifício  $U_0$  foi definida a partir do comprimento de coluna de fluido ejetado durante o curso de sopro ( $L_0$ ) na Eq.(2.4), pode-se substituir sua definição no número de Strouhal da Eq.(2.13) e anular a frequência com o período de oscilação da membrana para obter o número de Strouhal dependente do comprimento de coluna de fluido deslocado pela membrana e do diâmetro do orifício, como mostra a Eq.(2.21):

$$St_{U_0} = 2\pi \frac{D}{L_0} \quad (2.21)$$

Ou seja, a frequência de oscilação da membrana  $f$  e a velocidade média do orifício  $U_0$

presentes no número de Strouhal são incorporadas em um fator adimensional ( $D/L_0$ ), utilizado por vários autores para caracterização de jatos sintéticos (ZHANG *ET AL.*, 2008, GLEZER E AMITAY, 2002). E inserindo a Eq.(2.2) na Eq.(2.21) forma-se um número de Strouhal dependente do comprimento adimensional de coluna de fluido ejetado pelo orifício:

$$St_{U_0} = \frac{2\pi}{L} \quad (2.22)$$

A importância do número de Strouhal e de  $L$  ficam aparentes quando são examinadas as condições necessárias para a formação de um jato sintético. Experimentos de Rediniotis *et al.* (1999) em um jato circular de  $D = 2$  mm produziram jatos para  $St_{U_0} = 4$ , enquanto que para um valor de  $St_{U_0} = 40$  o fluido ejetado foi arrastado de volta para dentro da cavidade no curso de admissão sem a formação do jato. Outro estudo por Didden (1979) obteve um limite para a formação de anéis de vorticidade, neste caso  $St_{U_0} = 15,7$ . Para jatos retangulares, Holman *et al.* (2005) determinou analiticamente que a formação de um jato ocorre para  $St_{U_0} < 12,57$  – resultado confirmado posteriormente por experimentos de Shuster e Smith (2007).

A formação de um jato e sua relação com  $St_{U_0}$  são explicados por Zhang *et al.* (2008) através do parâmetro alternativo  $L$ , que é o comprimento de coluna de fluido adimensional equivalente à quantidade de fluido ejetada durante o curso de sopro pelo orifício. Movimentos oscilatórios com  $St_{U_0}$  “grandes” representam comprimentos  $L$  “pequenos.” Sendo assim, o volume de fluido ejetado no curso de sopro não se desloca muito longe do orifício e é sugado para dentro da cavidade no curso de admissão. De maneira oposta,  $St_{U_0}$  “pequenos” resultam em  $L$  “grandes” e o volume de fluido ejetado se encontra longe suficiente para não ser sugado na cavidade quando o curso de admissão se inicia. A relação entre a distância a que o fluido é ejetado e  $St_{U_0}$  é exibida claramente na Fig.(2.6) de Shuster e Smith (2007). Para um valor de  $St_{U_0} = 3\pi$  (a), os vórtices produzidos por 3 pulsações se encontram perto do orifício em uma região de  $x/D < 1,75$ . Reduzindo para  $St_{U_0} = 2\pi$  (b), os três pares de vórtices adquirem um espaçamento de aproximadamente  $1,5 \cdot D$  entre cada um. Finalmente, para  $St_{U_0} = \pi$  (c), o primeiro par de vórtices não se encontra mais no plano da figura e o segundo par está perto da fronteira a  $x/D = 5,0$ .

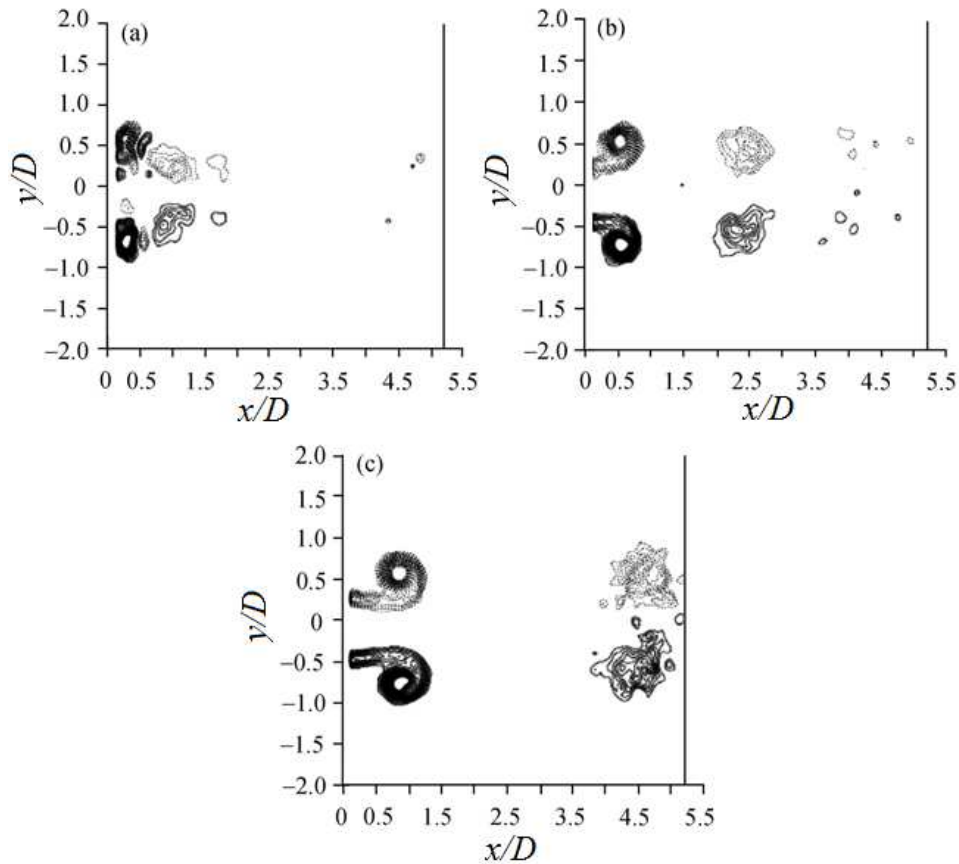


Figura 2.6: Contornos de vorticidade de fase média obtidos por PIV de jatos sintéticos para  $Re_{U_0} = 2500$ :

(a)  $St_{U_0} = 3\pi$ , (b)  $St_{U_0} = 2\pi$  e (c)  $St_{U_0} = \pi$ .

Fonte: Shuster e Smith (2007).

## 2.6.2 Efeitos do Número de Reynolds na Formação do Jato

Em experimentos de visualização do escoamento, Crook e Wood (2001) investigaram a formação e interação de vórtices em um jato sintético operando a 50 Hz. Neste caso, o número de Reynolds baseado na velocidade de média do orifício variou entre 330 e 2300. Os resultados, mostrados na Fig.(2.7) demonstram o efeito de número de Reynolds na formação de pares de vórtices. Para escoamentos com número de  $Re_{U_0} = 330$ , os pequenos vórtices ejetados se agregam em uma esteira de vorticidade quase contínua. As diferenças nas trajetórias da esteira são atribuídas pelos autores à flutuabilidade da fumaça utilizada para a visualização. Aumentos progressivos do número de  $Re$  resultam em pares de vórtices distintos e progressivamente maiores. Para número de  $Re_{U_0} = 1635$  e acima, os autores observam que a vorticidade adquire características turbulentas com vorticidade secundária

sendo gerada na esteira do vórtice principal.

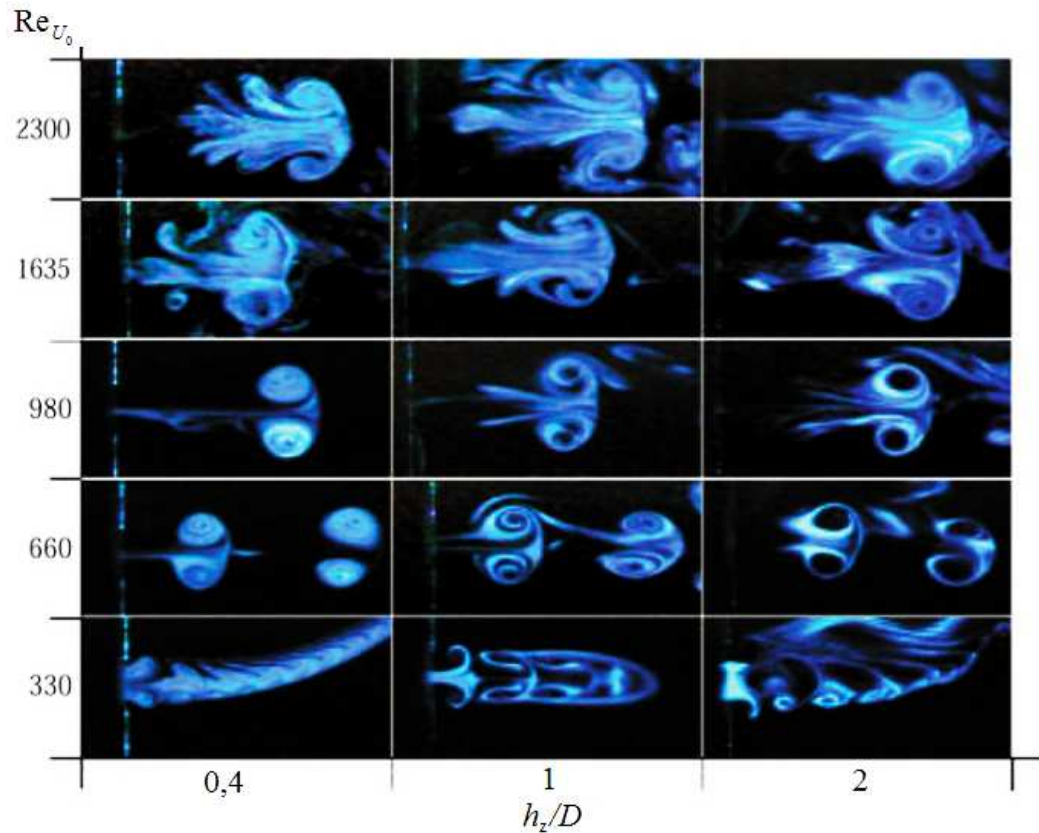


Figura 2.7: Efeitos do número de Reynolds na saída do orifício  $Re_{U_0}$  e da largura adimensional do orifício na direção transversal (somente orifícios retangulares)  $h_z/D$  na formação do jato.

Fonte: Crook e Wood (2001).

A partir dos resultados de vários estudos (GHARIB *ET AL.*, 1998, ZHONG *ET AL.*, 2007 e SHUSTER E SMITH, 2007), Zhang *et al.* (2008) propôs que a geração de vorticidade secundária é relacionada ao volume de fluido ejetado a cada pulsação, ou seja, o número de  $St_{U_0}$  e seu análogo,  $L$ . De acordo com a análise de Zhang *et al.* (2008), a intensidade da vorticidade aumenta em conformidade à intensidade da pulsação até um limite ao redor de  $St_{U_0} = 1,57$  ( $L = 4$ ). Para pulsações acima destes valores, a intensidade da vorticidade primária permanece constante de modo que o excesso de vorticidade é despejado na forma de um vórtice secundário, que se arrasta atrás do anel primário. Experimentos de Gharib *et al.* (1998) e Shuster e Smith (2007) comprovam a presença de vorticidade secundária para  $St_{U_0}$  entre 1,25 e 1,57 ( $L$  entre 4 e 5) enquanto que Zhong *et al.* (2007) obtiveram o mesmo resultado mas para  $St_{U_0}$  entre 0,88 e 1,57 ( $L$  entre 4 e 7,1).

Os resultados mencionados acima indicam que o efeito de número de Reynolds na

formação do jato pode não ser desvinculado completamente do número de Strouhal. Em particular, estudos experimentais são mais sensíveis a este problema devido à forma com que os parâmetros podem ser variados. Uma variação do número de Reynolds geralmente pode ser obtida com variações na amplitude de oscilação da membrana ou mudança do tamanho do orifício. Mas pelas definições da Seção 2.3, mudanças em  $U_0$  e  $L$  também acarretam mudanças no valor do número de  $St_{U_0}$ . Sendo assim, o efeito isolado do número de  $Re$  pode ser examinado mais precisamente através de estudos numéricos como Lee e Goldstein (2002). Neste caso, variações do número de  $Re$  independentes do número de  $St_{U_0}$  foram obtidas através da viscosidade dinâmica ( $\mu$ ). A partir de um número de  $St_{U_0}$  fixo de 0,0628, Lee e Goldstein (2002) observaram o efeito na formação de vórtices para um número de  $Re_{U_0}$  de 26,38, 100,4 e 416,6. No caso do número de  $Re_{U_0} = 25,38$ , a vorticidade ejetada a cada pulsação dissipou-se rapidamente dentro de uma região  $x/D < 20$  de modo que um jato sintético praticamente não foi formado. A Fig.(2.8) mostra contornos de vorticidade instantâneos após 10,5 pulsações para um número de  $Re_{U_0}$  de 100,4 e de 416,6. Para o número de  $Re_{U_0} = 100,4$ , a vorticidade ejetada a cada pulsação progressivamente se funde em uma estrutura única que pode ser identificada como um jato sintético. Para o número de  $Re_{U_0} = 416,6$ , os vórtices se mantêm distintos ao longo do comprimento da região computacional até atingirem o contorno da parede no lado direito. Nota-se também que, apesar do valor do número de  $St_{U_0} = 0,0628$  estar dentro do limite estabelecido por Zhang *et al.* (2008), a vorticidade secundária somente é observada na esteira de vórtices ejetados para o número de  $Re$  mais alto.

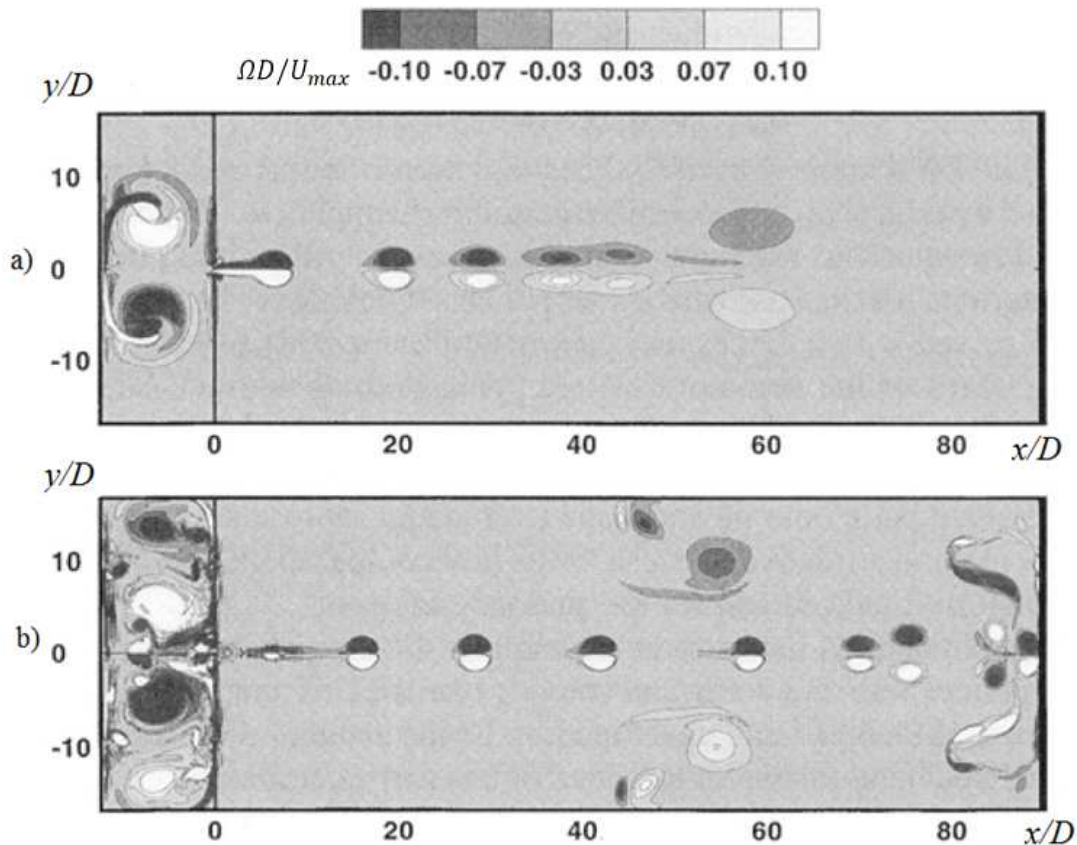


Figura 2.8: Contornos de vorticidade instantânea ( $\Omega D/U_{\max}$ ) de jato sintético após 10,5 pulsações para  $St_{U_0} = 0,0625$  e (a)  $Re_{U_0} = 104,2$  e (b)  $Re_{U_0} = 416,6$ .

Fonte: Lee e Goldstein (2002).

Lee e Goldstein (2002) também examinaram o efeito de variações do número de  $St_{U_0}$  independentes do número de  $Re$  através da frequência de pulsação ( $f$ ). Neste caso, o número de  $Re$  intermediário de 104,2 foi mantido fixo enquanto os valores do número de  $St_{U_0}$  de 0,0156, 0,0625 e 0,2512 foram examinados. A partir do caso intermediário da Fig.(2.8) (a), os resultados para os dois limites do número de  $St_{U_0}$  são mostrados na Fig.(2.9). Para o caso do número de  $St_{U_0} = 0,2512$ , nota-se que a pequena quantidade de fluido ejetada a cada pulsação forma pequenos vórtices que se agregam continuamente em uma esteira de maneira semelhante ao que Crook e Wood (2001) obtiveram para seu menor número de  $Re_{U_0}$  na Fig.(2.7). Para o caso do número de  $St_{U_0} = 0,0156$ , a grande quantidade de fluido ejetada a cada pulsação forma pares de vórtices individuais que percorrem a extensão da região computacional a cada ciclo. Os resultados seguem a tendência estabelecida por Zhang *et al.* (2008), com a formação de vorticidade secundária na esteira do vórtice principal.



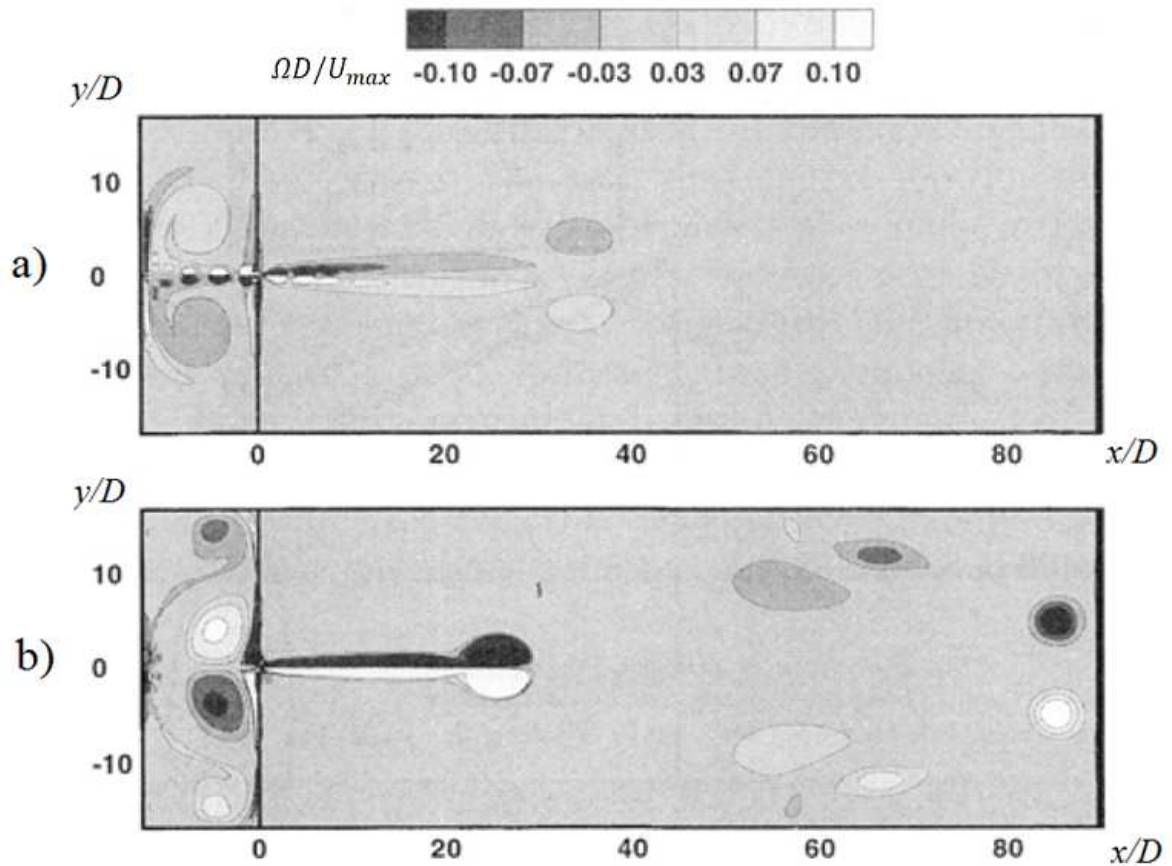


Figura 2.9: Contornos de vorticidade instantânea ( $\Omega D/U_{max}$ ) do jato sintético para n° de  $Re_{U_0} = 104,2$  e (a) n° de  $St_{U_0} = 0,2512$  e (b) n° de  $St_{U_0} = 0,0156$ .

Fonte: Lee e Goldstein (2002).

### 2.6.3 Efeitos de Geometria na Formação do Jato Sintético

Os parâmetros de interesse para efeitos de geometria na formação do jato sintético são enumerados na Seção 2.3 como a profundidade da cavidade ( $H_c$ ), o diâmetro da membrana ( $D_m$ ), a espessura da placa do orifício ( $h_0$ ) e o diâmetro do orifício ( $D$ ). Adicionalmente, pode-se também considerar o formato do orifício e do gargalo como fatores de influência.

Para a grande maioria de estudos experimentais, variações dos parâmetros da cavidade são limitadas pelo design e instrumentação necessários para a medição de dados. Por exemplo, devido à necessidade de acesso a elementos na parte inferior da bancada de testes, Lee *et al.* (2003) modificou o design típico de gerador de jato sintético da Fig.(2.1) para o mostrado na Fig.(2.10). Nota-se que o gerador contém uma placa de espessura considerável que resulta em um longo gargalo com variação de diâmetro. Apesar da geometria não ser convencional, os autores ressaltam que o jato produzido tem características semelhantes às



configurações convencionais de Mallinson *et al.* (2001) e Hong *et al.* (2001). Estudos numéricos de Lee e Goldstein (2002) também examinaram o efeito de reduções na profundidade da cavidade. A partir de uma geometria com  $H_c/D = 13$ , a profundidade da cavidade foi reduzida para  $H_c/D = 6,5$  e  $3,25$ . Os resultados mostraram um pequeno aumento na velocidade média do jato ( $U_0$ ) para cavidades mais rasas e foi explicado pelos autores como o resultado de um estreitamento aparente do diâmetro do orifício. Conforme a cavidade reduz em profundidade, o fluido empurrado pela membrana se aproxima do gargalo com uma velocidade transversal maior. Ao contornar a borda na entrada do gargalo, as linhas de fluxo resultam em uma seção transversal efetiva reduzida em relação à cavidade maior, o que naturalmente acelera o fluido pelo princípio de conservação de massa em um fluido incompressível.

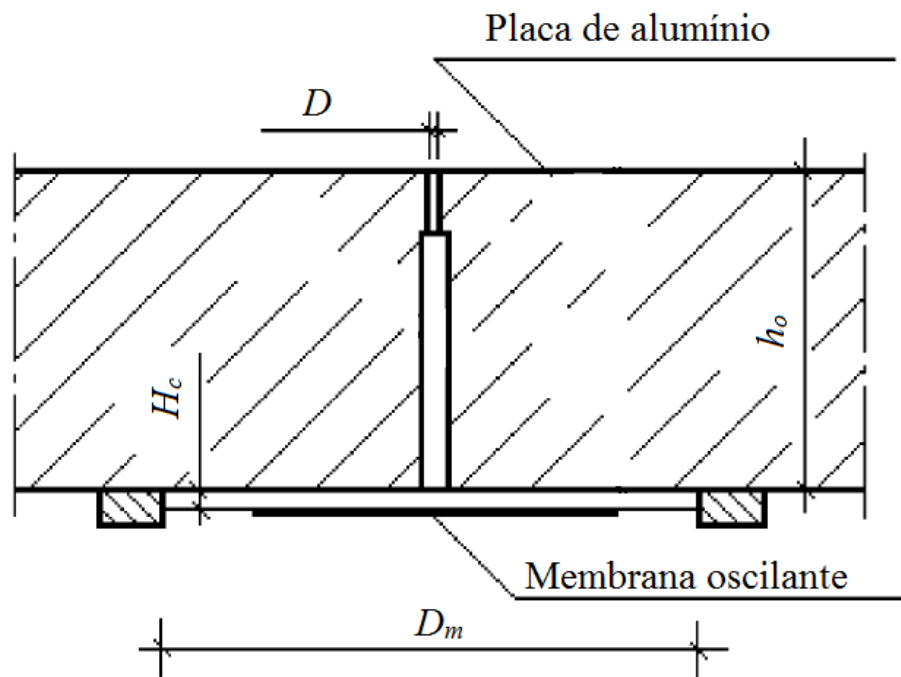


Figura 2.10: Diagrama do gerador de jatos sintéticos de Lee et al. (2003).  
Fonte: Lee *et al.* (2003).

Outro estudo numérico de Jain *et al.* (2011) obteve um aumento de 8 % em  $U_0$  para uma redução da profundidade da cavidade de  $4D$  para  $0,5D$ . Para este estudo, o aumento de velocidade foi atribuído à diferença de fase entre o movimento do fluido compressível e a oscilação da membrana. Para cavidades extremamente rasas, praticamente não há diferença de fase, mas para cavidades profundas, a retração da membrana pode ocorrer antes que o fluido ejetado atinja sua velocidade máxima, resultando em uma redução de velocidade média

do jato.

O efeito do formato da cavidade foi examinado numericamente por Jain *et al.* (2011) para um fluido compressível. Para uma geometria de jato circular, três cavidades foram testadas: formato cilíndrico reto, cilindro com topo de paredes cônicas e topo de paredes parabólicas como mostram os diagramas da Fig.(2.11). A velocidade máxima do jato ( $U_{\max}$ ) não apresentou grandes variações entre as geometrias, mas a evolução média do jato ao longo de uma pulsação ( $U_0$ ) apresentou menos distorções para os casos de cavidades cônicas e parabólicas. Este resultado foi considerado consequência da aceleração mais gradual do fluido em direção ao gargalo. Com isso, a vorticidade formada na camada limite das paredes da cavidade e ejetada pelo gargalo também reduz em intensidade e provoca menos distorções na velocidade média. As cavidades cônicas e parabólicas também apresentaram uma redução de até 4% na vazão, mas medições do campo distante médio mostram que o efeito do formato da cavidade foi mínimo e pode ser então considerado desprezível para o desempenho do jato.

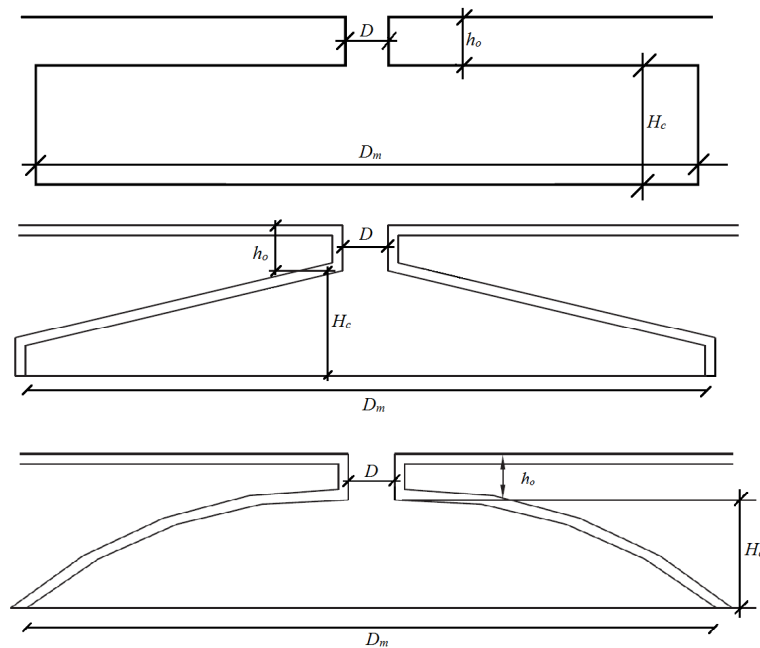


Figura 2.11: Geometrias de cavidade testadas nas simulações de Jain *et al.* (2011).

Fonte: Jain *et al.* (2011).

Experimentalmente, além de limitações no formato da cavidade, técnicas de fabricação geralmente resultam em gargalos de paredes retas e bordas não arredondadas nos bocais de entrada e saída. Conseqüentemente, a espessura da placa contendo o orifício ( $h_0$ ) constitui um parâmetro importante na formação do jato. Para fluidos incompressíveis, Lee e Goldstein

(2002) compararam o efeito de uma placa infinitamente fina com placas de espessura  $h_0/D$  de 0,4 a 2,5. Os resultados, mostrados na Fig.(2.12) (a) através do perfil da velocidade no plano de saída do orifício no instante de ejeção máxima ( $U_t$ ), são condizentes à formação de uma região de entrada em escoamentos internos. Para espessuras pequenas, o perfil de velocidade apresenta distorções encontradas em simulações de fluido incompressível. Devido às condições de contorno impostas na parede do gargalo e linha de centro do jato, o balanço da quantidade de movimento resulta na aceleração mais rápida do fluido na camada limite em uma região de entrada. Mas, conforme a espessura da placa aumenta e a região de entrada estabiliza, pode-se observar uma convergência assintótica a um perfil semi-parabólico. No caso de um fluido compressível, o estudo numérico de Jain *et al.* (2011) obteve um resultado inicial semelhante. Através do número de Reynolds do jato da Fig.(2.12) (b), nota-se um aumento na velocidade média para um aumento de  $h_0/D$  de 0,17 para 0,5. Mas aumentos sucessivos de  $h_0/D$  de 0,5 até 1,0 resultaram em uma redução de velocidade média de 14% em relação ao valor máximo. Este resultado foi atribuído ao formato irregular do perfil de velocidade e possivelmente aos valores relativamente pequenos de  $h_0/D$  escolhido pelos autores.

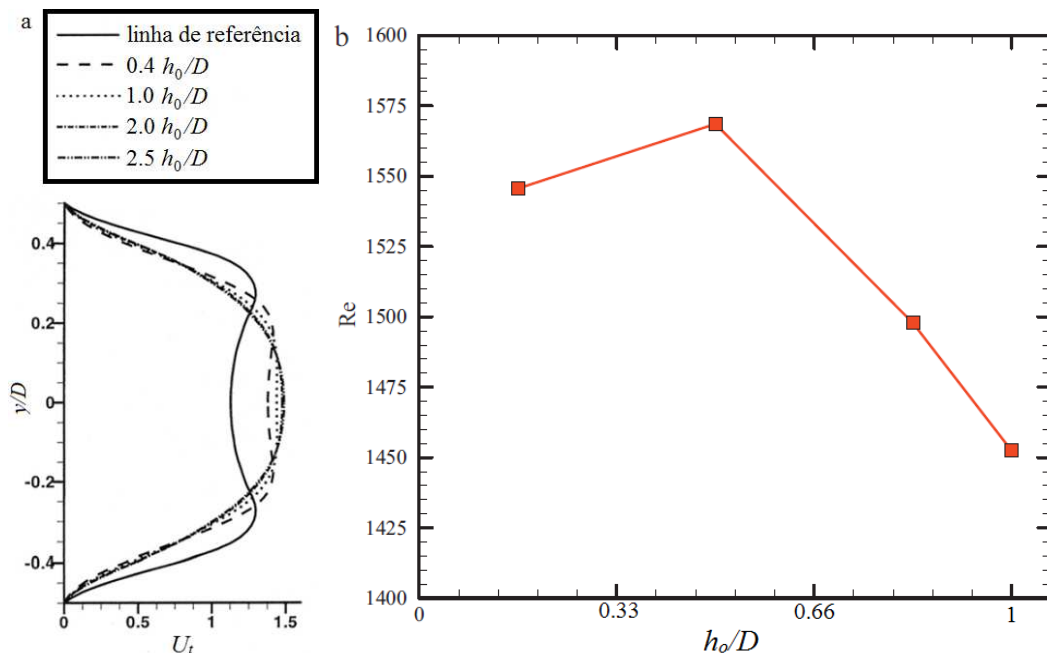


Figura 2.12: Efeito de espessura de placa  $h_0$  na (a) velocidade longitudinal instantânea do jato na saída do orifício  $U_t$  de um fluido incompressível e (b) número de Reynolds de jato de fluido compressível.

Fontes: (a) Lee e Goldstein (2002) e (b) Jain *et al.* (2011).

Se a espessura da placa do orifício influencia as características do jato sintético, deve-se também ser examinado o efeito que o formato geométrico do gargalo pode ter nestes dispositivos. Jain *et al.* (2011) examinaram separadamente o efeito de arredondamento das bordas da parede interna, da parede externa, assim como um gargalo completamente arredondado. Os resultados indicam que o arredondamento em qualquer borda causa uma redução na velocidade média máxima do jato ( $U_{\max}$ ), sendo a maior redução de 25 % para um gargalo completamente arredondado. Estes resultados estão em concordância com o estudo prévio de Lee e Goldstein (2002) que obtiveram uma redução de 20% de  $U_{\max}$ . A redução em  $U_{\max}$  é considerada pelos autores como condizente ao fato que o gargalo arredondado se aproxima mais a uma geometria de um bocal e difusor lisos. Com isso, o fluido que se aproxima do orifício na direção transversal não encontra uma mudança de direção abrupta e as linhas de fluxo de entrada tem um formato mais suave. No plano exterior do gargalo, o fluido em contato com o gargalo arredondado é redirecionado transversalmente sendo ejetado com uma quantidade de movimento transversal maior, o que naturalmente reduz a quantidade de movimento longitudinal do jato. Jain *et al.* (2011) também observaram que, para um fluido compressível, o arredondamento do gargalo produz um aumento na vazão mássica do orifício ( $Q$ ) de até 10 % em relação a bordas retas devido à menor resistência encontrada pelo fluido no seu percurso.

## 2.7 O PROBLEMA TÉRMICO

Várias técnicas de resfriamento utilizando líquidos existem como alternativas à convecção forçada de ar. A utilização de líquidos é proveitosa tanto por sua maior condutividade térmica em relação a gases como também pela capacidade térmica de absorção de calor em um processo de mudança de fase. Conforme Etemoglu (2007), estes trocadores podem ser classificados em quatro tipos de dispositivos:

a) Duto de calor, que consiste de uma mistura saturada de um fluido com baixo ponto de ebulição selado em um duto. Ao absorver calor, a evaporação do fluido cria um diferencial de pressão suficiente para induzir uma circulação no sistema que leva o vapor a um condensador. Este dispositivo é utilizado quando a diferença de temperatura de trabalho não é excessiva;

b) refrigeradores termoelétricos sem partes móveis. Estes dispositivos, construídos a

partir de matrizes de semicondutores, transferem calor entre duas superfícies através do efeito de Peltier de indução de um fluxo térmico mediante a imposição de uma corrente elétrica. Apesar da flexibilidade de design, estes dispositivos têm limitações quanto à sua eficiência e carga térmica;

c) imersão total do elemento gerador de calor em um fluido. Isso possibilita uma transferência de calor sem resistências de contato, mas têm complicações adicionais como o tipo de fluido, tamanho físico do sistema, problemas de corrosão e selagem do sistema;

d) uso de um cooler líquido, em que uma "placa fria" absorve o calor diretamente do componente eletrônico. O calor é absorvido através da circulação forçada de um fluido pelo interior da placa. Este tipo de dispositivo vem sendo o foco de vários estudos na área térmica por sua alta eficiência quando comparado a métodos convencionais.

Mais recentemente, busca-se o desenvolvimento de métodos híbridos que combinam as características mais vantajosas dos dispositivos citados previamente. Particularmente, há um grande foco atual no desenvolvimento de microcanais (canais em micro escala para troca de calor) o que possibilitaria a integração direta do sistema de refrigeração no componente eletrônico. Bahrami *et al.* (2005) em suas simulações numéricas examina a eficiência térmica da convecção forçada em um escoamento monofásico laminar concluindo que a performance da transferência de calor em microtubos aumenta com a rugosidade da parede, à custa de uma queda de pressão maior, enquanto o número de Nusselt permanece inalterado e o coeficiente de transferência de calor aumenta suavemente de modo a ser ignorado. Também, em um importante estudo de Copetti *et al.* (2004), é analisada a transferência de calor e a fricção em tubos lisos e com microaletas, utilizando água em fase única sob diferentes taxas de fluxo. O tubo com microaletas testado permitiu um aumento significativo na transferência de calor em comparação com o tubo liso. Foram encontrados incrementos de até 190% no coeficiente de transferência de calor para um fluxo turbulento. No fluxo laminar este incremento foi de apenas 20%. Os autores ressaltam que não se justifica a aplicação de tubos com microaletas para fluxos laminares, considerando os custos mais elevados em comparação aos tubos lisos. O índice de eficiência mostrou que apesar do aumento na queda de pressão, o aumento da transferência de calor é sempre superior. Para o fluxo turbulento, esta relação é de cerca de 80%.

Na inclusão de novas tecnologias, Steinke e Kandlikar (2004a, 2004b) nas suas simulações incluem a mudança de fase do refrigerante como parte do processo de resfriamento em microtubos. Testam ainda o uso de dispositivos piezoelétricos diretamente

nas bordas internas de um microtubo para fazer o fluido circulante entrar em vibração, conseguindo uma melhoria de 11,5% na transferência de calor, mas consideram que o uso destes geradores de vibração interna em microcanais é impraticável experimentalmente devido ao seu tamanho reduzido, considerando que a fonte de vibração pode ser integrada na parede dos microcanais. Verificaram ainda que o pulsar do fluxo, através da variação de vazão alternada, também produz melhorias na troca térmica. Hessami *et al* (2003), em um dispositivo bifásico, descobriram que a melhoria por este tipo de sistema pode ser de até 15% dependendo da frequência de variação do fluxo, podendo ser aplicada a um microcanal.

Apesar dos avanços na área de refrigeração utilizando líquidos, a refrigeração convencional não pode ser completamente descartada. A utilização do ar em convecção forçada ainda se trata da forma mais confiável e de menor custo para a dissipação térmica em componentes eletrônicos. Mas, como mencionado em Chaudhari *et al.* (2010a, 2010b), métodos convencionais necessitam de ventiladores de grande vazão para produzir o diferencial de pressão necessário para circular o ar pelo espaço restrito formado pelo emaranhado de dutos e aletas. Estudam-se então técnicas e modificações para aprimorar a transferência de calor em comparação a estes métodos convencionais e atingir fluxos térmicos acima dos previstos de maneira conservadora, como em Ohadi (2003). Neste aspecto, a utilização de jatos é vista com grande interesse pelo potencial de aumento de convecção pela manipulação da turbulência. Como observado por Etemoglu (2007), um jato direcionado contra uma superfície resulta em um grande aumento de troca térmica e vazão de massa em um pequeno volume de controle ao redor da região de impacto. Esta propriedade já é utilizada para processos de secagem industrial (celulose e têxtil) e resfriamento em processos de têmpera e recozimento (vidros e metais). Dentro dessa área, jatos sintéticos tem um potencial de aplicação ainda maior devido ao fato de não necessitarem a inserção de massa líquida no sistema e devido ao seu grande potencial de miniaturização e de incorporação direta na fabricação de componentes eletrônicos.

A análise do problema térmico também necessita do cálculo do número de Nusselt médio  $Nu$ . Baseando-se na Eq. (2.15) e Eq. (2.14), obtemos a Eq. (2.23) para o fluxo térmico na parede e o diâmetro da região aquecida como o comprimento característico, este é definido como:

$$Nu = \frac{q'' D}{k \Delta T} \quad (2.23)$$

## 2.8 APLICAÇÃO DE JATOS SINTÉTICOS AO PROBLEMA TÉRMICO

Como mencionado por Etemoglu (2007), jatos direcionados contra uma superfície resultam em um aumento na transferência de calor da superfície. Adicionalmente, conforme descrito na Seção 2.5, o jato sintético médio possui características de desempenho do campo distante médio similares aos jatos convencionais. Conseqüentemente, pode-se esperar que resultados semelhantes na troca térmica fossem obtidos na aplicação de jatos sintéticos impactando contra uma superfície aquecida. Mas como será demonstrado, a grande variedade de parâmetros de operação de um jato sintético produz resultados que, apesar de confirmarem as previsões, contém uma gama de variações consideráveis.

Neste âmbito, Garg *et al.* (2005) examinaram a influência da frequência de pulsação no desempenho térmico do jato sintético. Os experimentos foram conduzidos em um jato circular de  $U_{\max} = 90$  m/s e  $D = 0,85$  mm, pulsando com frequências ressonantes entre 3,4 kHz e 5,4 kHz, impactando contra uma superfície de 156 mm<sup>2</sup>, mantida a temperaturas constantes de 50 °C e 80 °C. Para esta geometria, a frequência de ressonância encontrada foi de 4400 Hz. Os estudos mostraram que a presença do jato resultou em um máximo aprimoramento da transferência de calor em  $x/D = 9,3$ , com um valor 10 vezes maior do que de uma convecção natural.

Garg *et al.* (2005) descobriram também que a efetividade do jato depende fortemente da distancia longitudinal e da frequência de operação do jato, e este valor se torna levemente maior para fluxos altos de calor. Os autores também apresentam uma correlação para o número de Nusselt em função do número de Reynolds, do número de Prandtl, da distância entre o orifício da cavidade e a placa aquecida, do diâmetro da região aquecida para o problema térmico e do diâmetro do orifício.

Uma mudança na configuração geométrica do problema também produz resultados superiores ao resfriamento convencional. Mahalingam e Glezer (2005) testaram um projeto de um trocador de calor em que as aletas são equipadas com jatos sintéticos direcionados ao longo da superfície. Este projeto foi comparado ao efeito da vazão de um ventilador comercial acoplado às aletas. O novo projeto obteve um aumento de até 40 % em dissipação térmica e um aumento de 2,5 vezes do coeficiente de convecção comparado ao ventilador único.

Pavlova e Amitay (2006) comparam o desempenho de jatos contínuos e sintéticos impactando-os contra uma superfície aquecida por um fluxo térmico constante de 1 W/cm<sup>2</sup>.

O jato sintético foi formado a partir de um orifício circular de  $D = 2$  mm com uma variação do número de  $Re_{U_0}$  de 438 a 2306 e uma variação do número de  $St_{U_0}$  de 0,18 a 2,17. O jato contínuo foi formado a partir da mesma geometria e calibrado para atingir a mesma variação de  $Re_{U_0}$ . Os resultados obtidos demonstraram que, nas combinações mais eficientes de operação, o jato sintético resultou em um número de Nusselt três vezes superior na superfície aquecida em comparação a um jato convencional. Comparações de PIV de ambos os jatos indicam que o aumento de dissipação térmica ocorre devido à vorticidade associada à pluma do jato sintético que tende a aumentar a transferência de massa na camada limite da superfície.

No âmbito experimental, Campbell *et al.* (2002) demonstraram que jatos sintéticos a ar são eficazes no resfriamento de processadores para notebooks enquanto Mahalingam *et al.* (2002, 2004) ilustram a eficácia de jatos sintéticos para a refrigeração de eletrônicos de alta potência através de um dissipador de calor ativo integrado a este mecanismo. Gillespie *et al.* (2006) apresentam as características do jato e os números de Nusselt de uma investigação experimental de um jato sintético retangular que colide com uma placa aquecida exposta ao meio ambiente.

Em um estudo recente, Erbas e Baysal (2009) conduziram um trabalho computacional de um jato sintético colidindo sobre uma superfície aquecida saliente para avaliar a sua eficiência térmica. Os autores variaram o número de atuadores de jato e concluíram que a taxa de transferência de calor cresce com o aumento do número de atuadores. Adicionalmente, foi verificado que com o espaçamento adequado destes, a taxa de transferência de calor também aumenta.



### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

A ferramenta numérica utilizada nesta pesquisa é o programa computacional ANSYS CFX 12.0, e as equações utilizadas serão vistas na Seção 3.2. Também foi utilizado o programa EES para encontrar uma função de mínimo erro na Seção 4.8.

#### 3.1 ANSYS CFX

O programa ANSYS CFX é uma ferramenta de Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) utilizada para simulações numéricas em empresas de engenharia, aeronáuticas, navais e em universidades, para fornecer uma visão detalhada de equipamentos e processos, cujos objetivos podem ser diversos, como aumentar a eficiência ou a longevidade de um produto ou de um processo. Ele foi escolhido, portanto, para realizar este trabalho com os jatos sintéticos.

#### 3.2 MODELO MATEMÁTICO

O modelo matemático que é utilizado corresponde às equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível e turbulento de um fluido com propriedades térmicas constantes. O modelo de turbulência utilizado é o de Transporte da Tensão de Cisalhamento (*Shear-Stress-Transport* – SST), baseado no modelo  $k-\omega$ , e escolhido devido a seu melhor desempenho com as variações de escalas físicas do jato sintético.

As equações utilizadas pelo ANSYS CFX correspondem à versão conservativa das equações de Navier-Stokes descritas nesta seção.

##### 3.2.1 Equação da continuidade

O princípio do balanço de massa em um volume de controle pode ser escrito na forma vetorial como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.1)$$

onde o primeiro termo é relativo à variação temporal da massa no volume de controle e o segundo é relativo ao fluxo de massa que atravessa o volume de controle. A Eq.(3.1) em

coordenadas cartesianas fica:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

Para fluidos incompressíveis, que é o caso das simulações do presente trabalho, a massa específica ( $\rho$ ) não varia no tempo. A massa específica também não varia ao longo do volume de controle, ficando a equação da continuidade em coordenadas cartesianas:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

e na forma vetorial:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.4)$$

ou em notação de índices:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.5)$$

### 3.2.2 Princípio de conservação da quantidade de movimento

A equação da conservação da quantidade de movimento no volume de controle parte da segunda lei de Newton, onde

$$\frac{\partial}{\partial t} (m\vec{V}) = \vec{F} \quad (3.6)$$

Para um volume de controle, a taxa de variação da quantidade de movimento no lado esquerdo da equação é expandida de acordo com a derivativa substancial do elemento de fluido enquanto que as forças que atuam no volume de controle são separadas entre forças externas aplicadas ao volume e forças que atuam na superfície do elemento. Após manipulação algébrica, obtém-se a seguinte equação vetorial para um fluido incompressível:

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} \quad (3.7)$$

Na Eq.(3.7), o primeiro termo no lado direito representa forças de campo aplicadas à massa do elemento de fluido, podendo ser, por exemplo, forças gravitacionais ou por indução magnética. O termo  $\Pi$  no lado direito da equação representa forças aplicadas às superfícies do elemento na forma de um tensor de tensão que inclui a pressão e as tensões resultantes da interação viscosa. Este tensor é frequentemente representado em notação de índices na seguinte forma:

$$\Pi_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (3.8)$$

Substituindo a Eq.(3.8) na Eq.(3.7), e representando em notação de índices:

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

Para um fluido incompressível e com viscosidade constante o tensor deviatórico  $\tau_{ij}$  é definido como:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.10)$$

Substituindo na Eq.(3.9) e expandindo as derivadas em coordenadas cartesianas obtemos, em cada direção:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} \\ + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} \\ + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} \quad (3.13)$$

$$+ \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

O último termo em cada equação corresponde identicamente à Eq.(3.5) de conservação de massa para fluidos incompressíveis, podendo então ser eliminada. Desconsiderando a presença de forças externa, obtemos a seguinte versão em notação de índices

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (3.14)$$

ou em notação vetorial:

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (3.15)$$

### 3.2.3 Conservação da energia

A equação da conservação da energia para fluidos vem da aplicação da primeira lei da termodinâmica em um volume de controle:

$$\frac{DE_t}{Dt} = \frac{DQ}{Dt} - \frac{DW}{Dt} \quad (3.16)$$

onde as derivativas materiais incluem tanto a variação da energia total dentro do elemento como as variações resultantes do fluxo de energia que ocorre nas superfícies do volume de controle. A energia total pode ser escrita como a soma das contribuições da energia interna, cinética e potenciais presentes no elemento

$$E_t = m \cdot \left( e + \frac{\vec{V} \cdot \vec{V}}{2} - \vec{g} \cdot \vec{r} \right) \quad (3.17)$$

onde  $\vec{r}$  é o vetor de deslocamento do elemento.

A taxa de transferência de calor no segundo termo da Eq.(3.16) pode ser descrita pela lei de Fourier para propriedades constantes e sem geração interna de calor. Neste caso:

$$\frac{DQ}{Dt} = \bar{\nabla}(k\bar{\nabla}T) \quad (3.18)$$

O terceiro termo da Eq.(3.16) representa a taxa de trabalho, que, pela definição clássica, pode ser escrita na seguinte forma:

$$\frac{DW}{Dt} = \frac{D}{Dt}(\bar{F}\bar{r}) = \bar{V}\bar{F} \quad (3.19)$$

Considerando que o trabalho nas superfícies do volume de controle é proveniente da aplicação do campo de pressão e das tensões normais e de cisalhamento, podemos escrever a taxa de trabalho em função do tensor de tensões como:

$$\frac{DW}{Dt} = \bar{\nabla}(\bar{v}\bar{\Pi}) \quad (3.20)$$

E a substituição da definição do tensor de tensões da Eq.(3.8) na Eq.(3.20) e subsequente substituição na Eq.(3.16), junto à Eq.(3.18) e à Eq.(3.17) resulta na expressão do balanço de energia.

$$\rho \frac{De}{Dt} = k\nabla^2 T + \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - P \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.21)$$

e a expansão do termo de pressão permite escrever a conservação de energia em termos da entalpia como:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = k\nabla^2 T + \frac{DP}{Dt} + \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (3.22)$$

A Eq.(3.22) é identificada no ANSYS CFX como a equação de energia térmica por relacionar a temperatura do fluido ao campo de velocidade. Adicionalmente, o software pode utilizar um modelo para a energia que inclui o transporte de energia mecânica. A equação de energia mecânica é obtida multiplicando a velocidade à equação de conservação de quantidade de movimento (Eq.(3.9)), mas desconsiderando a presença de forças externas:

$$\rho U_i \frac{DU_i}{Dt} = -U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.23)$$

O resultado, após manipulação algébrica, é a equação do transporte da energia

mecânica:

$$\frac{D}{Dt} \left( \rho \frac{U_i U_i}{2} \right) = -U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.24)$$

Somando a Eq.(3.24) e a Eq.(3.22) obtêm-se a equação do transporte da energia total

$$\rho \frac{Dh_0}{Dt} = k \nabla^2 T + \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i \tau_{ij}) \quad (3.25)$$

onde a equação da entalpia total é definida como:

$$h_0 = h + \frac{U_i U_i}{2} \quad (3.26)$$

### 3.2.4 Decomposição de Reynolds – Equações médias de Reynolds

As equações médias de Reynolds se baseiam no fato de que o valor de uma variável instantânea é a soma de seu valor médio com um valor flutuante. Por exemplo, a velocidade instantânea pode ser escrita como

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i \quad (3.27)$$

sendo que os valores médios e flutuantes possuem as seguintes propriedades matemáticas:

$$\overline{(\bar{U}_i)} = \bar{U}_i \quad \overline{(u'_i)} = 0 \quad \overline{(\bar{U}_i u'_i)} = \overline{(\bar{U}_i)} \overline{(u'_i)} = 0 \quad \overline{(v'_i u'_i)} \neq 0 \quad (3.28)$$

O processo de decomposição de Reynolds envolve a substituição das variáveis para o campo de velocidade, temperatura e pressão nas equações de conservação de massa (Eq.(3.5)), quantidade de movimento (Eq.(3.9)) e energia (Eq.(3.22)). Aplicam-se as normas de médias (Eq.(3.28)) para eliminar os termos de flutuação possíveis para obtermos as equações da Média de Reynolds para Navier Stokes (*Reynolds Averaged Navier Stokes – RANS*).

Para um fluido incompressível e com propriedades constantes a conservação de massa reduz-se a:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.29)$$

A equação do balanço da quantidade de movimento reduz-se a:

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.30)$$

onde o termo agregado ao tensor deviatórico é conhecido como o cisalhamento de Reynolds. Apesar do sinal negativo, o cisalhamento de Reynolds é sempre uma quantidade positiva, podendo ser fisicamente interpretado como um aumento do efeito da viscosidade natural do fluido causada pela movimentação turbulenta. Seguindo o mesmo princípio de simplificação implementado entre a Eq.(3.9) e a Eq.(3.12), podemos escrever a equação do balanço da quantidade de movimento para um fluido incompressível, com propriedades constantes e desconsiderando forças externas:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (3.31)$$

Esta equação é comumente chamada de Média de Reynolds de Navier-Stokes (RANS) e o termo mais à direita da equação é chamado de Tensão de Cisalhamento de Reynolds. Comparando-se este termo com o cisalhamento por viscosidade que o precede, podemos definir uma viscosidade cinemática turbulenta  $\nu_T$  da seguinte forma

$$\nu_T \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \quad (3.32)$$

de modo que a equação do balanço da quantidade de movimento pode ser escrita em seu formato final RANS como:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + (\nu + \nu_T) \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (3.33)$$

Semelhantemente, a equação do balanço da energia total após aplicação do método de decomposição de Reynolds fica

$$\rho \frac{D\bar{h}_0}{Dt} = \nabla \cdot (k \nabla \bar{T} - \rho \overline{u'_i h'}) + \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{U} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \right] \quad (3.34)$$

onde a entalpia total média agora agrega também a contribuição da energia cinética turbulenta  $\bar{k}$ :

$$\bar{h}_0 = \bar{h} + \frac{\overline{U_i U_i}}{2} + \bar{k} \quad \bar{k} = \frac{\overline{u_i u_i}}{2} \quad (3.35)$$

O termo agregado à lei de Fourier é conhecido como fluxo térmico turbulento ou fluxo de Reynolds. Análogo ao caso do cisalhamento de Reynolds, o seu efeito é um aumento na troca de calor entre camadas de fluidos descrita pela lei de Fourier devido à movimentação turbulenta. Pelo princípio de difusividade turbulenta, podemos assumir que o fluxo é proporcional ao gradiente da sua variável escalar. Neste caso, a variável escalar seria o campo de entalpia e a constante de proporcionalidade a difusividade térmica turbulenta  $\varepsilon_T$ . Pode-se escrever então o fluxo de Reynolds da seguinte forma:

$$-\rho \overline{u_i h'} = \varepsilon_T \nabla \bar{h} \quad (3.36)$$

A substituição dos termos definidos na Eq.(3.32) e na Eq.(3.36), junto à Eq.(3.34) resulta na equação de energia RANS como:

$$\frac{D\bar{h}_0}{Dt} = \frac{1}{\rho} \nabla (k \nabla \bar{T} + \varepsilon_T \nabla \bar{h}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{U} (\nu + \nu_T) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right] \quad (3.37)$$

Torna-se necessário obter uma equação RANS para o transporte de entalpia. Através de uma formulação básica de um problema de advecção sem geração interna e após a decomposição de Reynolds, obtém-se:

$$\frac{D\bar{h}}{Dt} = \nabla (\alpha \nabla \bar{h} - \rho \overline{u_i h'}) = (\alpha + \varepsilon_T) \nabla^2 \bar{h} \quad (3.38)$$

O procedimento de decomposição de Reynolds apresentado nesta seção resulta na introdução de três novas variáveis: a energia cinética turbulenta  $k$ , a viscosidade cinemática turbulenta  $\nu_T$  e a difusividade térmica turbulenta  $\alpha$ , necessitando-se então de três equações adicionais para o fechamento do modelo numérico.



### 3.2.5 Modelo de Turbulência – Equação de Energia Turbulenta

O modelo de turbulência utilizado é o Transporte da Tensão de Cisalhamento (SST), desenvolvido por Menter (1994, 2003). Este modelo foi escolhido por combinar o desempenho do modelo  $k-\omega$  em regiões próximas a uma superfície e do modelo  $k-\varepsilon$  em regiões de escoamento livre. O pressuposto básico do modelo é assumir que a viscosidade cinética turbulenta tem o seguinte formato matemático:

$$v_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)} \quad (3.39)$$

Onde:

$k$  é a energia cinética turbulenta em  $[\text{m}^2/\text{s}^2]$ ;

$\omega$  é a taxa de dissipação de  $k$  em  $[1/\text{s}]$ ;

$a_1 = \sqrt{\beta^*}$ , uma constante do modelo;

$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ , é a invariante do tensor de deformação do elemento de fluido;

$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \sqrt{\beta^*}$  é o tensor de deformação do campo de velocidade;

$F_2 = \tanh \left[ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right]$ , é uma função de superposição.

e pela formulação básica de um modelo de viscosidade turbulenta, podemos relacionar a viscosidade cinética turbulenta à dissipação térmica turbulenta como:

$$\varepsilon_T = \frac{\rho v_T}{Pr_T} \quad (3.40)$$

onde  $Pr_T$  é o número de Prandtl turbulento característico do escoamento.

O modelo SST utiliza duas equações: uma para o transporte de energia cinética específica turbulenta e outra para a taxa de dissipação da energia cinética. A equação de transporte da energia cinética específica tem o seguinte formato para um fluido incompressível e com propriedades constantes:

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_k v_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.41)$$

Onde:

$\sigma_k$  é uma constante do modelo;

$P_k = \min \left( \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10 \beta^* k \omega \right)$ , termo de geração de energia cinética específica turbulenta em  $[\text{m}^2/\text{s}^2]$  definido nesta forma para evitar o acúmulo de turbulência em regiões de estagnação.

A equação para a taxa de dissipação de energia cinética é escrita através da seguinte equação:

$$\frac{D\omega}{Dt} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_{\omega 1} v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (3.42)$$

onde:

$\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_{\omega 1}$  e  $\sigma_{\omega 2}$  são constantes do modelo;

$F_1 = \tanh \left\{ \left[ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right]^4 \right\}$ , é uma função de superposição

entre as regiões próximas à parede e em escoamento livre;

$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$  é outra função de superposição.

Com a especificação da Eq.(3.39), Eq.(3.41) e da Eq.(3.42), consegue-se, desta maneira, fechar o modelo matemático para a simulação numérica de um escoamento com transferência de calor. Deve ser lembrado que o modelo descrito nesta seção é limitado a um fluido incompressível, com propriedades viscosas e térmicas constantes e sem a presença de fontes externas de trabalho ou fontes internas de energia.

### 3.3 GEOMETRIAS E MALHAS

Todas as geometrias seguem os mesmos parâmetros físicos da Fig.(2.2) e, para facilitar a leitura e entendimento das relações seguintes, esta é representada abaixo, na Fig.(3.1). Como foi dito anteriormente, a geometria utilizada, por ser simétrica, possui metade do tamanho da figura com o objetivo de diminuir o tempo computacional.

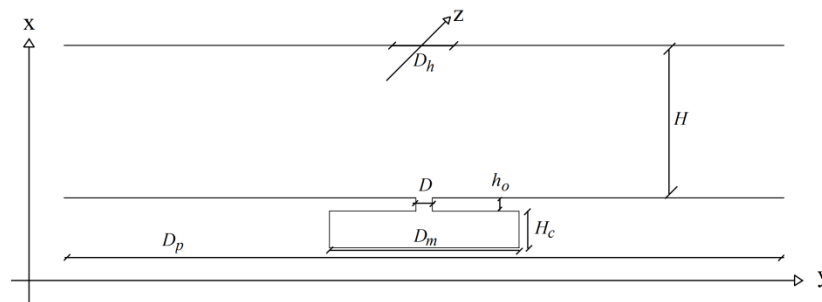


Figura 3.1: Desenho esquemático da geometria.

Em se tratando das condições de contorno utilizadas em estudos anteriores, assim como Fugal *et al.* (2004) e Wang *et al.* (2006), Chandratilleke *et al.* (2009) também utilizou em seus estudos um modelo numérico computacional desenvolvido no software FLUENT, utilizando a malha mostrada na Fig.(3.2), desenvolvida no facilitador de geração de malha Gambit. Condições adiabáticas foram aplicadas nas paredes do microcanal, da cavidade e do diafragma. A superfície aquecida, diretamente oposta ao jato e perpendicular a este, foi mantida a uma temperatura constante de 360 K.

Para o caso de Chandratilleke *et al.* (2009), um escoamento transversal foi aplicado como uma condição de contorno de velocidade constante conhecida, enquanto o fluxo de saída foi tratado como uma condição de contorno de pressão de saída. O ar como fluido de trabalho foi assumido incompressível e com uma temperatura de entrada em fluxo cruzado de 300 K. O modelo *Shear-Stress-Transport* (SST) de turbulência foi utilizado no modelo para fornecer uma representação exata dos escoamentos turbulentos na região próxima à parede e, como a escala de comprimento da simulação era pequena, uma intensidade de turbulência de 3 % foi aplicada na saída da região computacional.

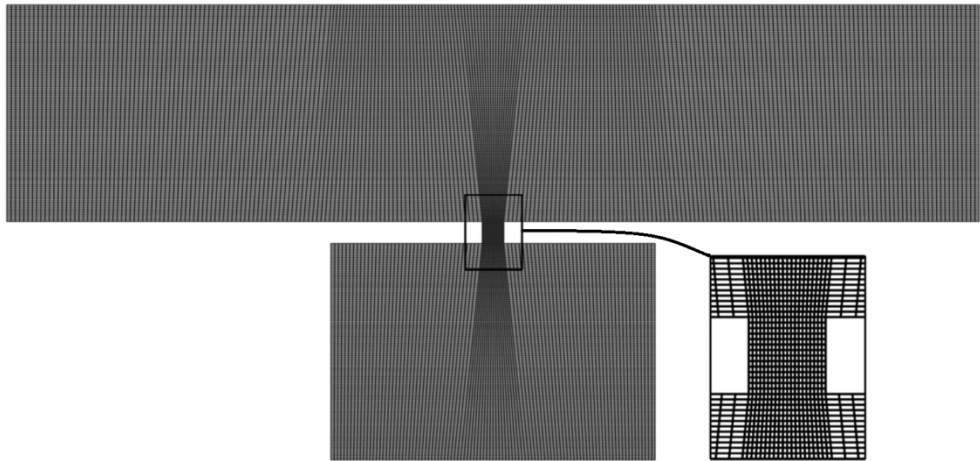


Figura 3.2: Grade computacional para o domínio de solução (a gravura fora da imagem principal mostra a região marcada ampliada).

Fonte: Chandratilleke *et al.* (2009).

As simulações realizadas do presente estudo utilizam o mesmo modelo de turbulência, porque o regime também foi turbulento, e uma malha bidimensional semelhante a esta, porém, com metade da geometria e simétrica para diminuição do custo computacional, visível na Fig.(3.3). A escolha de uma malha computacional com metade da geometria não afeta os resultados por não haver escoamento transversal à linha de simetria. Adicionalmente, um caso de teste de geometria integral foi comparado à malha simétrica e a estrutura do jato produzido pelas duas geometrias foi determinada como idêntica. Já as condições de contorno do presente trabalho são apresentadas pela Fig.(3.4).

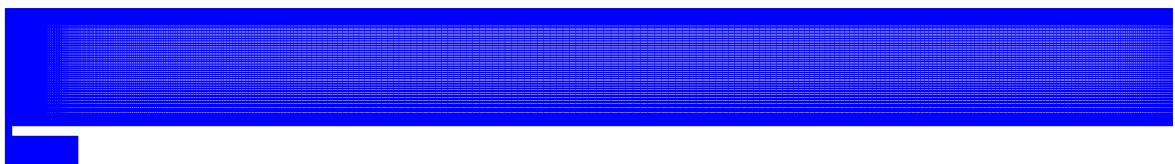


Figura 3.3: Visão da malha inteira.

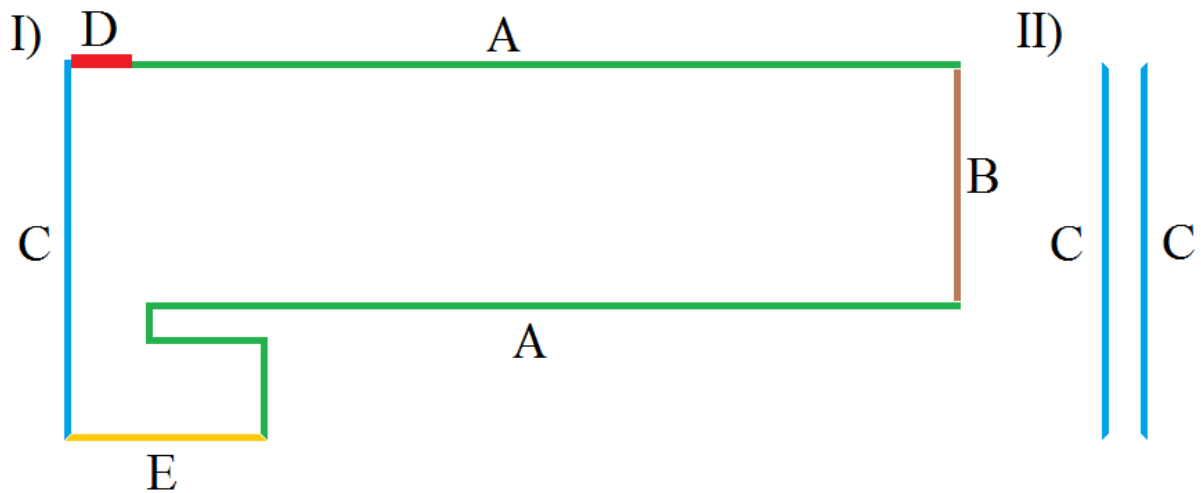


Figura 3.4: Condições de contorno da malha: I) vista dos eixos  $x$  e  $y$ , II) vista dos eixos  $x$  e  $z$ .

Dentre as condições de contorno, pode ser afirmado que:

- A) Foram consideradas regiões de parede adiabáticas, com velocidade nula e sem deslizamento (*No Slip Wall*), as regiões em verde da Fig. (3.4), na parte superior da geometria correspondente à parede sem aquecimento, na lateral direita e superior da cavidade, na lateral direita do orifício e na parede inferior do meio externo.
- B) A superfície lateral direita da malha foi definida como condição aberta (Opening) em pressão, tendo uma pressão relativa inicial de 0 atm, temperatura aberta inicial de 290 K (temperatura de referência adotada -  $T_{ref}$ ) e baixa intensidade de turbulência (1%).
- C) Toda a superfície esquerda da malha foi determinada como Simetria, bem como a região frontal e traseira da malha.
- D) A placa aquecida foi determinada como região de parede com velocidade nula e sem deslizamento (*No Slip Wall*) e teve duas condições de contorno distintas, de acordo com a simulação. Em simulações de jatos sintéticos e contínuos, foi adotado um fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. Também para análise dos jatos contínuos, foram realizadas simulações com temperatura prescrita de 291 K, 1 K acima da temperatura de referência ( $T_{ref}$ ), que foi a temperatura inicial do fluido.
- E) A membrana na região inferior foi condicionada como região de entrada, tendo a temperatura fixa em 290 K (temperatura de referência -  $T_{ref}$ ), turbulência de 1%, e velocidade inicial determinada pelas Eq. (3.45) e Eq. (3.46).

Em se tratando das condições iniciais, Chandratilleke *et al.* (2009) expressou o deslocamento do diafragma como  $y = A \cdot \sin(\omega \cdot t)$ , onde  $A$  é a amplitude do diafragma,  $\omega$  é a frequência angular e  $t$  é o tempo. Os autores também usaram, como algoritmo numérico, um método de solução com formulação implícita, enquanto esquemas de discretização de segunda ordem foram utilizados para a massa específica, quantidade de movimento, pressão, energia cinética, taxa de dissipação específica e energia. As temperaturas médias do ar e da superfície aquecida em cada incremento de tempo foram calculadas usando Funções Definidas pelo Usuário (*User Defined Functions* – UDF) e utilizadas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor  $h$  e do número de Nusselt  $Nu$ .

A simulação de Chandratilleke *et al.* (2009) foi realizada com 720 passos de tempo por ciclo tendo 20 sub-iterações dentro de cada passo de tempo. Como critério de convergência para o cálculo, em cada ciclo, os residuais de massa, quantidade de movimento e os parâmetros de turbulência ( $k$  e  $\omega$ ) foram estipulados para serem menores do que  $10^{-3}$  e os residuais de energia foram estipulados para serem menores do que  $10^{-6}$ . Os dados foram extraídos a cada 20 passos, resultando em 36 pontos de dados por ciclo. Cerca de 10 pulsações foram suficientes para atingir as condições de operação quase constantes na sua geometria de microcanais. A dependência da malha com os resultados foi testada pela observação das alterações do campo de velocidade média no domínio. A grade mais adequada, tendo em conta a integridade da malha e o tempo de CPU, teve uma tolerância de 5% entre as sucessivas malhas. Para aumentar a precisão, um solver de precisão duplo 2D foi utilizado para resolver as equações do calor e do fluxo de fluido.

No presente estudo, foram utilizados de 200 a 400 passos de tempo por ciclo, dependendo da frequência da membrana, com 20 sub-iterações dentro de cada passo de tempo. Como critério de convergência para o cálculo, em cada ciclo, os residuais de massa, quantidade de movimento, energia e os parâmetros de turbulência foram estipulados para serem menores do que  $1 \cdot 10^{-8}$ . Os dados foram extraídos a cada  $0,1T_{per}$ ,  $0,15T_{per}$  ou  $0,25T_{per}$ , dependendo da quantidade de passos por ciclo, mas de maneira conservativa, de modo a considerar os valores intermediários. Nas simulações onde foram realizadas até três pulsações, não ocorreram mudanças significativas entre o primeiro e o terceiro ciclo. Um ciclo foi considerado desta forma, suficiente para atingir as condições de operação quase constantes para as malhas utilizadas neste estudo. A dependência da malha com os resultados foi testada pela observação das alterações do campo de velocidade média longitudinal e da

largura média do jato no domínio entre as malhas, visto no subcapítulo 4.1.

A movimentação da membrana na região inferior, representada como região de entrada, teve velocidade longitudinal definida pela Eq.(3.43) para jatos contínuos (intransientes) e pela Eq.(3.44) para jatos pulsantes (transientes). Como a malha não é um diafragma móvel, uma equação de velocidade de fluido foi elaborada para representar a movimentação da membrana. Como para estes dispositivos com fluidos incompressíveis não há ressonância, o que ocorre se usados fluidos compressíveis, esta metodologia é aceitável.

Em tais equações, foi inicialmente definido um número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$ , para resultar velocidade média do orifício  $U_0$  através da Eq. (2.12). A fim de encontrar a velocidade média máxima do jato no plano de saída do orifício  $U_{max}$ , as Eq. (3.43) e Eq. (3.44) foram desenvolvidas para um jato pulsante e contínuo, respectivamente:

$$U_{max} = \frac{U_0 A_0 \pi^2}{2 A_m} \quad (3.43)$$

$$U_{max} = \frac{U_0 A_0 \pi}{2 A_m} \quad (3.44)$$

A velocidade média máxima do jato no plano de saída do orifício  $U_{max}$  é a amplitude máxima da membrana. A membrana possui seu pico de crista no centro da cavidade, local onde há máxima dilatação da membrana, representada pela função cosseno. Já a função seno representa a variação temporal da membrana, com o pico de ejeção da membrana em  $t = 0,25 T_{per}$  e pico de sucção em  $t = 0,75 T_{per}$ .

$$u = U_{max} \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{2L}\right) \quad (3.45)$$

$$u = U_{max} \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{2L}\right) \cdot \text{sen}\left(\frac{2\pi t}{T_{per}}\right) \quad (3.46)$$

Os fluidos do ambiente selecionados foram água e etanol, que teve como pressão relativa inicial 0 Pa, pressão de referência 1 atm, velocidade inicial nula, temperatura inicial de 290 K, com turbulência e taxa de viscosidade turbulenta selecionada para ser de baixa

intensidade. O uso da água e do etanol como fluido também possibilitam o uso de uma malha menos refinada do que se utilizado ar como fluido operante, já que para ser obtido um número de Reynolds semelhante aos utilizados em experimentos previamente relatados, seria necessária uma velocidade de jato excessiva caso o fluido fosse ar.

### 3.3.1 Malha para estudo de convergência

Para o estudo de convergência, foi utilizada uma malha bidimensional semelhante à de Chandratilleke *et al.* (2009), porém, mais estreita, com uma distancia transversal de  $0,654 H$  (Fig.(3.5)), possuindo a geometria total desta maneira, uma distância transversal  $D_p = 1,308 H$  e distância entre o orifício da cavidade e a parede superior  $H = 21,8 D$ . Ajustes foram feitos na malha para lidar com o alto grau de cisalhamento observado dentro da estrutura do jato. Para tanto, foi feito um duplo refinamento na parede do orifício e na região interna do bocal onde ocorre a reversão periódica mais intensa da velocidade do jato. Tal região não se limita apenas ao orifício, mas também se estende por toda região longitudinal. O ponto transversal em que foi colocada esta região de refinamento, em termos adimensionais, é visto na Seção 3.3.3.

Foram desenvolvidos diversos refinamentos de malha para análise da sua convergência, mas a malha escolhida pelos quesitos convergência e custo computacional possui 239.174 volumes de controle. Esta malha possui transversalmente 359 volumes na parede superior externa, 254 na parede inferior externa, 149 na parede superior da cavidade, 254 na parede inferior da cavidade e 104 no bocal. Longitudinalmente, possui 599 volumes na parede vertical do meio externo, 59 na parede vertical de sua cavidade rasa e 74 na parede vertical do bocal.

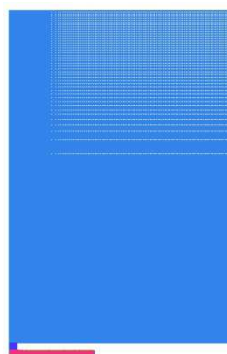


Figura 3.5: Malha para teste de convergência.



Chandratilleke *et al.* (2009) validou seu modelo desenvolvendo um modelo de jato sintético separado, alterando as dimensões de domínio em micro-escala para coincidir com o trabalho publicado de Yao *et al.* (2006). Estes resultados foram amplamente utilizados pela NASA Langley Research Center (2004), para avaliar a adequação de modelos de turbulência para fluxos de jato sintético. Os resultados indicaram que o modelo de turbulência escolhido afetou significativamente os resultados e o modelo de Transporte da Tensão de Cisalhamento (SST) de turbulência funciona melhor entre os modelos da Média Instável de Reynolds para Navier Stokes (*Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes* - URANS). Para coincidir com o estudo de caso da oficina da NASA, o modelo de Chandratilleke *et al.* (2009) teve como diâmetro do orifício  $D = 1,27$  mm, amplitude de movimentação do diafragma  $A = 1,25$  mm, e frequência do diafragma  $f = 444,7$  Hz. A simulação concordou muito bem com os dados experimentais, validando o modelo e sua precisão. Os detalhes desta validação foram discutidos em Jagannatha *et al.* (2009).

A validação do modelo do presente estudo foi obtida comparando-se as correlações de velocidade e largura do jato resultante com resultados experimentais para jatos sintéticos de Smith e Glezer (1998) e para resultados analíticos de jatos contínuos laminares e turbulentos de White (1991). Já a validação da malha do presente modelo foi obtida comparando-se resultados de diferentes refinamentos de malha para uma mesma geometria.

### 3.3.2 Malha para estudo térmico

A partir de uma malha inicial de 201.284 elementos, foram desenvolvidas malhas adicionais com 150% e 200% de refinamento. Estudos de jatos pulsantes com número de  $Re_{v_0} = 383$ , baseado na largura total do orifício ( $D$ ) e velocidade média do jato no orifício, indicaram que as propriedades de velocidade média longitudinal e taxa de crescimento do jato se estabilizavam a partir da malha de 150%. Consequentemente a malha de 150%, contendo 301.925 pontos foi escolhida como malha padrão para o restante deste estudo. A malha final possui então 643 por 399 volumes de controle na região externa, 96 por 74 volumes na região do gargalo do orifício e 246 por 149 volumes na cavidade.

Utilizando-se dos valores coletados de fluxo de calor e diferença de temperatura média entre a superfície aquecida e o fluido no meio externo para cada simulação, que na grande maioria das simulações em etanol a média foi de 0,3 K, e em água cerca de 10% deste valor, é obtido o coeficiente de transferência de calor por convecção médio  $h$  sobre a região

aquecida, visto na Eq.(2.14). O número de Nusselt médio sobre a região aquecida, visto na Eq.(2.15), é calculado com o coeficiente de transferência de calor por convecção médio  $h$ , com o diâmetro hidráulico, que é o próprio diâmetro do orifício  $D$ , e com o coeficiente de transferência de calor por condução  $k$  do fluido.

Para o estudo térmico, foram então desenvolvidas cinco geometrias, cujos parâmetros geométricos sejam dimensionais ou adimensionais, podem ser vistos na Tab.(3.1).

**Tabela 3.1: Parâmetros adicionais das geometrias.**

Dimensão da parede aquecida $D_h$	Largura da Membrana $D_m$	Distância do orifício à placa aquecida $H$ [m]	Distância do orifício à placa aquecida $H$	Diâmetro do orifício $D$ [m]
$1,428 D$	$11,1514 D$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$3 D$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
$1,428 D$	$11,1514 D$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$6 D$	$3,3 \cdot 10^{-4}$
$1,428 D$	$11,1514 D$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$9 D$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
$1,428 D$	$11,1514 D$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$18 D$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
$1,428 D$	$11,1514 D$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$24 D$	$8,25 \cdot 10^{-5}$

Pode ser observado pela tabela que a distância entre o orifício e a placa aquecida permanece constante em todas as malhas, com o valor de  $H = 1,9810^{-3}$  m, variando apenas o diâmetro do orifício, de modo que a extensão da malha na região externa não foi alterada.

O uso destas malhas para o estudo térmico possibilitou ser desenvolvida uma equação para o número de Nusselt médio  $Nu$  em função da distância do orifício à placa aquecida  $H/D$ , do número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  e da frequência adimensional de ressonância da membrana, o número de Strouhal definido de acordo com o diâmetro do orifício e velocidade média do jato  $St_{U_0}$ . Esta equação pode ser vista na Seção 4.8.

Outro parâmetro importante é a extensão das malhas. A parede lateral direita foi afastada para os efeitos de pressão constante na saída tornarem-se desprezíveis na simulação. Como a malha é metade da geometria de interesse, a distancia transversal da malha utilizada foi de  $9,91 H$ , possuindo a geometria total desta maneira, uma distância transversal  $D_p = 19,82 H$ , como visto nas Fig.(3.6), Fig.(3.7) e Fig.(3.8).

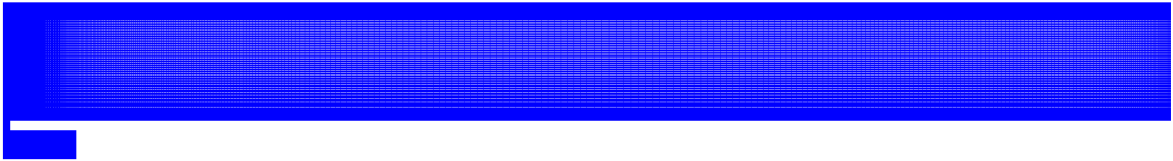


Figura 3.6: Visão da malha inteira.

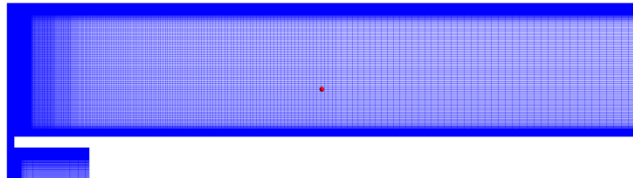


Figura 3.7: Visão de  $\frac{1}{2}$  da malha.

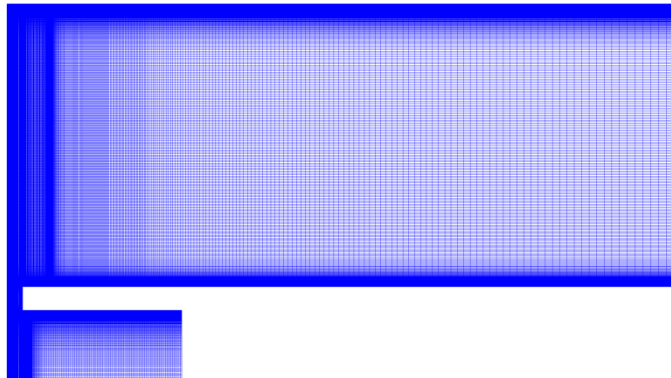


Figura 3.8: Visão de  $\frac{1}{4}$  da malha.

### 3.3.3 Refinamento da malha na região do bocal

Ajustes foram feitos na malha para lidar com o alto grau de cisalhamento observado dentro da estrutura do jato. Para tanto, foi feito um duplo refinamento na parede do orifício e na região interna do bocal onde ocorre a reversão periódica mais intensa da velocidade do jato. Tal região não se limita apenas ao orifício, mas também se estende por toda região longitudinal como visto na Fig.(3.9). O ponto transversal em que foi colocada esta região de refinamento, em termos adimensionais, fica em  $y = 0,2125 D$ .

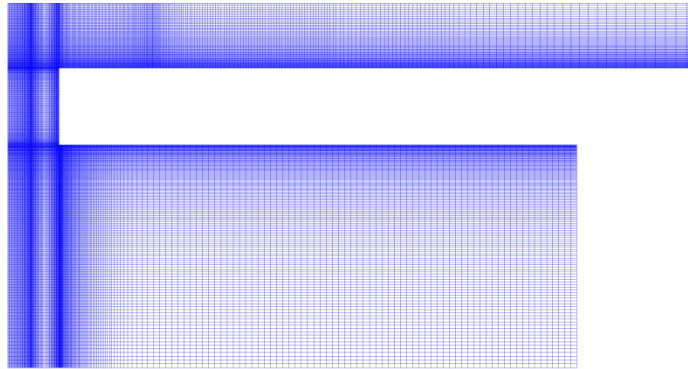


Figura 3.9: Refinamento duplo no orifício da cavidade, visão afastada.

### 3.3.4 Malha para estudo da profundidade da cavidade

No presente estudo foram comparadas três geometrias de cavidades com alturas diferentes  $H_C/D = 0,41$ ,  $2,78$  e  $5,57$ . Estes valores correspondem a razões de aspecto iguais a  $D_m/H_C = 27,26$ ,  $4$  e  $2$ , respectivamente e são ilustradas na Fig.(3.10), Fig.(3.11) e Fig.(3.12).

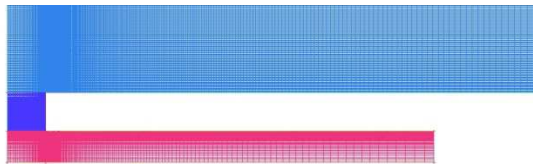


Figura 3.10: Malha com profundidade da cavidade rasa  $H_C/D = 0,41$ .

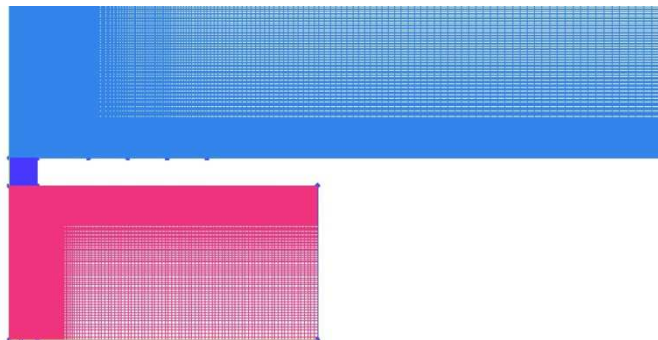


Figura 3.11: Malha com profundidade da cavidade com  $1/4$  do diâmetro da membrana,  $D_m/H_C = 4$ .

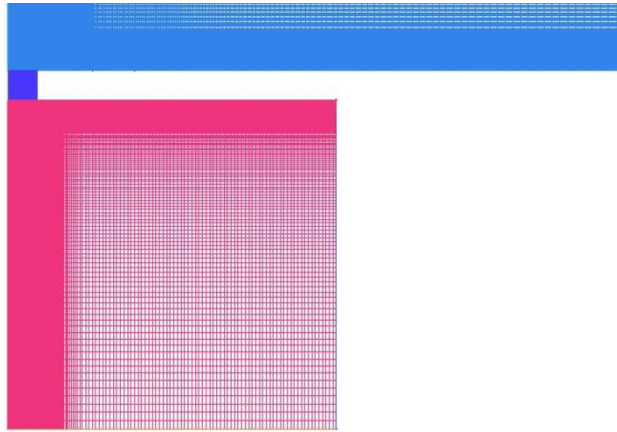


Figura 3.12: Malha com profundidade da cavidade com metade do diâmetro da membrana,  $D_m/H_C = 2$ .

### 3.3.5 Malha para estudo do formato do bocal

No presente estudo também foram comparadas duas geometrias com formatos de orifícios diferentes. As geometrias são quase idênticas, possuindo cavidade com razão de aspecto de  $D_m/H_C = 2$ , altura de  $H_C/D = 5,57$  e espessura da placa do orifício de  $h_o/D = 1/2$ . A diferença entre ambas é apenas no formato do orifício: uma tem orifício retangular, visto na Fig.(3.13); e a outra tem orifício em corte de  $45^\circ$ , visto nas Fig.(3.14) e Fig.(3.15). Mantendo todos os outros parâmetros idênticos e variando apenas o formato do orifício, foi possível determinar sua relação na formação do jato.

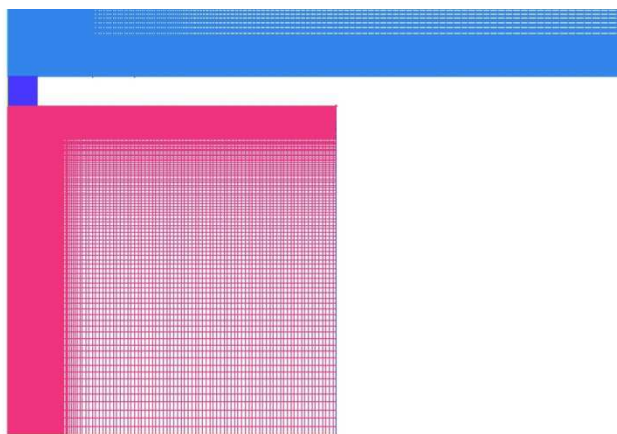


Figura 3.13: Malha possuindo cavidade com razão de aspecto de  $D_m/H_C = 2$ , altura de  $H_C/D = 5,57$  e espessura da placa do orifício de  $h_o/D = 1/2$ . Orifício retangular.

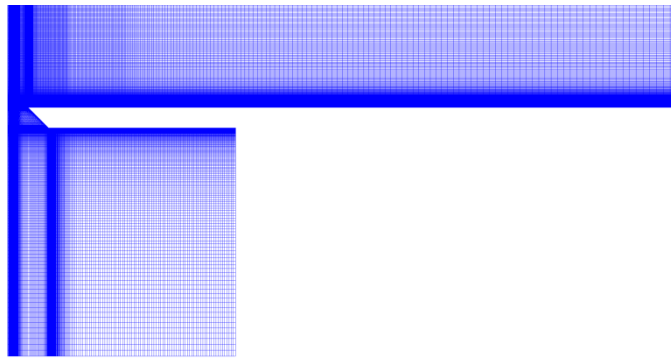


Figura 3.14: Malha possuindo cavidade com razão de aspecto de  $D_m/H_C = 2$ , altura de  $H_C/D = 5,57$  e espessura da placa do orifício de  $h_o/D = 1/2$ . Borda do orifício em  $45^\circ$  com a horizontal.

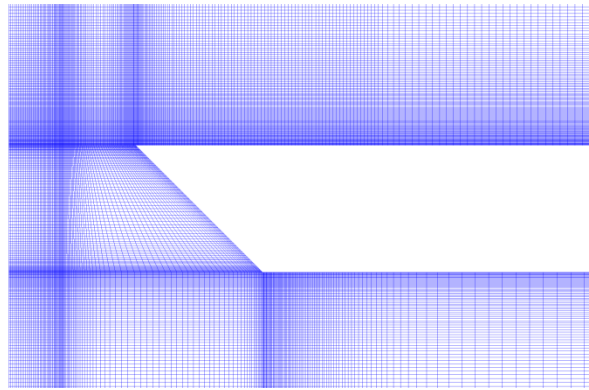


Figura 3.15: Malha com a borda do orifício em  $45^\circ$  com a horizontal, vista aproximada no bocal.

### 3.3.6 Malha para estudo da espessura da placa do orifício

Utilizando-se duas geometrias de cavidade com razão de aspecto  $D_m/H_C = 4$  e altura de  $H_C/D = 2,78$ , com orifício retangular, foi analisada a relação entre a geometria com espessura de placa do orifício mais espessa  $h_o/D = 1/2$ , vista na Fig.(3.16), e a geometria com espessura de placa do orifício mais fina  $h_o/D = 1/20$ , vista na Fig.(3.17) e na Fig.(3.18).

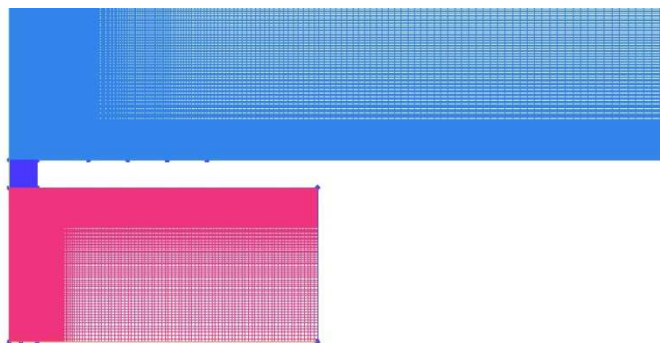


Figura 3.16: Malha com profundidade da cavidade com  $1/4$  do diâmetro da membrana,  $D_m/H_C = 4$ .

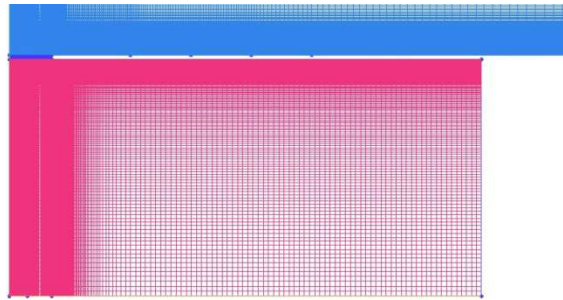


Figura 3.17: Malha com espessura de placa do orifício mais espessa,  $h_o/D=1/2$ .

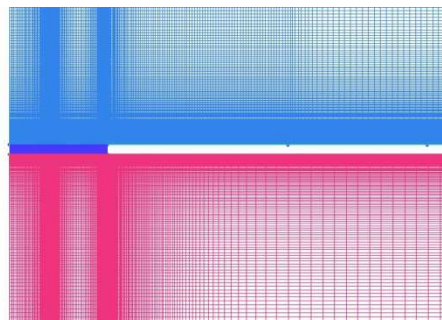


Figura 3.18: Malha com espessura da placa do orifício mais fina,  $h_o/D=1/20$ .

## 4 RESULTADOS

Dentre os resultados obtidos, os mais relevantes são: as relações entre as geometrias e o desempenho do sistema e dos jatos sintéticos, e a correlação para o número de Nusselt nas distâncias do orifício pesquisadas.

Todos os gráficos apresentados nesta seção tiveram os seus parâmetros adimensionalizados de maneira análoga aos demais autores da área, como Smith e Glezer (1998). A largura média do jato  $b$  e a distância longitudinal  $x$  foram adimensionalizadas através do diâmetro do orifício  $D$ . A velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  foi adimensionalizada através da velocidade média do orifício  $U_0$ . As velocidades médias longitudinal  $u$  e transversal  $v$  foram adimensionalizadas através da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$ . A autocorrelação da flutuação da velocidade longitudinal média  $uu$  e a correlação cruzada entre as velocidades médias  $u$  e  $v - uv$  foram adimensionalizadas através do quadrado da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}^2$ .

### 4.1 CONVERGÊNCIA DE MALHA

Foram desenvolvidos diversos refinamentos de malha para análise da sua convergência, resultando nas malhas 1.0, 1.5 e 2.0. A malha 1.0 refere-se à malha inicial, com 201.284 pontos na malha, a malha 1.5 refere-se ao refinamento de 301.925 pontos, cerca de 50 % a mais que a original e a malha 2.0 ao refinamento de 402.566 pontos, o dobro da malha inicial.

Para todos os estudos de validação e análise das geometrias, foi adotado um número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 383, por ser o mesmo valor utilizado por Smith e Glezer (1998). Para as três malhas do estudo de convergência, foram gerados os gráficos das Fig.(4.1), Fig.(4.2) e Fig.(4.3). A Fig.(4.1) apresenta os valores adimensionais da largura média do jato  $b$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ . A Fig.(4.2) apresenta os valores adimensionais da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ . Ambos os resultados são comparados com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998). A Fig.(4.2) foi ainda comparada com simulações bidimensionais e experimentos de Lee e



Goldstein (2002).

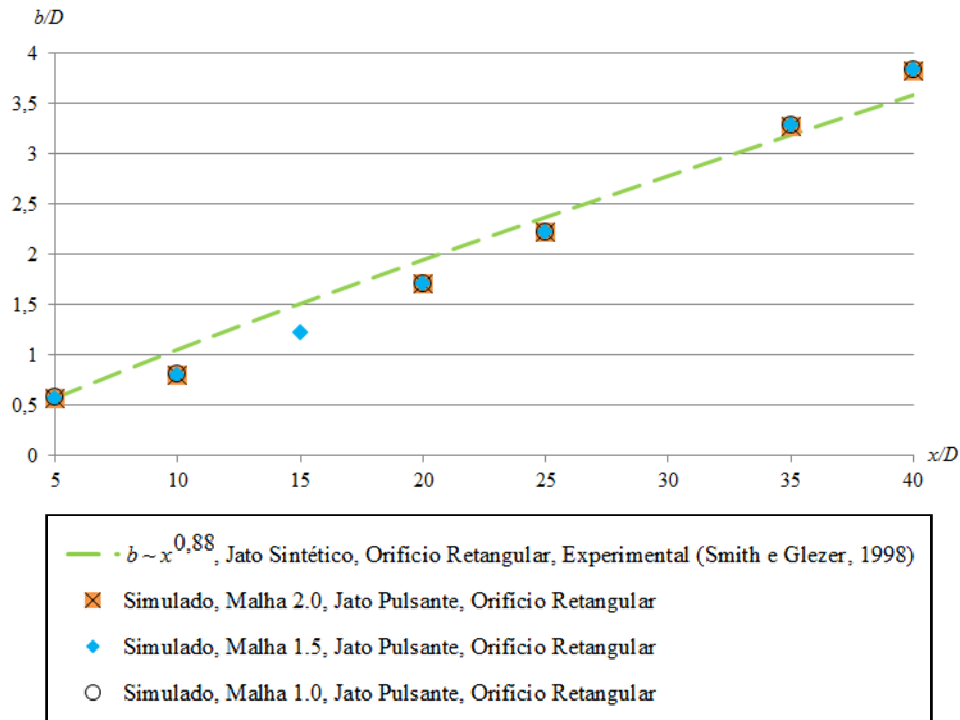


Figura 4.1: Largura média de jato pulsante para três refinamentos de malha e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

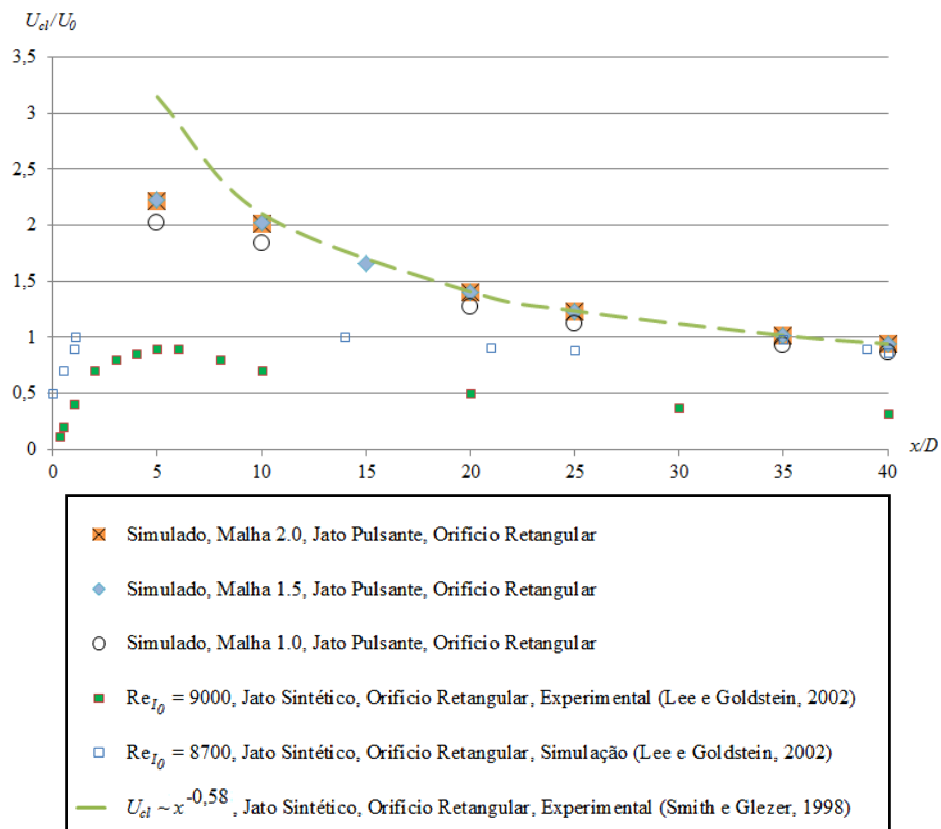


Figura 4.2: Velocidade longitudinal média de jato para três refinamentos de malha numa simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

Segundo o gráfico da Fig.(4.1), as três malhas demonstraram o mesmo crescimento na largura do jato. Isso indica que, para este parâmetro, a malha inicial já se encontra convergida. Já o gráfico da Fig.(4.2) mostra que as malhas de refinamento 1.5 e 2.0 são praticamente idênticas, porém melhores do que a malha 1.0. Por este motivo a malha 1.5 foi escolhida para as simulações deste estudo, por ser melhor do que a 1.0 e de custo computacional inferior à 2.0.

A Fig.(4.3) apresenta os valores adimensionais da velocidade longitudinal média  $u$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$  para quatro distâncias do orifício. Os resultados são comparados com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e com simulações bidimensionais de Lee e Goldstein (2002), apresentando boa concordância com estes dados.

A malha 1.5 tem transversalmente 644 pontos na parede superior externa, 547 na parede inferior externa, 150 na parede superior da cavidade, 247 na parede inferior da cavidade e 97 no bocal. Longitudinalmente, possui 400 pontos na parede vertical do meio externo, 150 na parede vertical da cavidade e 75 na parede vertical do bocal.

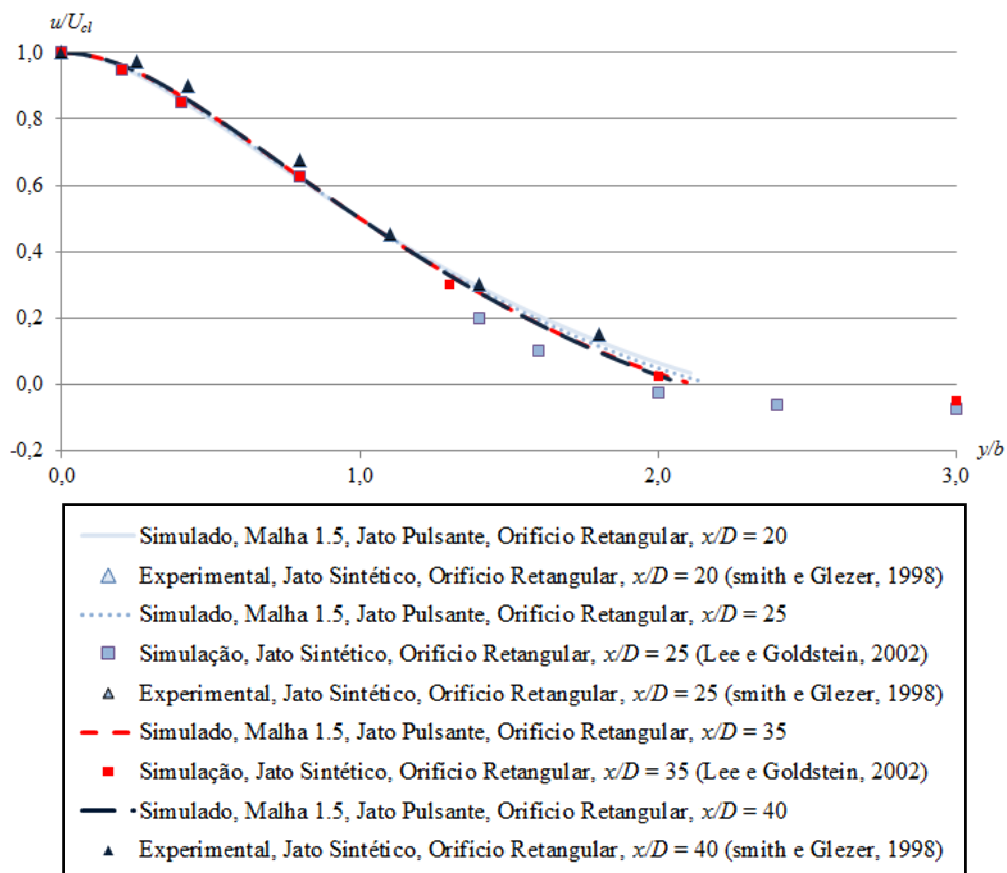


Figura 4.3: Decaimento da velocidade longitudinal média segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício para a malha 1.5 e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).

## 4.2 JATO CONTÍNUO

Com a malha 1.5 definida, foi realizada uma simulação de jato contínuo com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0} = 383$ . Através dos resultados da simulação foram extraídas as correlações adimensionais da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ , mostrada na Fig.(4.4), e da largura média do jato  $b$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ , mostrada na Fig.(4.5). Ambas foram comparadas com as correlações analíticas de White (1991).

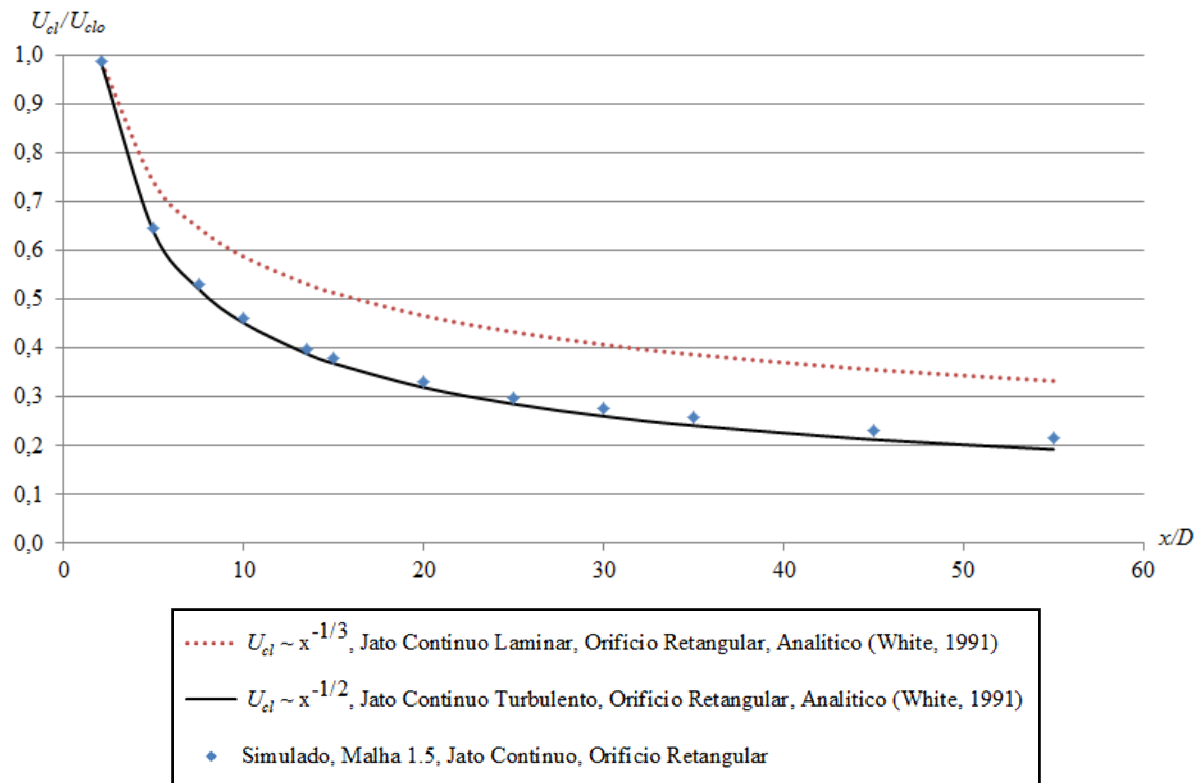


Figura 4.4: Velocidade longitudinal na linha de centro do jato para uma simulação de jato contínuo e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

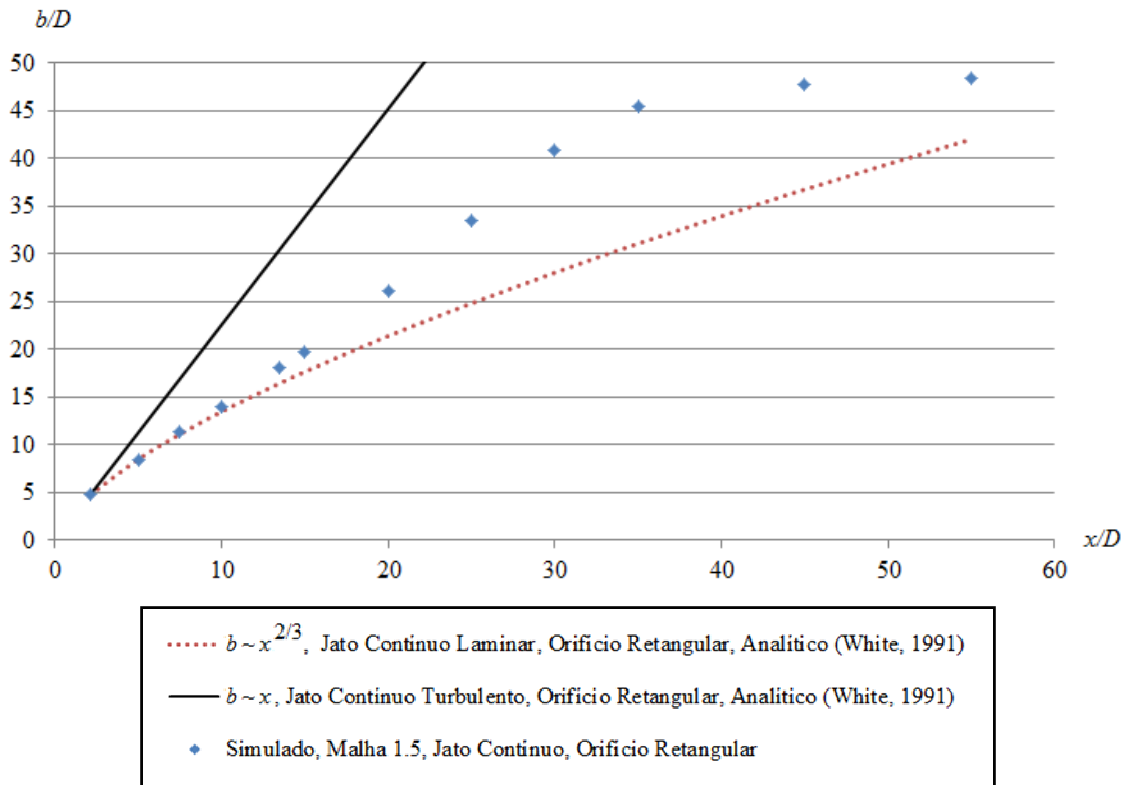


Figura 4.5: Largura de jato para uma simulação de jato contínuo e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

É notável que a velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  simulada corresponda à correlação de velocidade de um jato contínuo turbulento de White (1991), enquanto a largura média do jato  $b$  corresponda inicialmente à correlação de um jato contínuo laminar de White (1991). Acredita-se que a distorção no crescimento de  $b$  é o resultado da largura da malha utilizada para validação, que é mais estreita. Como uma condição de contorno de pressão constante foi escolhida para ser imposta ao longo das fronteiras do ambiente externo, é possível que o verdadeiro campo de pressão não corresponda exatamente a esta condição e resulta na distorção do crescimento lateral do jato e a largura média do jato  $b$ .

Foram também extraídos os dados em quatro distâncias do orifício e gerados os gráficos adimensionais do perfil de velocidade longitudinal  $u$  segundo a distância transversal da linha de centro do jato  $y$ , visto na Fig.(4.6), e do perfil da velocidade transversal  $v$  segundo a distância transversal da linha de centro do jato  $y$ , visto na Fig.(4.7), ambos mostrando boa conformidade entre si. A autosimilaridade do perfil de velocidade longitudinal  $u$  é muito melhor que a autosimilaridade do perfil de velocidade transversal  $v$  pelos mesmos motivos da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  e da largura

média do jato  $b$ .

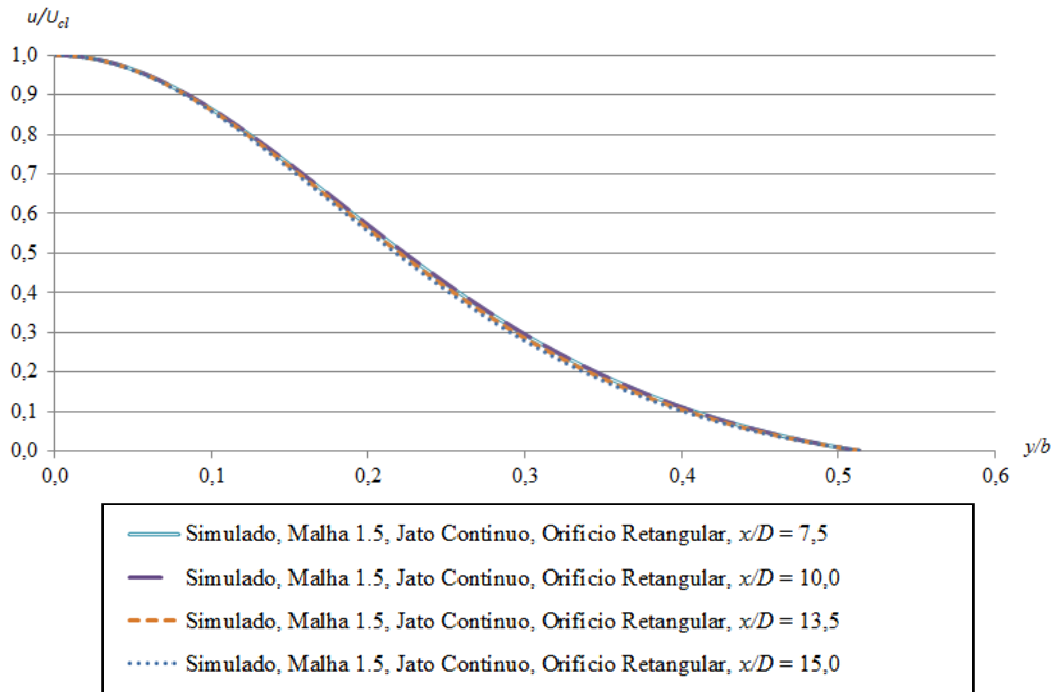


Figura 4.6 – Decaimento da velocidade longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício.

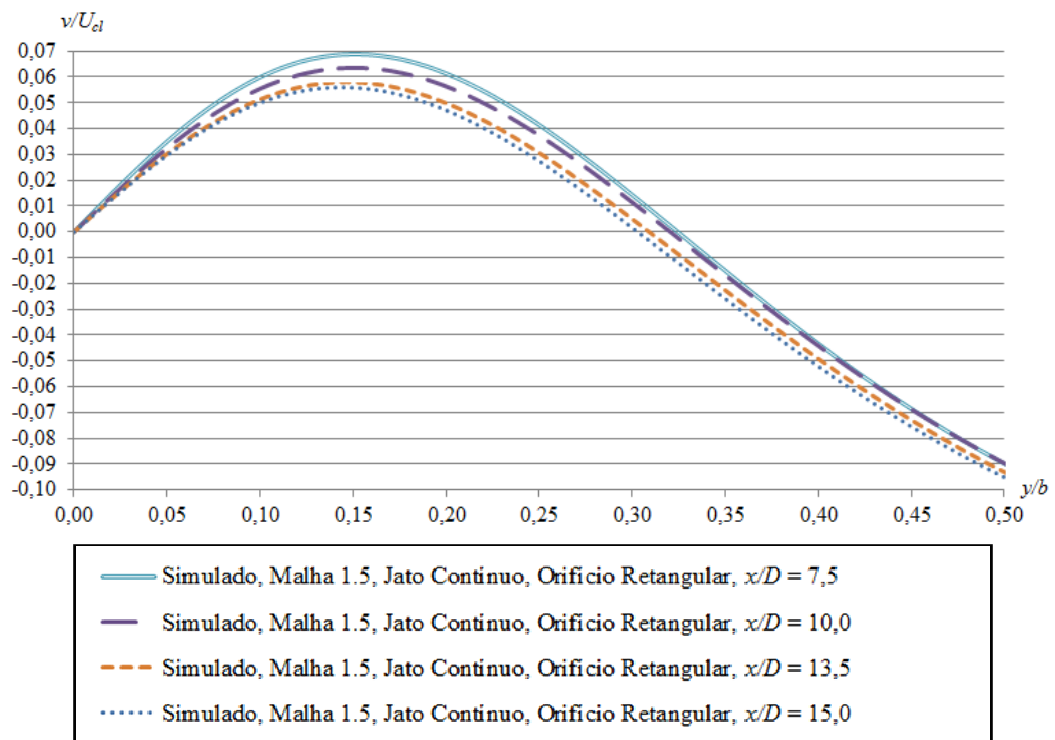


Figura 4.7 - Perfil da velocidade transversal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , em quatro distâncias do orifício.

### 4.3 JATO PULSANTE

A mesma malha computacional da seção prévia foi utilizada para um jato pulsante e também foram extraídas as correlações da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ , mostrada na Fig.(4.8), e da largura média do jato  $b$  segundo o afastamento longitudinal do orifício do jato  $x$ , mostrada na Fig.(4.9), ambas comparadas com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998).

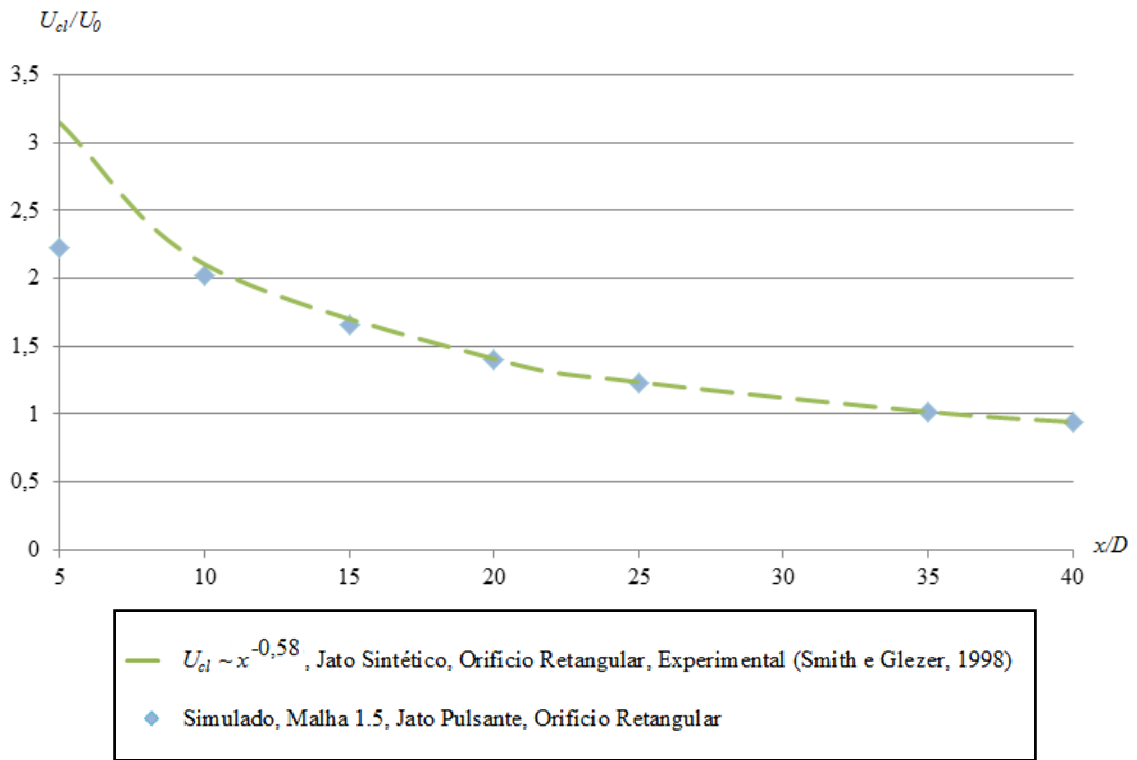


Figura 4.8 - Velocidade média longitudinal de jato para uma simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

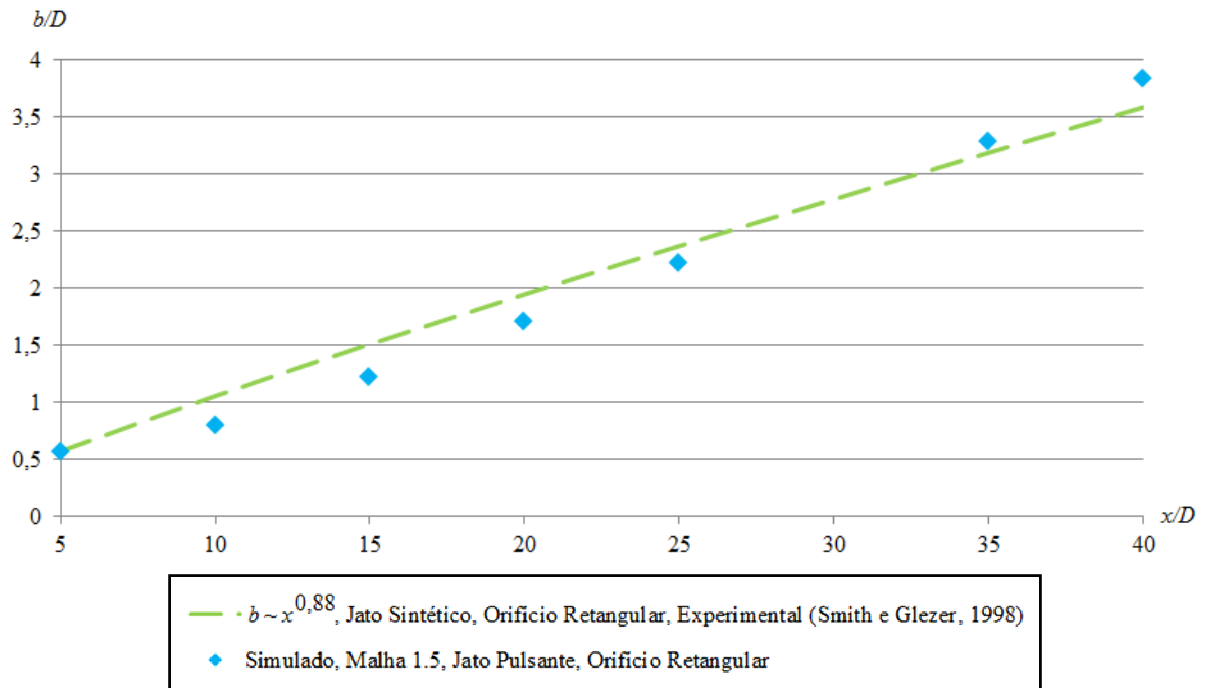


Figura 4.9 - Largura média de jato para uma simulação de jato pulsante e correlações de jatos contínuos laminares e turbulentos e de jatos sintéticos da bibliografia existente.

A velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  simulada corresponde à correlação de velocidade de jatos sintéticos de Smith e Glezer (1998), com uma pequena distorção até uma distância de  $x/D = 10$ . Esta distorção nas proximidades do orifício ocorre devido às correlações de Smith e Glezer serem para o campo distante médio do jato, para aproximadamente  $x/D \geq 8$ .

A largura média do jato  $b$  mostrado na Fig.(4.9) se comporta com a mesma inclinação da linha de tendência do jato sintético de Smith e Glezer (1998). Acredita-se que a distorção no crescimento de  $b$  seja o resultado da largura da geometria utilizada para validação, devido ao efeito de pressão constante imposta no lado direito da mesma estar afetando o crescimento do jato. Também a condição de contorno de pressão imposta distorce o crescimento lateral do jato e a largura média do jato  $b$ . Nas simulações dos subcapítulos posteriores onde são analisadas a ejeção, sucção, média temporal e a transferência de calor utilizando jatos, foram utilizadas malhas mais largas para que o efeito da condição de contorno não afete a evolução do jato.

Valores do campo de velocidade a quatro distâncias do orifício também foram extraídos e comparados com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002). Estes valores originaram os gráficos do perfil de velocidade longitudinal média  $u$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na

Fig.(4.10); do perfil de velocidade transversal média  $v$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$  na Fig.(4.11); do perfil da autocorrelação da flutuação da velocidade longitudinal média  $uu$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na Fig.(4.12); e do perfil da correlação cruzada entre as velocidades  $u$  e  $v$  ( $uv$ ) segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na Fig.(4.13).

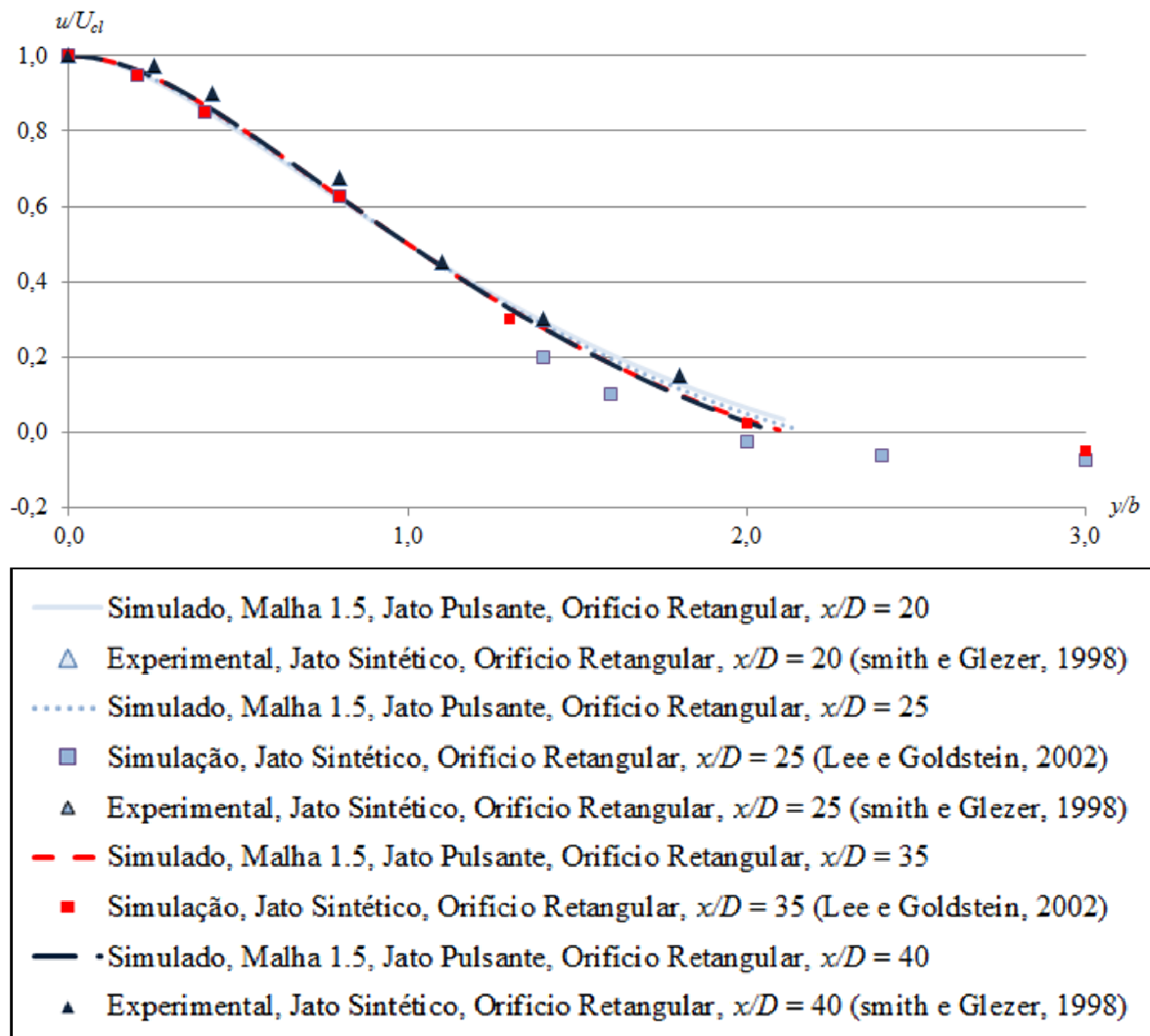


Figura 4.10 - Decaimento da velocidade média longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).



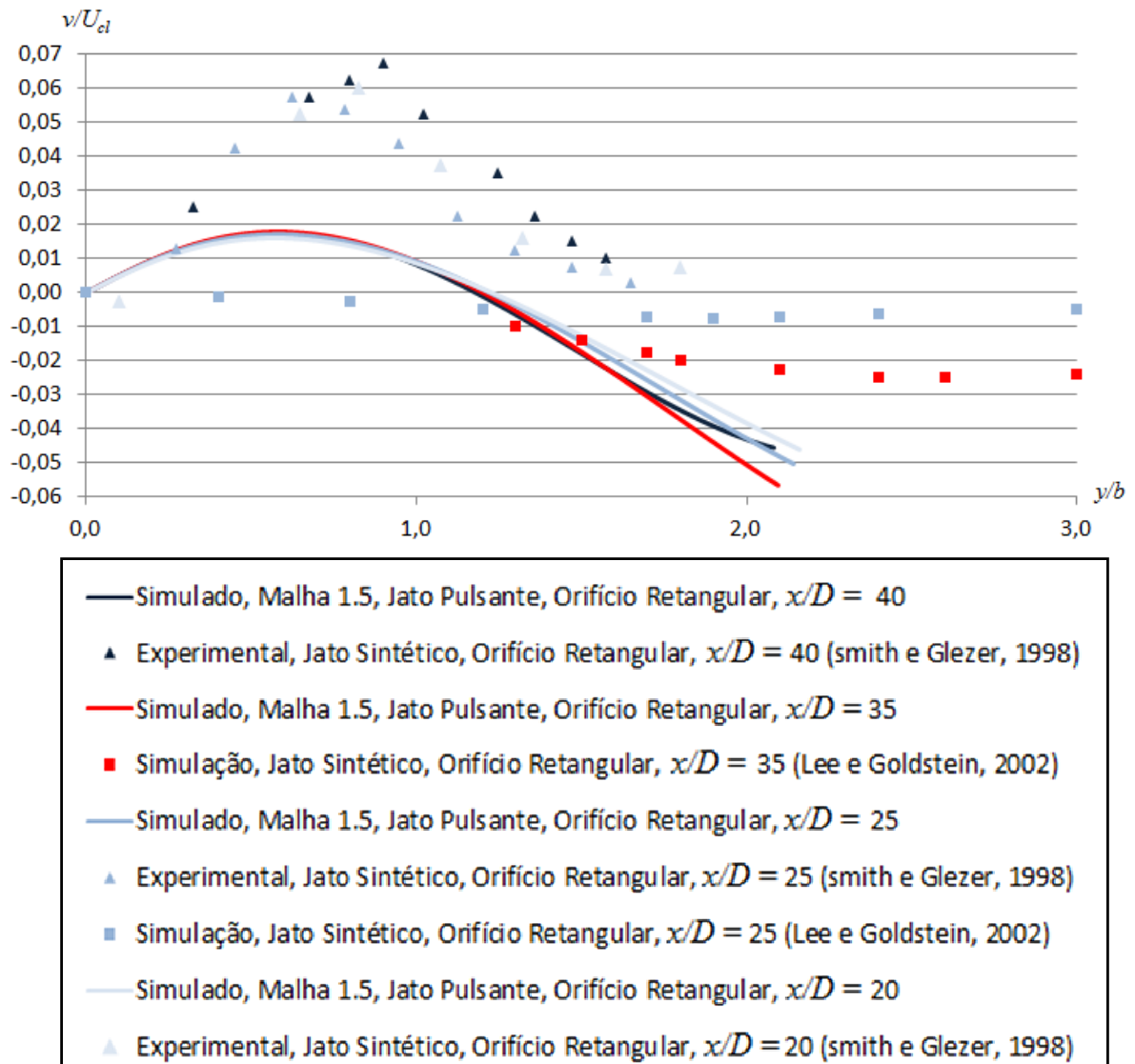


Figura 4.11 - Decaimento da velocidade média transversal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).

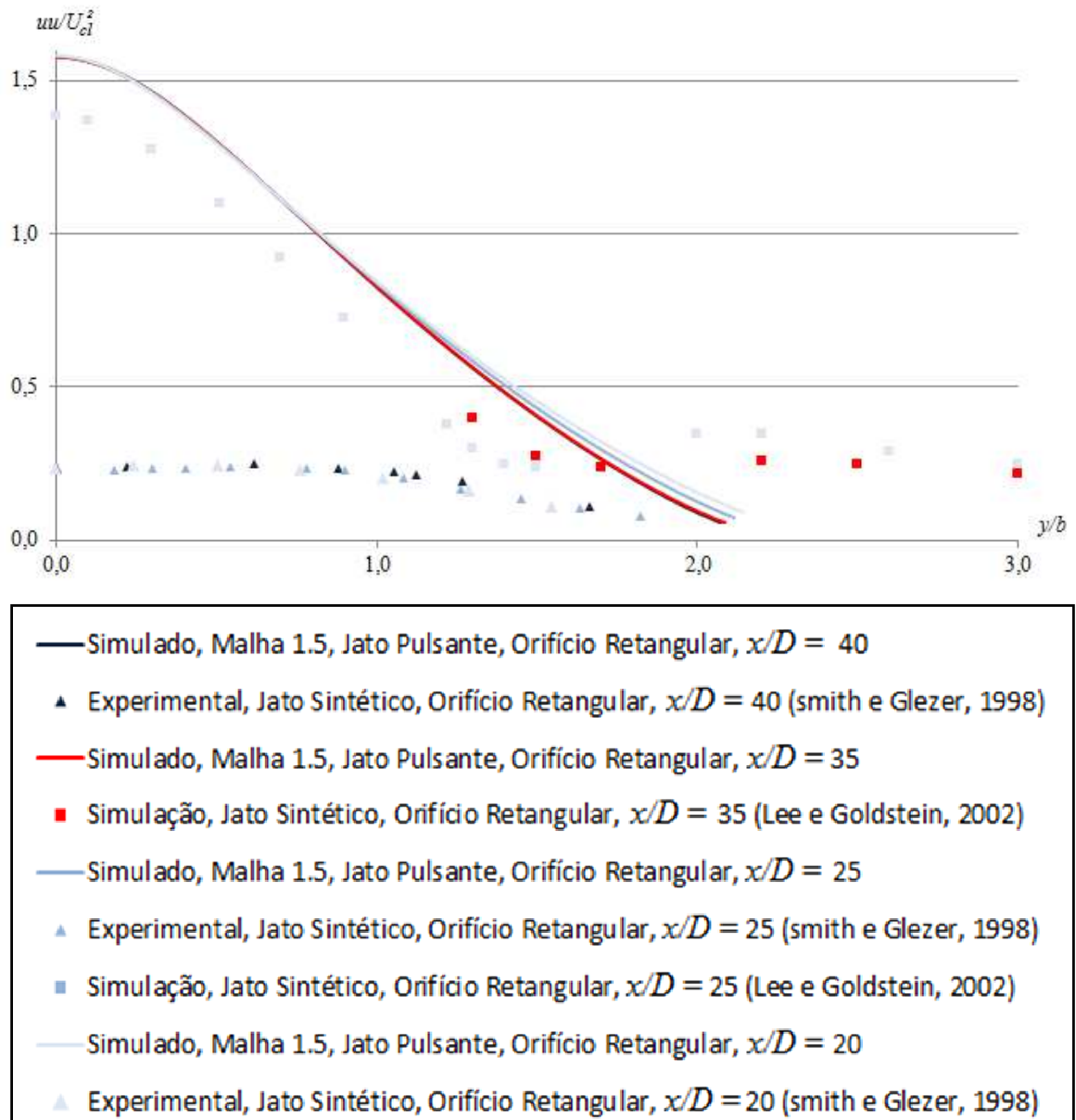


Figura 4.12 - Decaimento da autocorrelação da flutuação de velocidade média longitudinal segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).

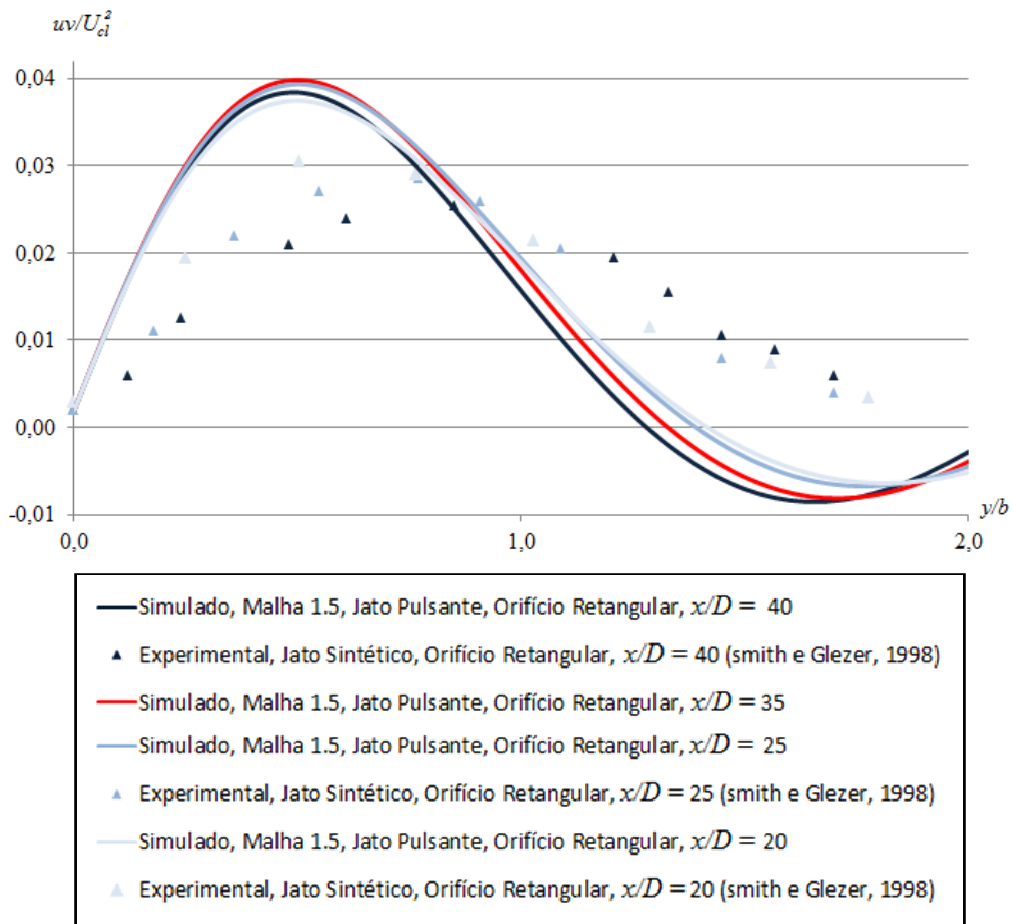


Figura 4.13 - Decaimento da correlação cruzada entre as velocidades  $u$  e  $v$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, em quatro distâncias do orifício e comparação com dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e simulações de Lee e Goldstein (2002).

O gráfico do perfil de velocidade longitudinal média  $u$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na Fig.(4.10), enfatiza a autossimilaridade de  $u$  obtida através das variáveis utilizadas para a normalização dos dados e está em conformidade com os resultados de Smith e Glezer (1998) e de Lee e Goldstein (2002). Os resultados do perfil de velocidade transversal média  $v$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , mostrados no gráfico da Fig.(4.11), apesar de não corresponderem exatamente aos experimentos de Smith e Glezer (1998), foram melhores que os resultados da simulação bidimensional de Lee e Goldstein (2002). No presente estudo, há uma velocidade  $v$  positiva substancial dentro do jato, algo não observado na simulação de Lee e Goldstein (2002). A discrepância pode ser atribuída à malha ser estreita e à simulação não ser tridimensional como nos resultados experimentais de Smith e Glezer (1998).

O gráfico do perfil da autocorrelação da flutuação da velocidade longitudinal média  $uu$  segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na Fig.(4.12), e do perfil

da correlação cruzada média ( $uv$ ) segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato  $y$ , na Fig.(4.13), mostra concordância entre os resultados do presente estudo com os de Lee e Goldstein (2002) e discrepância com os resultados de Smith e Glezer (1998). Conforme em Lee e Goldstein (2002), o comportamento da autocorrelação média  $uu$  e da correlação cruzada média ( $uv$ ) em estudos bidimensionais é consideravelmente mais alto que observado em experimentos devido à ausência da segunda direção transversal para dispersão de flutuações turbulentas. No presente estudo, a flutuação em ambas é mais alta porque a simulação é bidimensional e não possui uma direção transversal extra para onde a turbulência possa dissipar. Toda a energia cinética turbulenta tem que ficar no plano da simulação, o que resulta em intensidades mais altas e, por consequência, correlações turbulentas mais altas.

#### 4.4 ANÁLISE DE PARÂMETROS GEOMÉTRICOS

Como apresentamos a geometria através da Fig.(2.2), no Capítulo 2, para facilitar a leitura e o entendimento das relações seguintes, esta é novamente representada abaixo na Fig.(4.14).

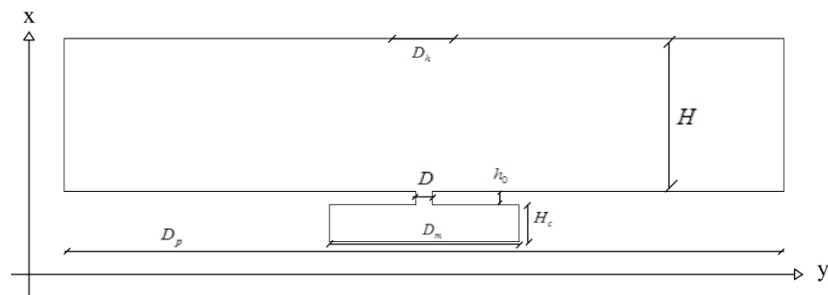


Figura 4.14: Desenho esquemático da geometria.

##### 4.4.1 Profundidade da Cavidade

No presente estudo, foram comparadas três geometrias com a mesma espessura da placa do orifício de  $h_o/D=1/2$ , com o mesmo orifício retangular, porém, com diferentes alturas de cavidade, sendo o valor destas alturas  $H_c/D=0,41, 2,78$  e  $5,57$ . Estes valores correspondem respectivamente a razões de aspecto iguais a  $D_m/H_c=27,26, 4$  e  $2$ , e às geometrias da Fig.(3.10), Fig.(3.11) e Fig.(3.12). O objetivo, esclarecido anteriormente, foi verificar o efeito da profundidade da cavidade na formação do jato.

Para a comparação, foram extraídas as correlações da velocidade longitudinal média

ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(4.15), e da largura média do jato  $b$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(4.16). Ambas comparadas com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e, a Fig.(4.15) comparada ainda com experimentos de Lee e Goldstein (2002).

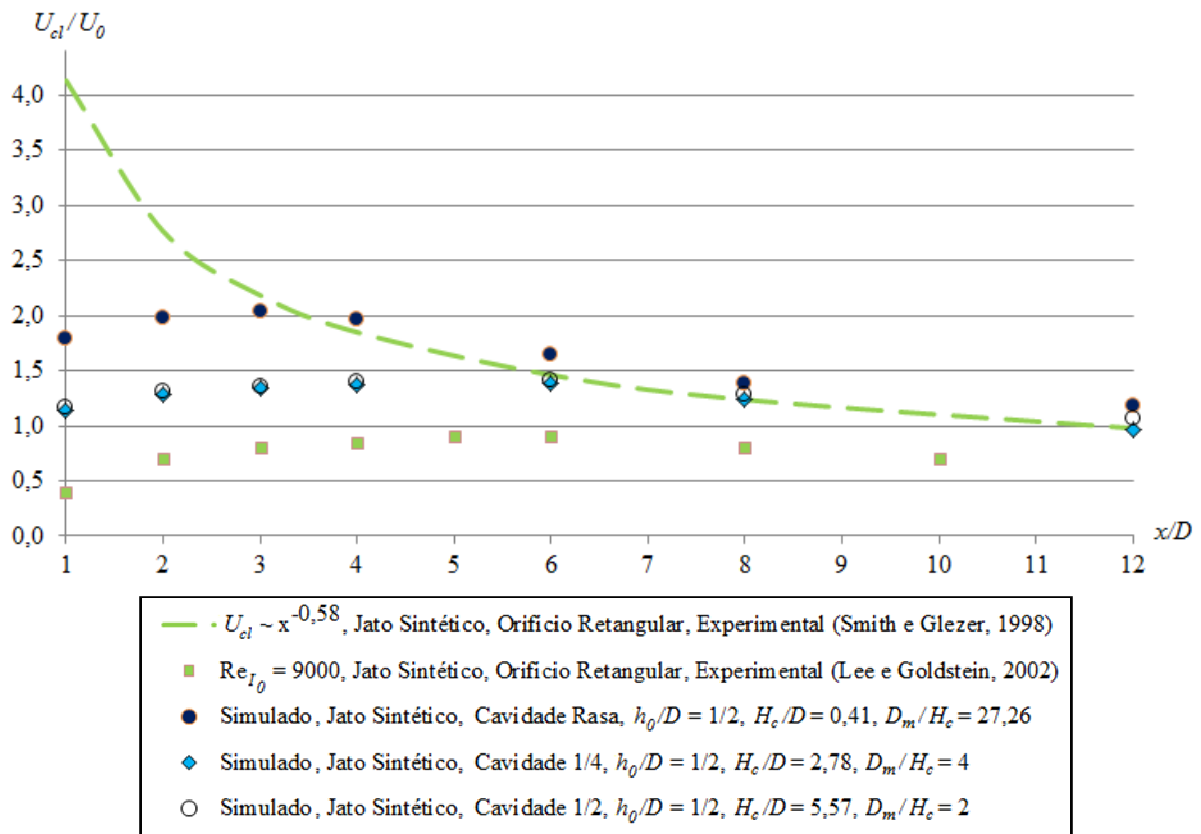


Figura 4.15 – Velocidade central de jato nas geometrias com orifício retangular, com diferentes alturas de cavidade  $H_C/D$  de modo a proporcionar diferentes razões de aspecto  $D_m/H_C$ , junto a correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.

A Fig.(4.16) mostra crescimentos de larguras de jato distintos, especialmente para a geometria de cavidade rasa ( $H_C/D = 0,41$ ). A divergência no crescimento do jato pode ser explicada pela diferença na velocidade média ao longo da linha de centro  $U_{cl}$  observada previamente, conforme a Fig.(4.15). Pode-se inferir que as diferenças no perfil de velocidade e a proximidade da parede superior resultam em alterações nas estruturas turbulentas. Isto fica visível nos contornos de vorticidade média da Fig.(4.17). O jato de cavidade rasa ( $H_C/D = 0,41$ ) resulta em uma célula de circulação que ocupa mais espaço perto da região central do jato. A presença da célula de circulação causa uma redução localizada de pressão estática que permite o crescimento lateral mais pronunciado do jato e um valor maior de  $b$ .

A Fig.(4.15) indica que a geometria de cavidade rasa possui maior velocidade longitudinal. Esse comportamento já foi explicado por Lee e Goldstein (2002), no subcapítulo 2.6.3, onde os autores observam que em cavidades rasas o fluido se aproxima do orifício com uma velocidade transversal maior. Ao contornar a borda na entrada do gargalo, as linhas de fluxo resultam em uma seção transversal efetiva reduzida em relação à cavidade maior, o que naturalmente acelera o fluido pelo princípio de conservação de massa em um fluido incompressível. Isso resulta em um orifício com diâmetro hidráulico menor e conseqüentemente, para este fluido incompressível, uma velocidade longitudinal de jato maior. Este resultado também é observado na Fig.(4.16), onde a cavidade de profundidade  $H_c/D = 0,41$  tem espessura de jato menor a uma distância  $x/D = 1$  do que as outras geometrias. A diferença de tendência inicial entre as presentes simulações e os experimentos de Smith e Glezer (1998) é explicada por serem as correlações experimentais para campo distante médio.

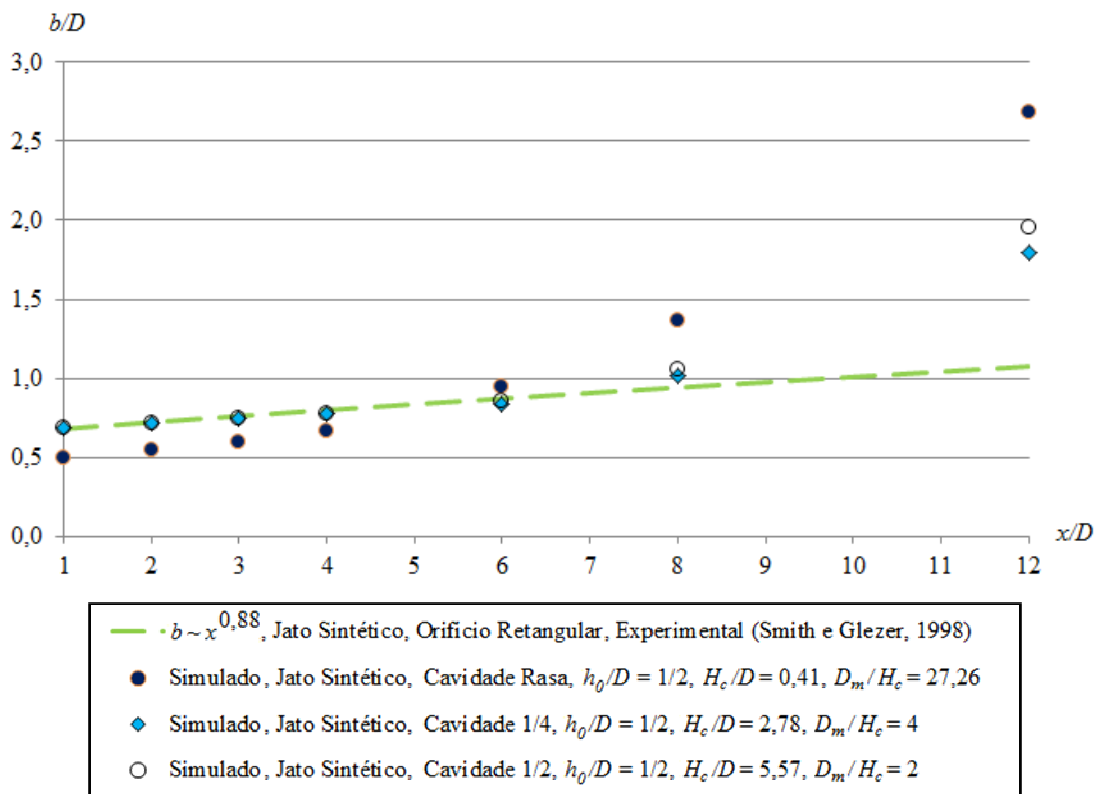


Figura 4.16 - Larguras de jato nas geometrias com orifício retangular, com diferentes alturas de cavidade  $H_c/D$  de modo a proporcionar diferentes razões de aspecto  $D_m/H_c$ , junto a correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.

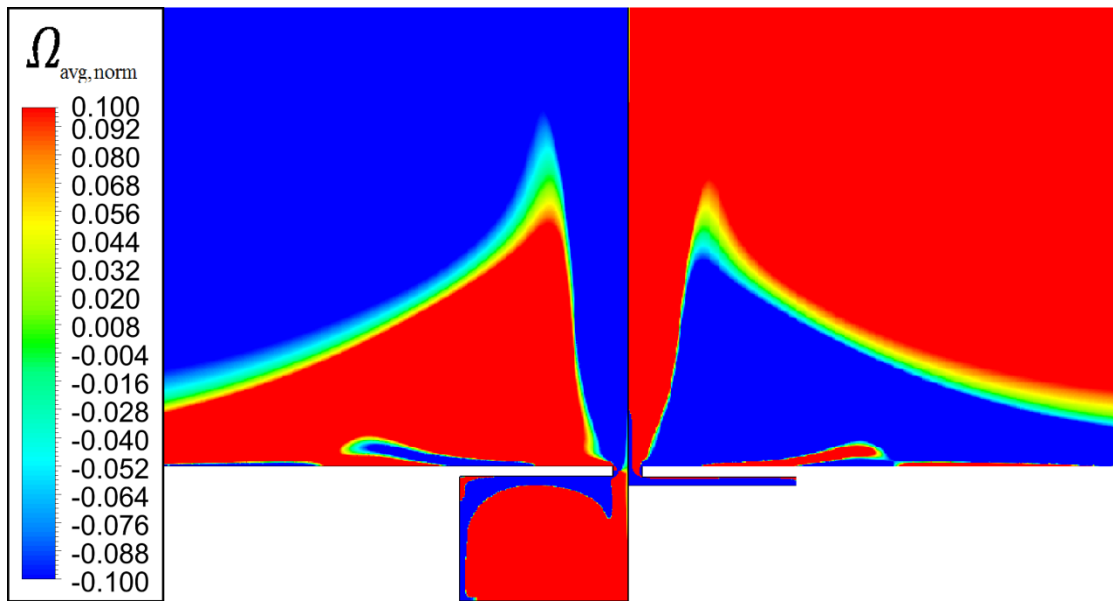


Figura 4.17: Comparação entre o campo de vorticidade local média normalizada da cavidade mais profunda ( $H_C/D = 5,57$ , à esquerda) com o da cavidade rasa ( $H_C/D = 0,41$ , à direita).

#### 4.4.2 Formato do Bocal

No presente estudo foram comparadas duas geometrias com formatos de orifícios diferentes. As geometrias são quase idênticas, possuindo cavidade com razão de aspecto de  $D_m/H_C = 2$ , altura de  $H_C/D = 5,57$  e espessura da placa do orifício de  $h_o/D = 1/2$ . A diferença entre ambas é apenas no formato do orifício: uma possui orifício retangular, visto anteriormente na Fig.(3.13); e a outra tem orifício em corte de  $45^\circ$ , visto na Fig.(3.14) e Fig.(3.15). Mantendo todos os outros parâmetros idênticos e variando apenas o formato do orifício, foi possível determinar sua relação na formação do jato.

Para a comparação entre a geometria com orifício retangular e a geometria com orifício em corte de  $45^\circ$ , foram extraídas as correlações da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(3.18), e da largura média do jato  $b$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(4.19). Ambas comparadas com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e, a Fig.(4.18) comparada ainda com experimentos de Lee e Goldstein (2002).

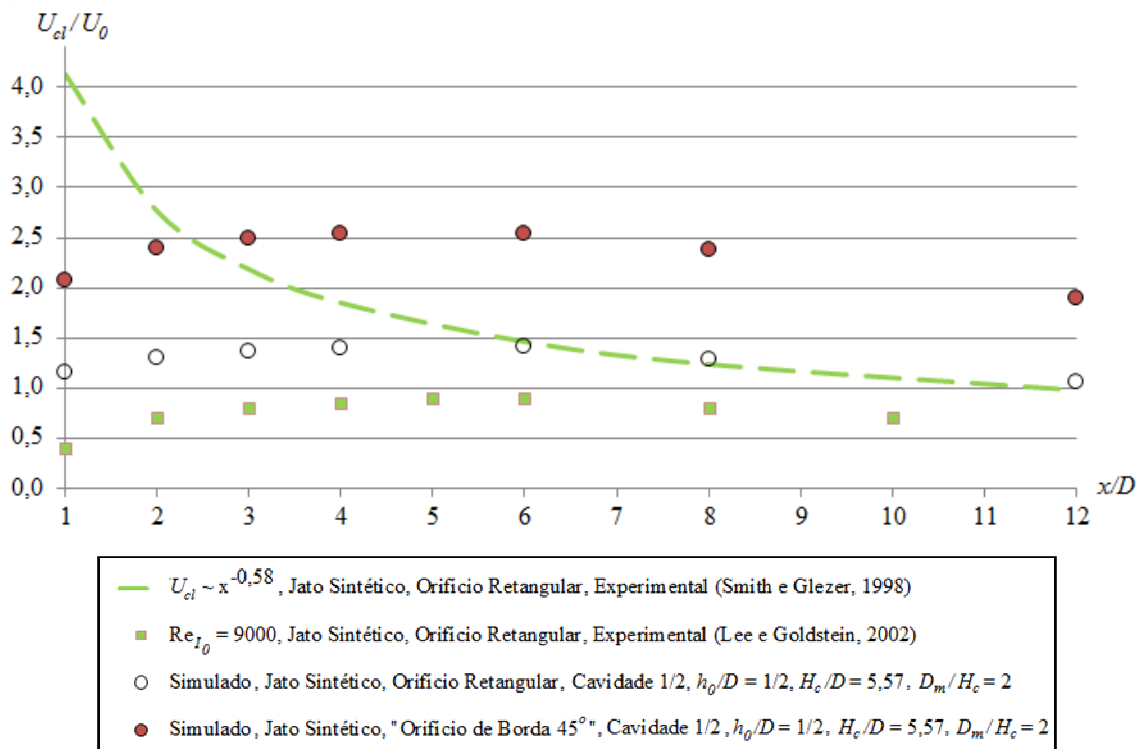


Figura 4.18: Velocidade central de jato na geometria com orifício retangular, com orifício em corte de 45° e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.

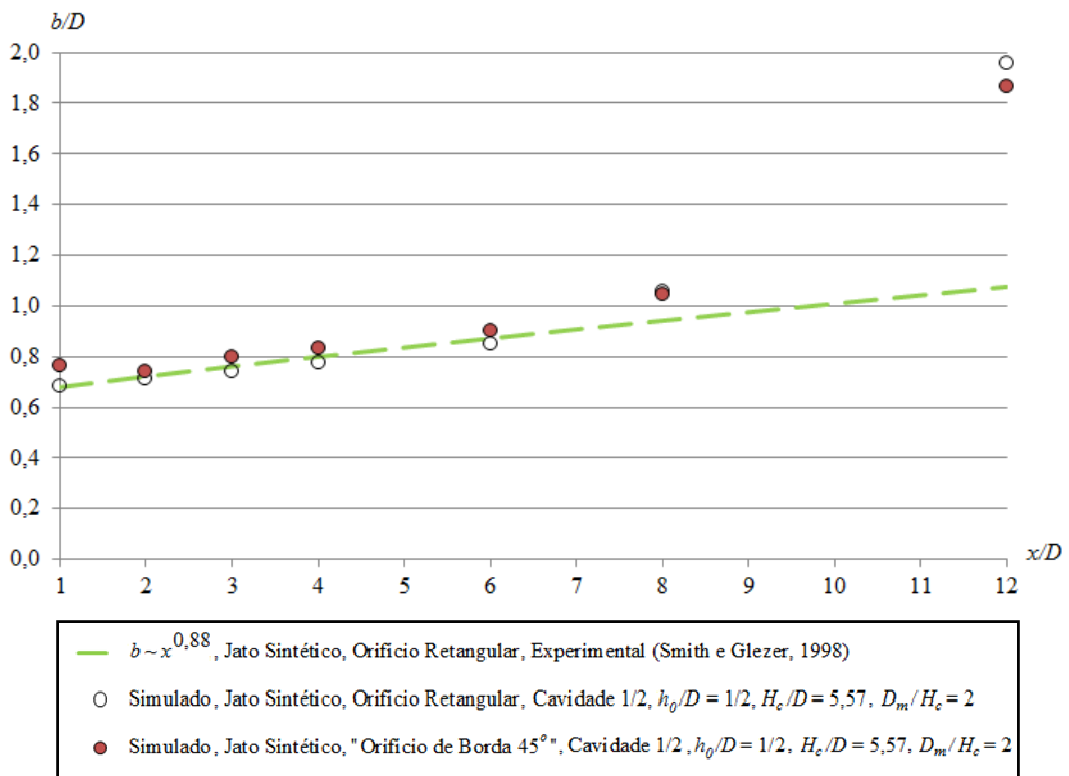


Figura 4.19: Larguras de jato na geometria com orifício retangular, com orifício em corte de 45° e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.



Pelo gráfico da Fig.(4.18), o orifício em corte de 45° possui velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$  80% maior em relação ao orifício retangular. O orifício em corte de 45° age como um duto convergente que, para um fluido incompressível, sempre aumenta a velocidade. Isso pode ser observado nos vetores de velocidade da Fig.(4.21). A uma pequena distância da parede do orifício em corte de 45°, já podemos ver vetores em alta velocidade paralelos à superfície. No caso do orifício reto, há apenas o efeito do diâmetro hidráulico. Também podemos observar na Fig.(4.20) que o ponto de estagnação médio difere entre as duas geometrias. Devido à simetria do curso de ejeção e sucção, a geometria com o orifício retangular tem seu ponto de estagnação no meio do gargalo. Mas para a geometria do orifício em corte de 45°, o ponto de estagnação se encontra no plano de saída do jato.

A Fig.(4.20) mostra que o fluido é ejetado do orifício em corte de 45° direcionado à linha de simetria do jato. Isso cria um jato com um formato diferente, mais curvo do que o orifício retangular. Este efeito de curvatura resulta na diferença de largura do jato  $b$  entre as duas geometrias no início da Fig.(4.19) ( $x/D = 1$ ). Mas a estrutura do jato para regiões mais distantes são similares, como visto no restante da Fig.(4.19) e de maneira visual na Fig.(4.20). Isto indica que apenas uma variação do formato do gargalo é insuficiente para afetar este parâmetro.

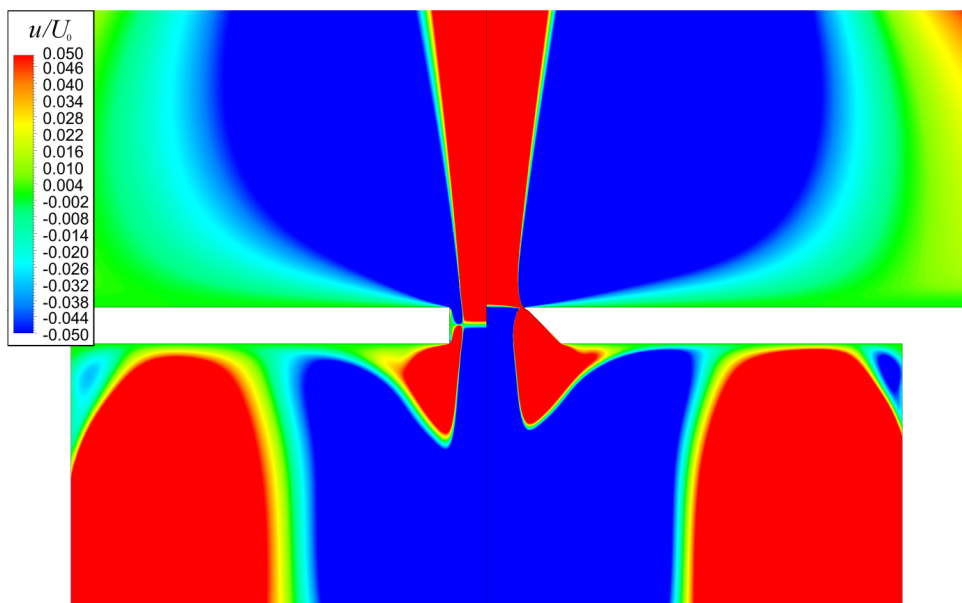


Figura 4.20: Perfil de velocidade longitudinal média ( $u$ ) normalizada. Orifício retangular (lado esquerdo) e orifício em corte de 45° (lado direito).

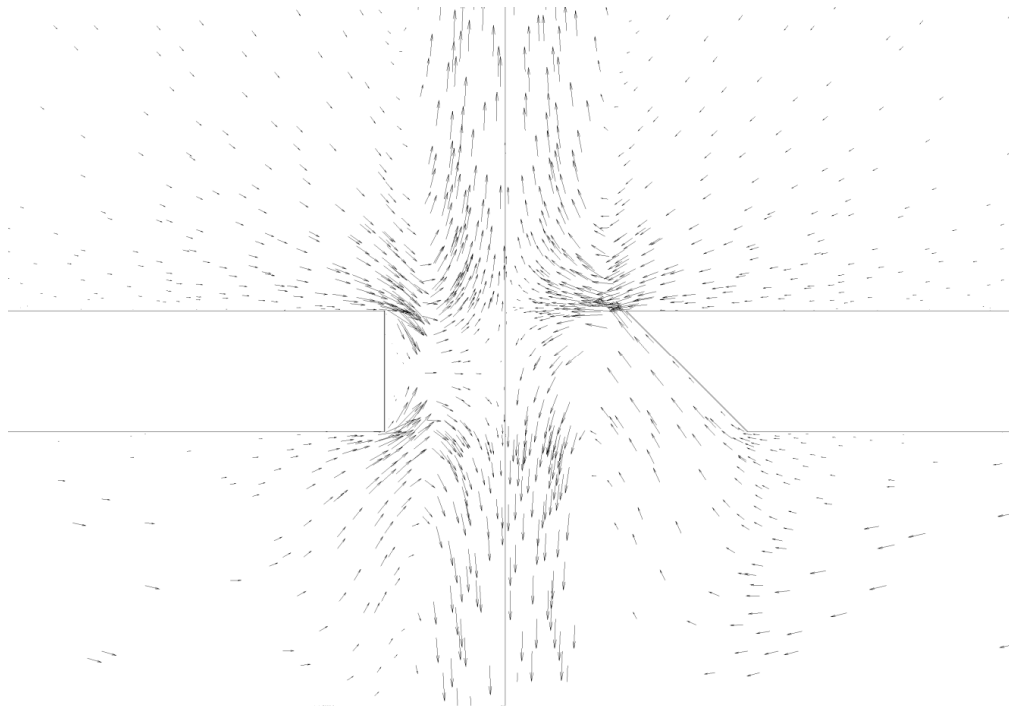


Figura 4.21: Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções  $x$  e  $y$  ( $\vec{V}_{avg}$ ). Orifício retangular (lado esquerdo) e orifício em corte de  $45^\circ$  (lado direito).

#### 4.4.3 Espessura da Placa do Orifício

Utilizando-se duas geometrias de cavidade com razão de aspecto  $D_m/H_c = 4$  e altura de  $H_c/D = 2,78$ , com orifício retangular, foi analisada a relação entre a geometria com espessura de placa do orifício mais espessa  $h_o/D = 1/2$ , vista anteriormente na Fig.(3.16), e a geometria com espessura de placa do orifício mais fina  $h_o/D = 1/20$ , vista na Fig.(3.17) e na Fig.(3.18).

Para a comparação entre a geometria com placa do orifício mais espessa  $h_o/D = 1/2$  e a com placa do orifício mais fina  $h_o/D = 1/20$ , foram extraídas as correlações da velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(4.22) e da largura média do jato  $b$ , em função da distancia longitudinal  $x$ , mostrada no gráfico da Fig.(4.23). Ambas são comparadas com os dados experimentais de Smith e Glezer (1998) e experimentos de Lee e Goldstein (2002).

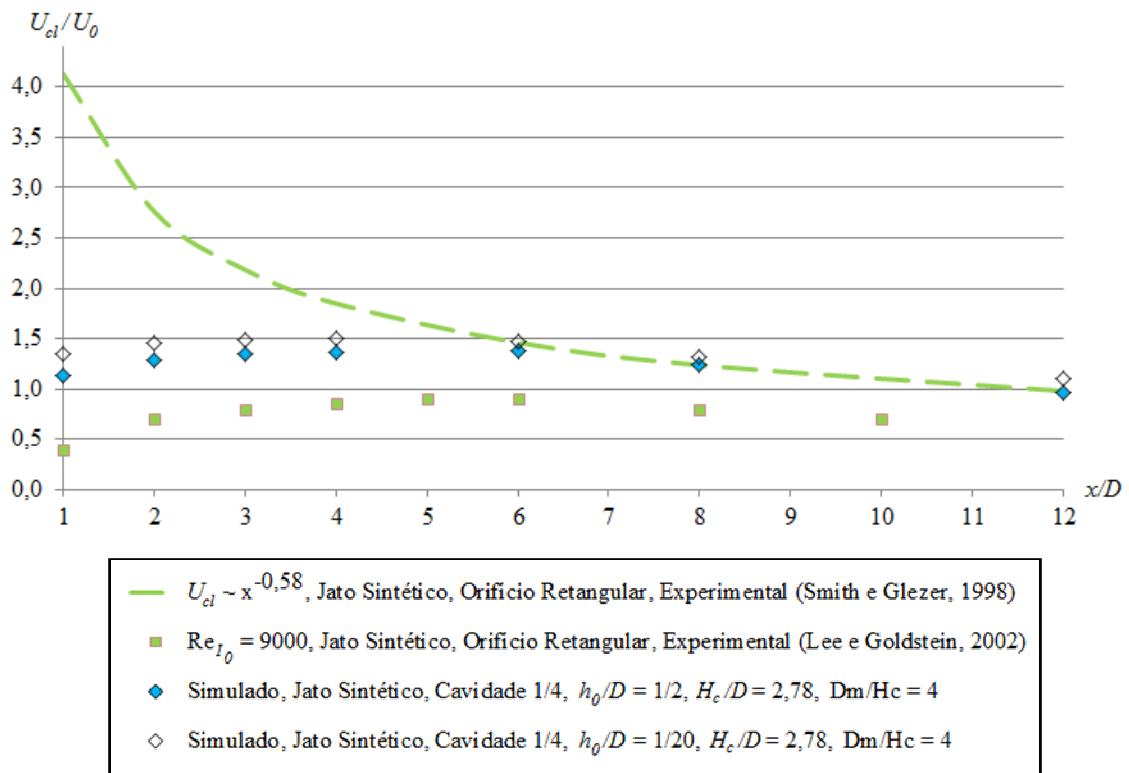


Figura 4.22: Velocidade central do jato na geometria com espessura de placa do orifício mais fina ( $h_o/D=1/20$ ), mais espessa ( $h_o/D=1/2$ ) e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.

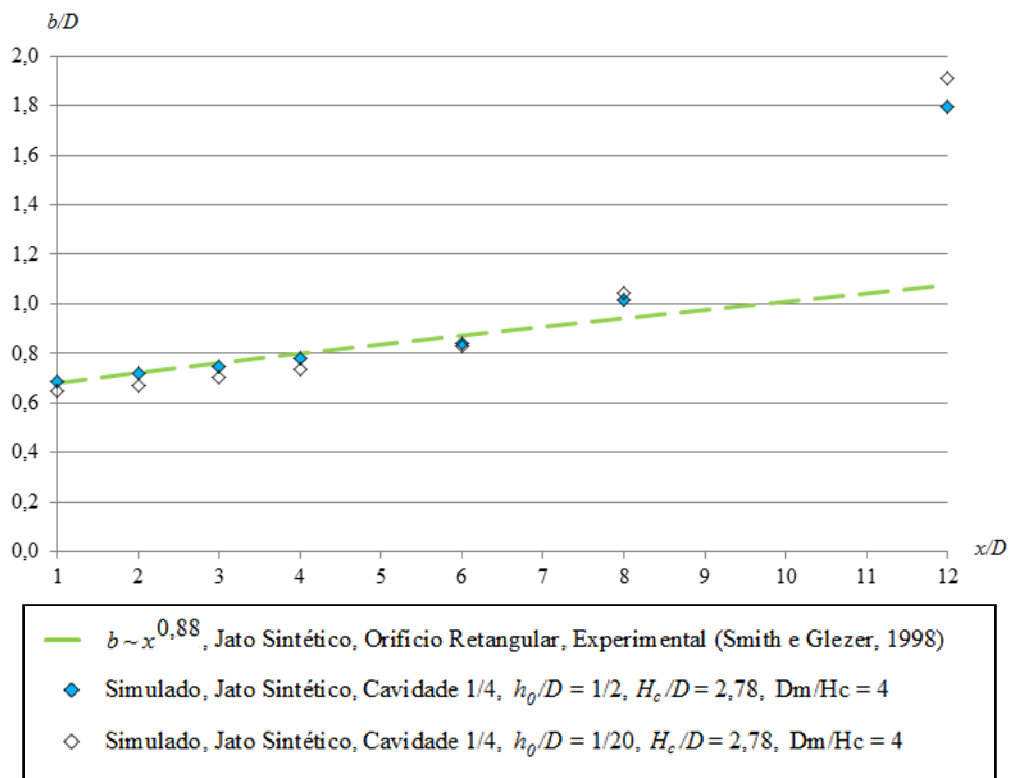


Figura 4.23: Larguras do jato nas geometrias com espessura de placa do orifício mais fina ( $h_o/D = 1/20$ ), mais espessa ( $h_o/D=1/2$ ) e correlações existentes, mantendo-se constantes todos os outros parâmetros.

Pelo gráfico da Fig.(4.23), observa-se que a geometria de placa de orifício com espessura mais fina possui uma maior velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato  $U_{cl}$ . Este resultado pode ser explicado pelos contornos de velocidade da Fig.(4.24), e vetores e velocidade da Fig.(4.25). Lee e Goldstein (2002) observaram que, para uma placa muito fina, o escoamento enrola na borda afiada e forma um vórtice facilmente. Observando os vetores na Fig.(4.25) é possível observar que o escoamento se aproxima do orifício com uma velocidade perpendicular à direção do jato. Para a placa do orifício mais fina  $h_o/D=1/20$ , o fluido é rapidamente redirecionado para fora sem muito efeito do diâmetro hidráulico. Na Fig.(3.24), isso resulta no fluido sendo ejetado direcionado à linha de centro do jato e o jato com formato semelhante ao orifício em corte de 45°. Assim, a placa do orifício mais fina  $h_o/D=1/20$ , age como um duto convergente que, para um fluido incompressível, sempre aumenta a velocidade como observado na Seção 4.2.2.

O crescimento da largura do jato na Fig.(4.23) indica pouca variação, ou no máximo variações de tamanho similar às variações entre os formatos de bocais da Seção 4.2.2. Este resultado contrasta com as estruturas de jatos diferentes entre as duas geometrias presente nas Fig.(4.24) e Fig.(4.25). Como no caso anterior, conclui-se aqui que, como as duas geometrias possuem cavidades de profundidades idênticas, a espessura da placa do orifício foi insuficiente para afetar este parâmetro de maneira substancial.

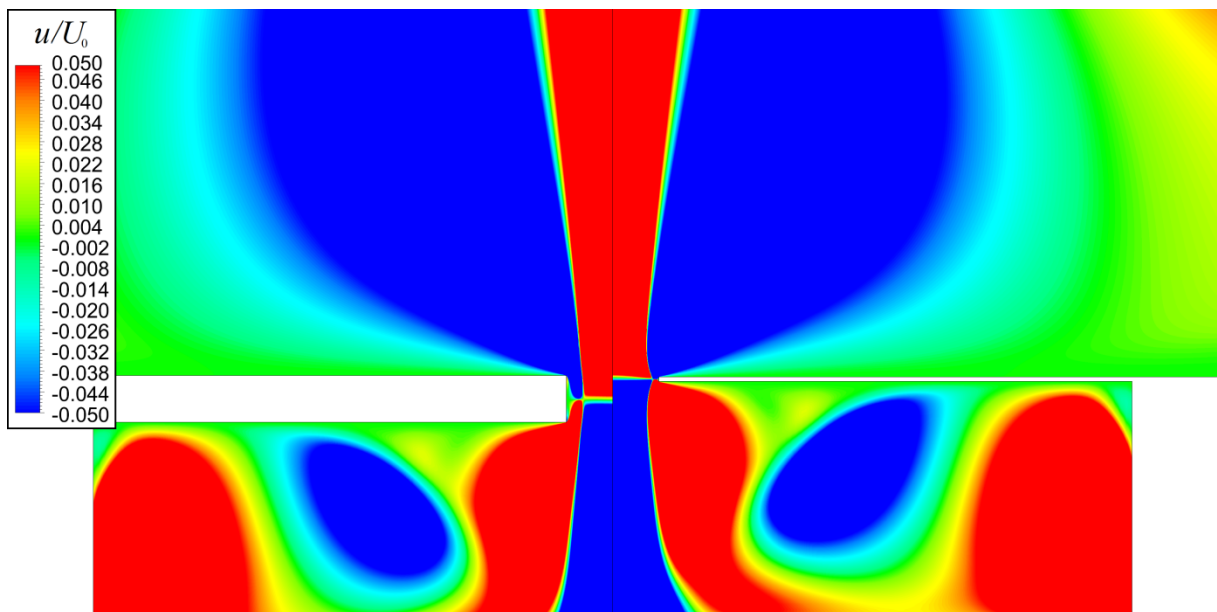


Figura 4.24: Perfil de velocidade longitudinal média ( $u$ ) normalizada. Placa de espessura espessa (lado esquerdo) e placa de espessura fina (lado direito).

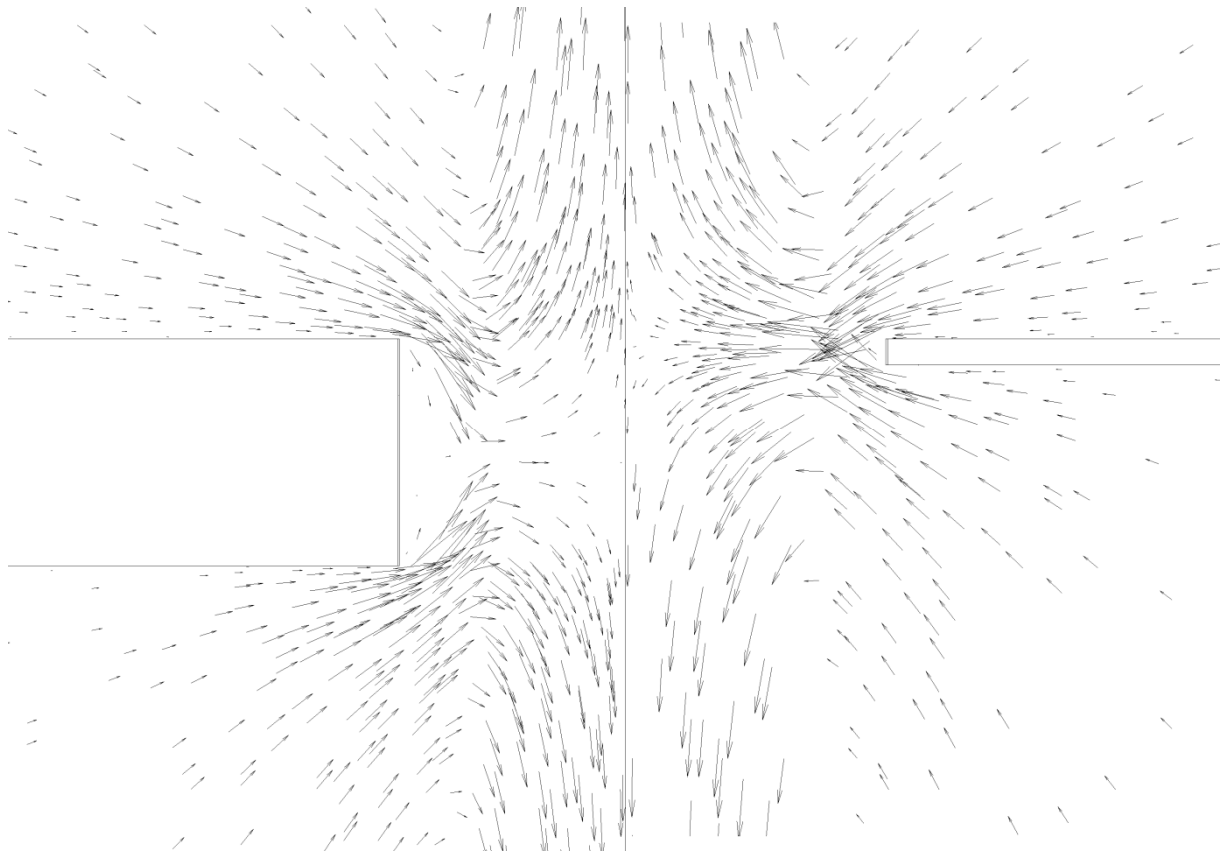


Figura 4.25: Média temporal da componente vetorial da velocidade nas direções x e y ( $\vec{V}_{avg}$ ). Placa de espessura espessa (lado esquerdo) e placa de espessura fina (lado direito).

#### 4.5 EJEÇÃO DO JATO

As seções anteriores examinaram a média temporal de certas propriedades do jato. Examinaremos aqui a evolução instantânea logo após a na dilatação máxima da membrana, em  $t = 0,3 T_{per}$ , a velocidade instantânea se mostra com um valor normalizado (pela Eq.(2.9)) de até cinco vezes o valor da velocidade média na saída do orifício, como mostra a Fig.(4.26) e a Fig.(4.27). É possível perceber a formação de um ponto de estagnação na região de impacto do jato na parede superior da Fig.(4.26). Observa-se também a formação de uma célula de circulação principal, que ocupa toda a altura da região externa do jato. Esta célula possui uma largura de  $15,75 D$ . Adicionalmente, é possível observar a formação de uma minicélula de circulação com direção invertida na parede inferior ao lado da saída do jato.

Também podemos ver uma minicélula de circulação com direção invertida, que se projeta para dentro do gargalo de acordo com a conservação de massa de um fluido incompressível. A separação do escoamento no canto interno do gargalo comprova que o jato tem comportamento de região de entrada em escoamento interno. Na mesma figura, pode

igualmente ser observada a camada limite formada na parede interna do orifício.

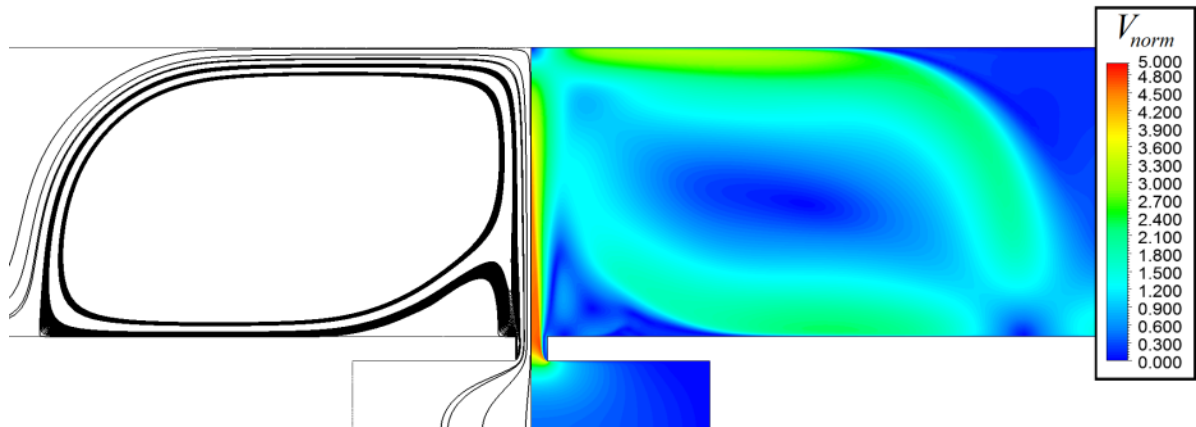


Figura 4.26: Velocidade instantânea normalizada logo após a dilatação máxima da membrana (em  $t = 0,3 T_{per}$ ).

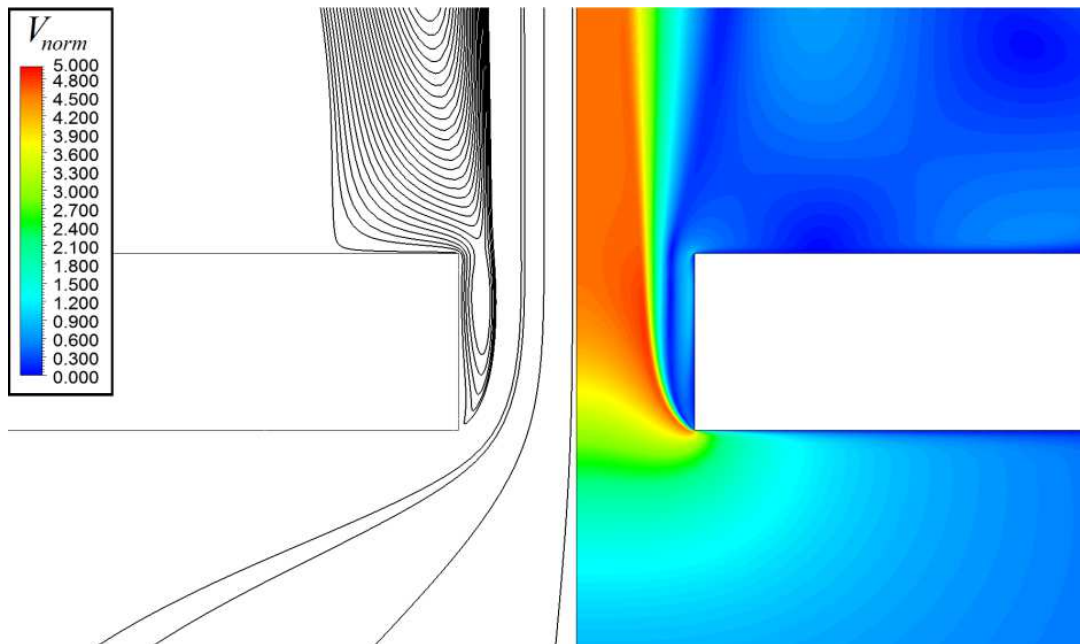


Figura 4.27: Velocidade instantânea normalizada logo após a dilatação máxima da membrana (em  $t = 0,3 T_{per}$ ), vista no orifício.

Também se tornam visíveis neste instante, através da vorticidade instantânea normalizada da Eq.(2.7), os vórtices primários surgidos com a inserção de quantidade de movimento pelo orifício no fluido externo, como visto na Fig.(4.28) e Fig.(4.29), bem como a vorticidade instantânea no orifício vista na Fig.(4.30) e Fig.(4.31). Uma célula de circulação principal levanta vorticidade de sinal positivo na parede superior. Esta vorticidade impacta contra a parede inferior gerando vorticidade de sinal negativo e uma segunda célula de circulação menor a direita da principal. Pode ser então concluído que, para esta configuração, há a formação de células de circulação progressivamente menores ao longo da largura da

região externa que se tornam gradativamente mais fracas até a vorticidade ser completamente dissipada pela viscosidade do fluido.

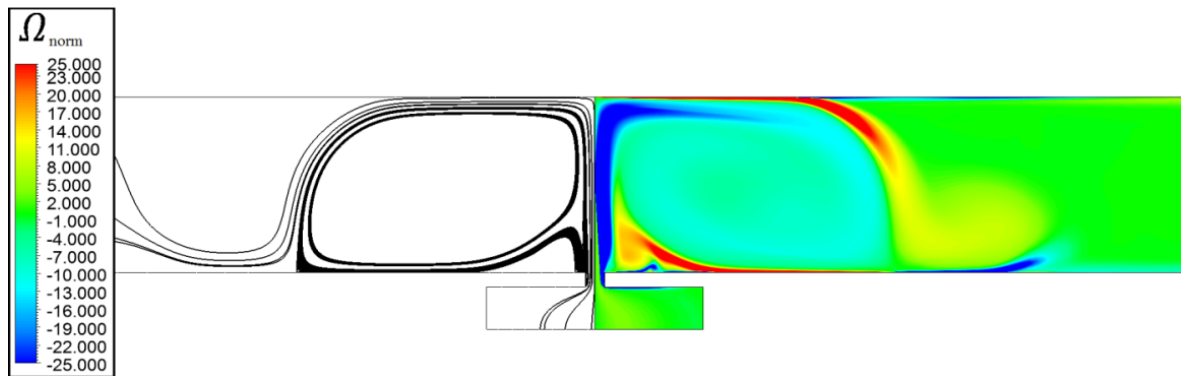


Figura 4.28: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo (em  $t = 0,3 T_{per}$ ).

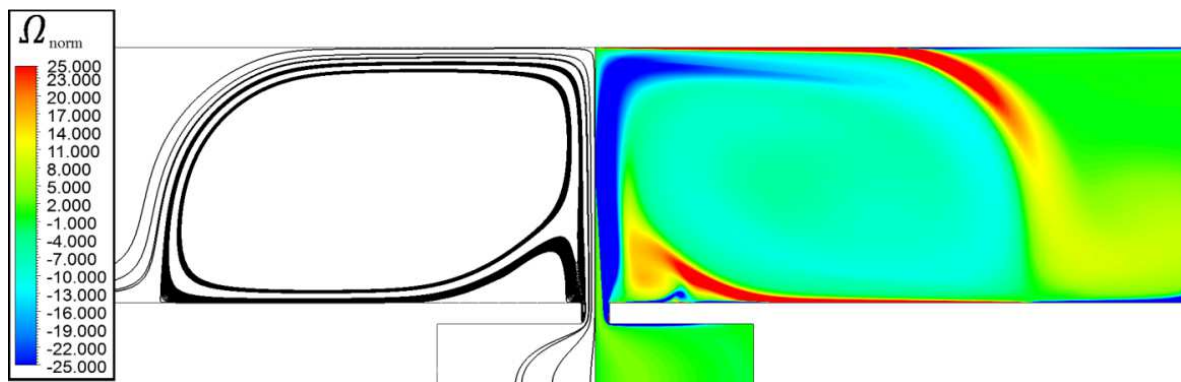


Figura 4.29: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo (em  $t = 0,3 T_{per}$ ), vista aproximada.

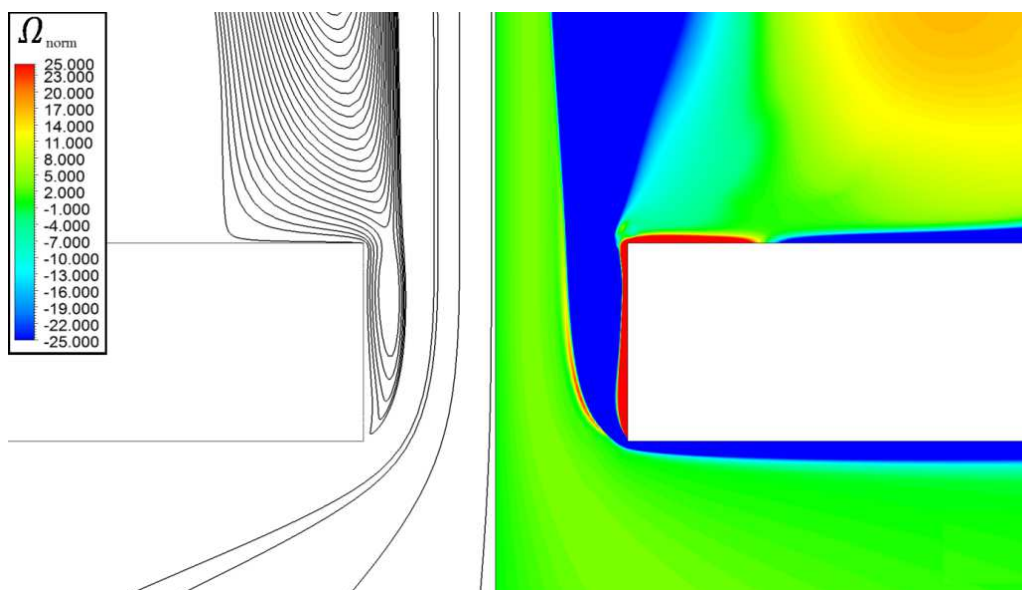


Figura 4.30: Vorticidade instantânea normalizada no orifício da cavidade (em  $t = 0,3 T_{per}$ ).

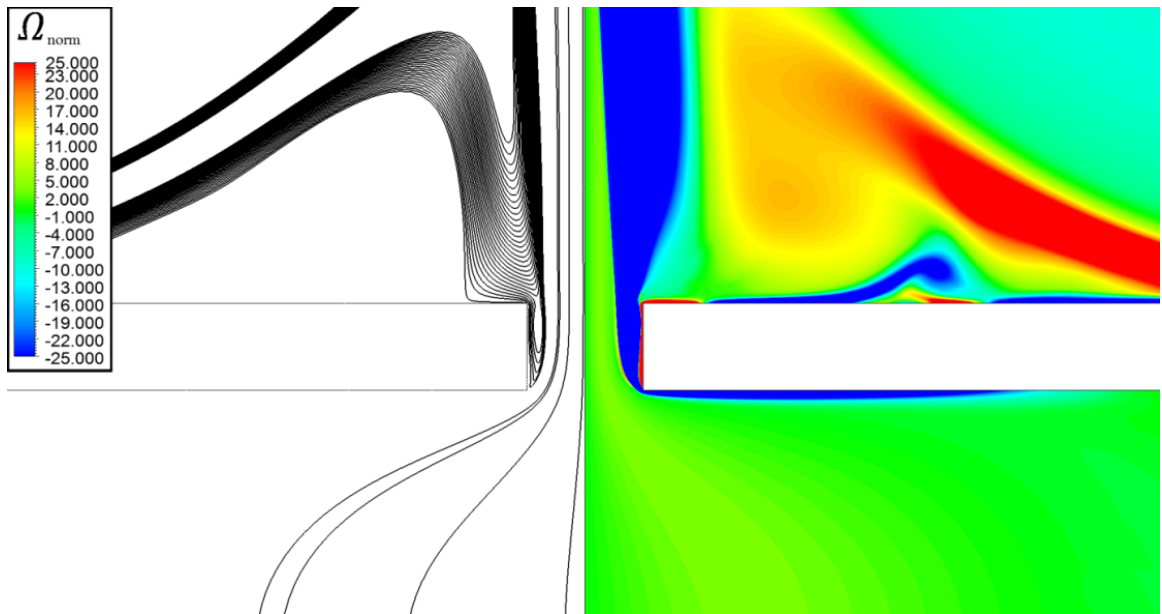


Figura 4.31: Vorticidade instantânea normalizada no orifício da cavidade (em  $t = 0,3 T_{per}$ ), vista afastada.

Também se torna visível o perfil de temperatura instantânea na Fig.(4.32), normalizada pela Eq.(2.19). É possível ver a temperatura sendo transportada pela célula de circulação primária e secundária. Considerando que a condição inicial do fluido era de temperatura uniforme e mais baixa, referenciada na figura com a cor azul escuro, podemos ver claramente o forte efeito do jato na transferência de calor. Em menos que 1/3 do ciclo de atuação, o jato desprende uma camada limite térmica da parede aquecida e distribui a energia térmica por toda extensão das células de circulação.

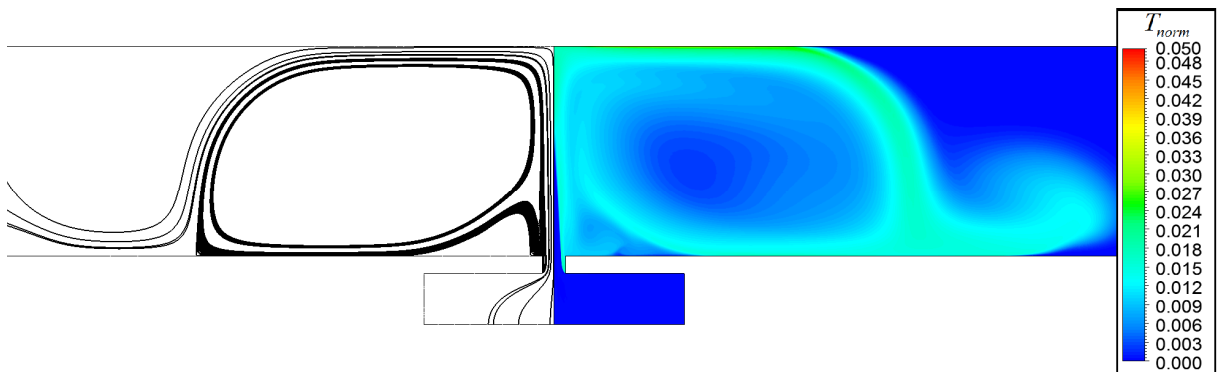


Figura 4.32: Temperatura instantânea normalizada mostrando o calor da parede aquecida sendo transferido para os vórtices primários do fluido (em  $t = 0,3 T_{per}$ ).



#### 4.6 SUCCÃO DO JATO

Logo após a retração máxima da membrana, em  $t = 0,8 T_{per}$ , podemos ver a velocidade instantânea normalizada pela Eq.(2.9), também com uma velocidade de até cinco vezes o valor da velocidade média na saída do orifício, como mostra a Fig.(4.33). Neste instante, é possível observar que as células de circulação formadas na fase de ejeção se dissipam durante a fase de sucção, podendo-se perceber resquícios de 4 células. Também são visíveis as linhas de fluxo de velocidade instantânea no lado esquerdo das imagens. Estas linhas de fluxo mostram a evolução esperada de um jato sintético: na fase de sucção, a célula de circulação primária se encontra reduzida em tamanho e contra a parede superior enquanto que o jato sorve fluido da região lateral próxima ao orifício.

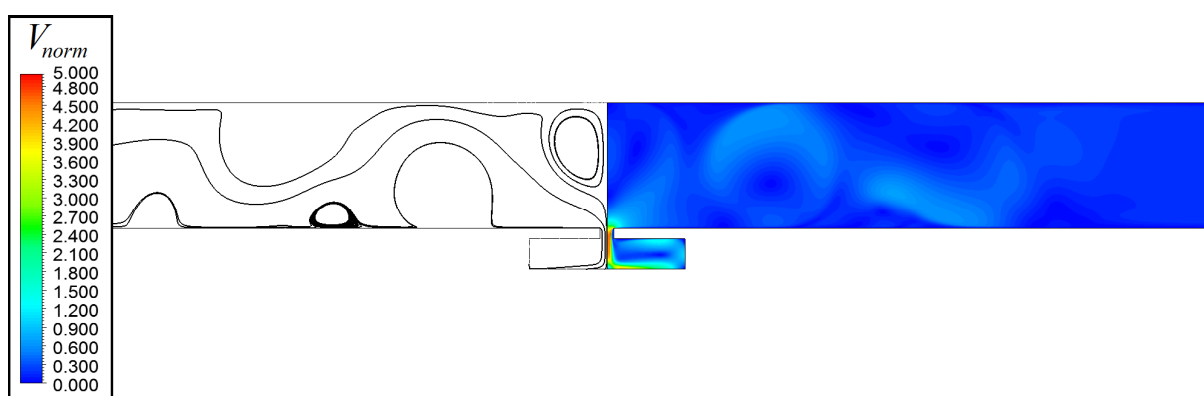


Figura 4.33: Velocidade instantânea normalizada logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ).

É possível perceber também a camada limite na parede do orifício na Fig.(4.34) agora voltada para a cavidade. Como esperado, a sucção do fluido forma uma célula de circulação interna na cavidade. O escoamento no gargalo para sucção é praticamente um espelho idêntico à ejeção. Há o mesmo descolamento de fluido no canto externo e um escoamento semelhante à região de entrada de um escoamento interno com redução do diâmetro hidráulico do jato no plano de saída dentro da cavidade.

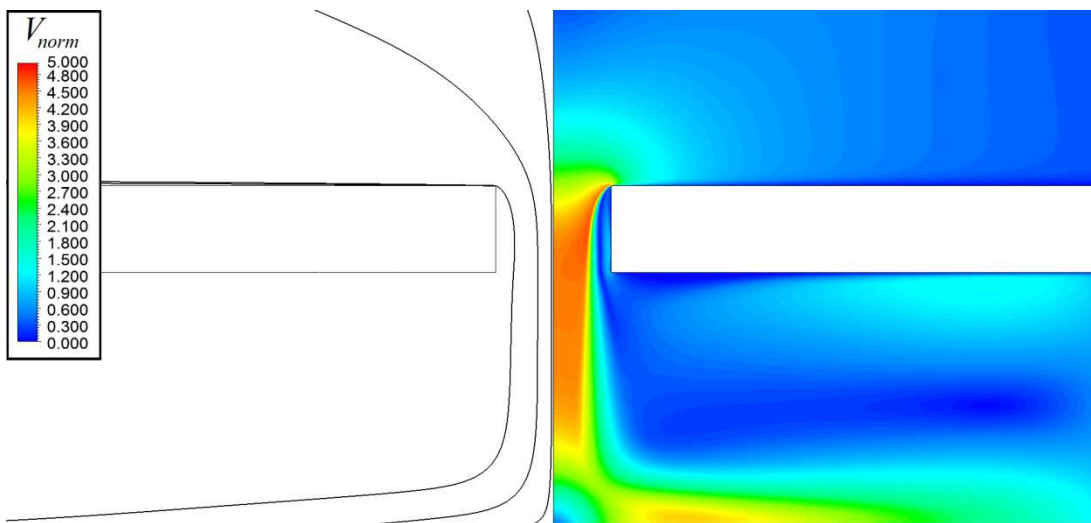


Figura 4.34: Velocidade instantânea normalizada logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista do orifício.

Tornam-se visíveis neste instante, através da vorticidade instantânea normalizada da Eq.(2.7), os vórtices primários, na Fig.(4.35), surgidos pela ejeção e posterior sucção do jato. A célula primária de tamanho reduzido continua a remover vorticidade da parede superior, visível no segmento vermelho. Observa-se que o cisalhamento entre fluido em direção à cavidade cria vorticidade ao longo da linha de escoamento, visível como um balão azul.

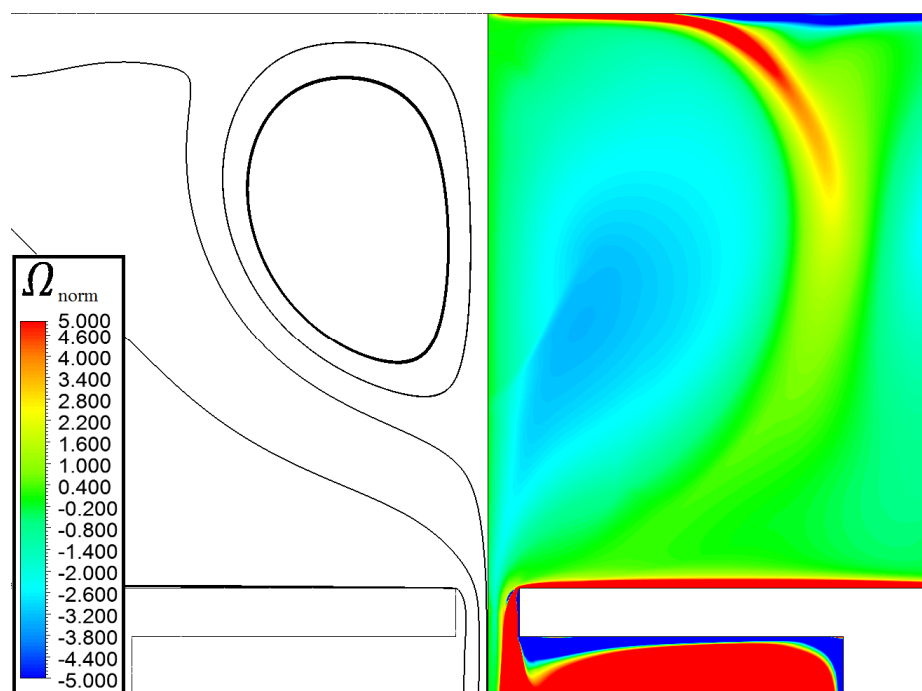


Figura 4.35: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista aproximada.

Também podem ser vistos os vórtices secundários oriundos da recirculação dos vórtices primários e assim sucessivamente, como visto na Fig.(4.36) e Fig.(4.37). Tal efeito de vorticidade secundária se dá pela ressonância Helmholtz, explicada anteriormente, no subtítulo 2.2. A célula secundária continua gerando vorticidade negativa na parede superior e inferior, conforme a Fig.(4.36). E a Fig.(4.37) indica claramente o núcleo de 4 células de vorticidade ao longo da largura da região externa. A vorticidade da célula terciária, em formato de uma cobra vermelha, sugere que esta célula ainda não está estabilizada.

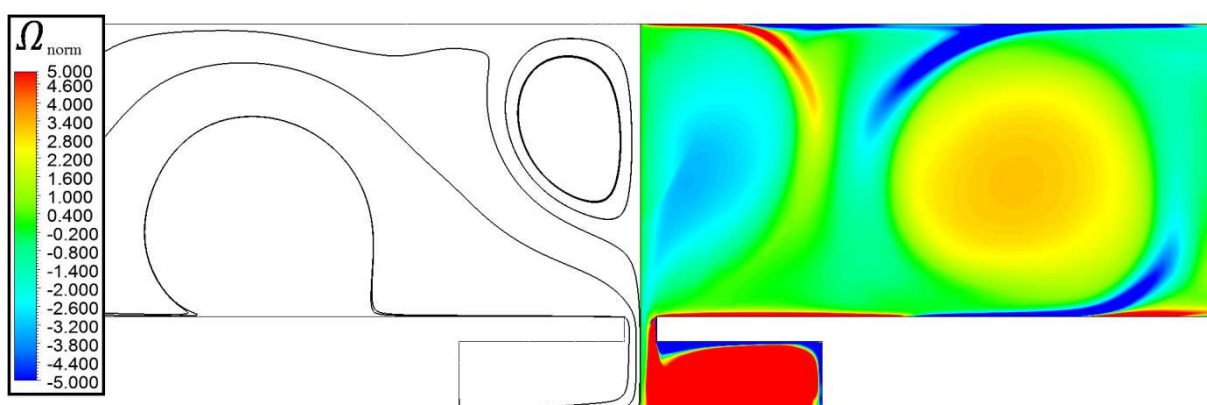


Figura 4.36: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários e secundários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ), vista aproximada.

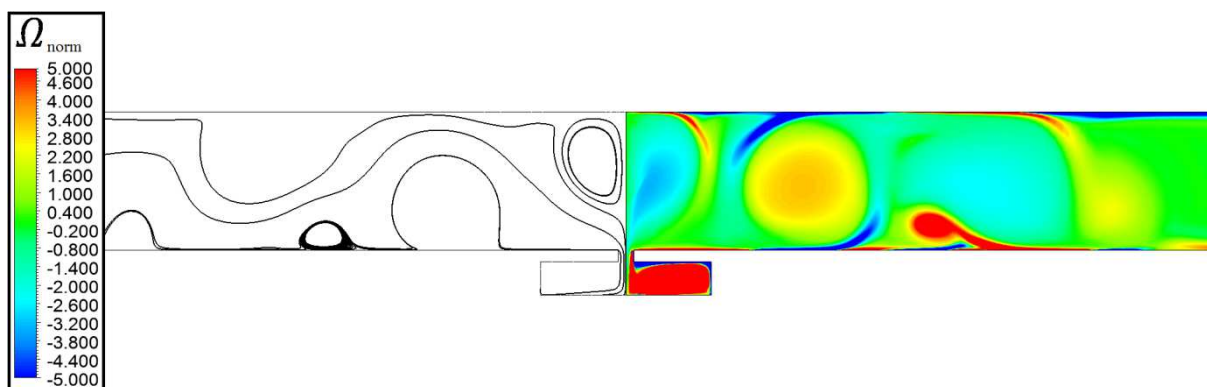


Figura 4.37: Vorticidade instantânea normalizada mostrando vórtices primários e secundários no fluido externo logo após a retração máxima da membrana ( $t = 0,8 T_{per}$ ).

#### 4.7 MÉDIA TEMPORAL

Analisando o valor médio das variáveis, no final de um ciclo de pulsação, em  $t = T_{per}$ , a magnitude da velocidade média normalizada pela Eq.(2.10), se mostra no meio externo após a ejeção e sucção do fluido, com um valor aproximadamente 73,4% maior do que o valor da velocidade média na saída do orifício, como mostram as Fig.(4.38), Fig.(4.39) e Fig.(4.40). É

possível perceber que a quantidade de movimento no orifício é maior no sentido positivo do eixo do que no sentido de sucção da cavidade. As linhas de fluxo da velocidade média aparecem no lado esquerdo das imagens. Tantos os contornos de magnitude de velocidade como as linhas de corrente indicam que o ponto de estagnação neste caso se encontra exatamente no centro do gargalo. Isso contradiz os resultados de Smith e Glezer (1998), mas é condizente com as observações prévias nos cursos de ejeção e sucção. Como a evolução do jato é simétrica ao longo do período de pulsação, faz sentido que o ponto de estagnação seja no centro.

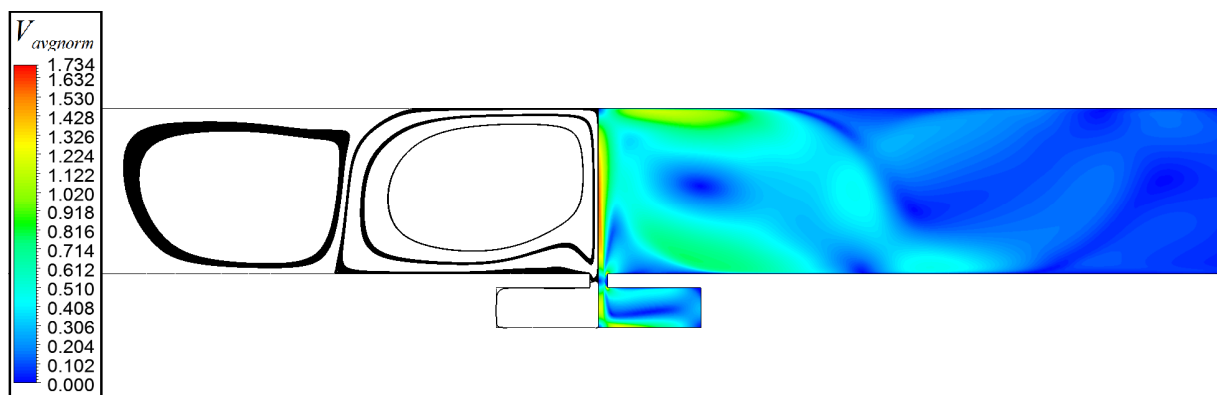


Figura 4.38: Magnitude de velocidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação (em  $t = T_{per}$ ).

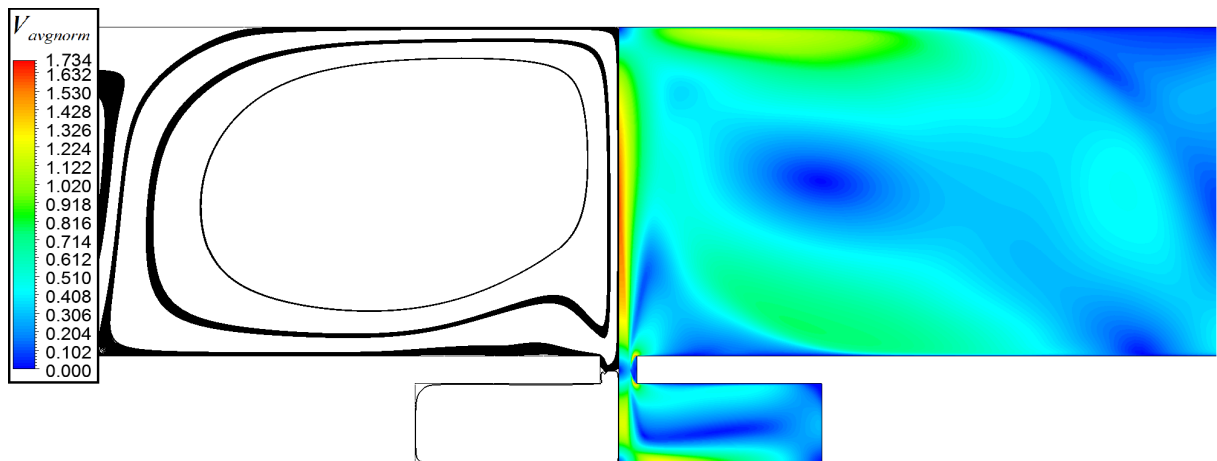


Figura 4.39: Magnitude de velocidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação (em  $t = T_{per}$ ), vista aproximada.

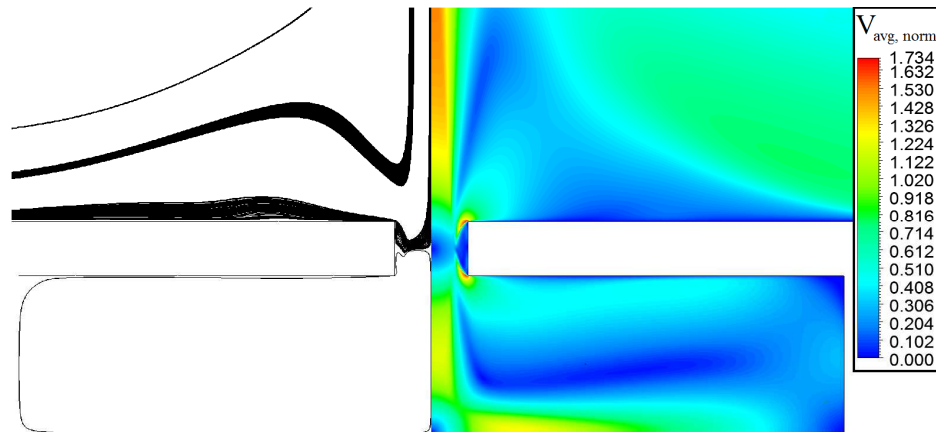


Figura 4.40: Magnitude de velocidade média normalizada no orifício no final de um ciclo de pulsação (em  $t = T_{per}$ ).

Através da vorticidade média normalizada (Eq.(2.8)), percebe-se que o maior efeito da vorticidade e do momentum do jato se dá no sentido longitudinal, em direção à placa aquecida para realizar o resfriamento visto antes, como mostra a Fig.(4.41). Como esperado, os contornos de vorticidade média mostram uma pluma azul do jato sintético médio com um formato semelhante a um jato contínuo (lado esquerdo da imagem, pluma vermelha).

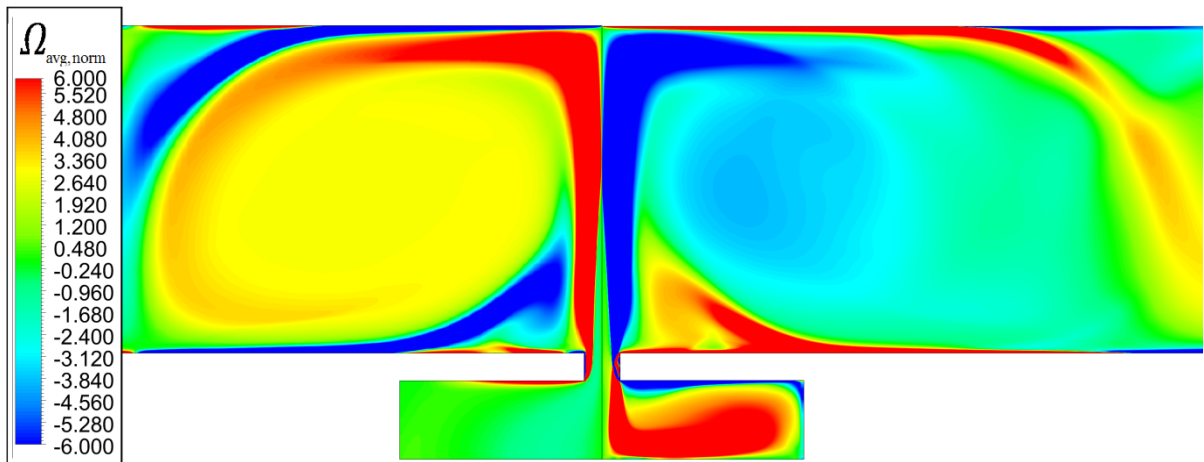


Figura 4.41: Vorticidade média normalizada no final de um ciclo de pulsação para o jato sintético (em  $t = T_{per}$ , lado direito) e para um jato contínuo após atingido o regime permanente (lado esquerdo).

Também se torna visível o perfil de temperatura média, normalizada através da Eq.(2.20) na Fig.(4.42). Neste caso, o lado esquerdo da figura corresponde a atuação do jato contínuo após um intervalo de tempo idêntico a uma pulsação do jato sintético. É possível ver que a distribuição de temperatura no meio externo é maior para o caso de jato pulsante do que para o jato contínuo, como visto na Fig.(4.42).

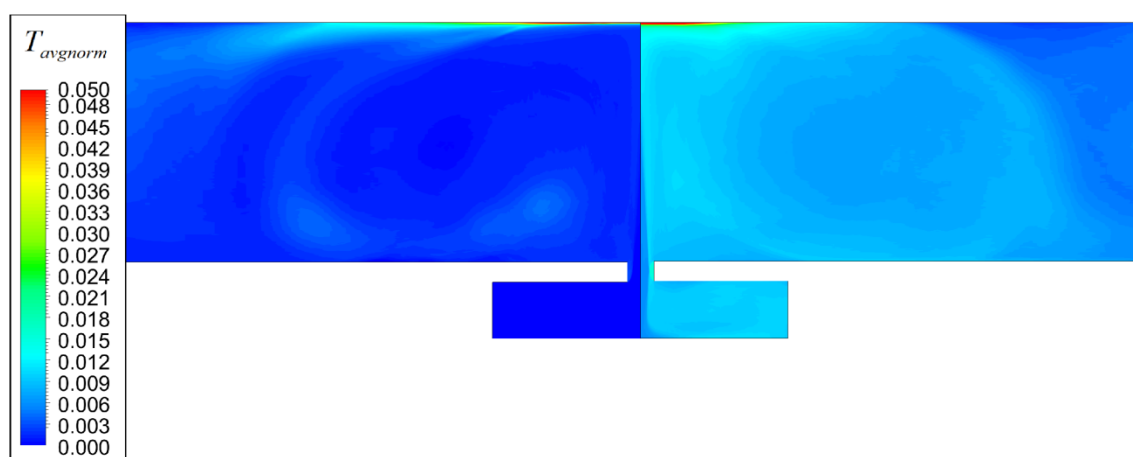


Figura 4.42: Temperatura média normalizada no meio externo no final de um ciclo de pulsação para o jato pulsante (em  $t = T_{per}$ , lado direito da imagem) e no mesmo instante de tempo, ainda não em regime permanente, para o jato contínuo (lado esquerdo).

#### 4.8 NUSSELT

Com relação à transferência de calor, foram realizadas diversas simulações com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 300 e 1200, para a água e o etanol. Para simulações com água e número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 1200, foram simuladas membranas com frequências de módulo 1 Hz, 4 Hz, 100 Hz, 200 Hz e 400 Hz para um fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. Também para este número de Reynolds, foram simulados dois casos de jato contínuo, um com o mesmo fluxo de calor na região aquecida e, outro, com uma temperatura constante de 291 K, cerca de 1 K acima da temperatura inicial do fluido (temperatura de referência –  $T_{ref}$ ). Para simulações com água e número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 300, foram simuladas membranas com frequências de módulo iguais a 1 Hz, 100 Hz e 200 Hz para um fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. Também para este número de Reynolds, foram simulados dois casos de jato contínuo, um com o mesmo fluxo de calor na região aquecida e outro com temperatura constante de 291 K.

Para simulações com etanol e número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 1200, foram simuladas membranas com frequências de módulo 1 Hz, 100 Hz, 200 Hz e 400 Hz para um fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. Para simulações com etanol e número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 300, foram simuladas membranas com frequências de módulo iguais a 1 Hz, 100 Hz e 200 Hz para um

fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. A Tab.(4.1) mostra os dados das simulações, inclusive o tempo de oscilação simulado e o número de Nusselt sobre a parede aquecida, resultante de cada simulação. Ao final deste subcapítulo é apresentada uma correlação para o número de Nusselt encontrada no presente estudo.

**Tabela 4.1: Dados das simulações térmicas.**

Fluido	$Pr$	$Re_{U_0}$	$f$ [Hz]	$St_{U_0}$	$H/D$	$Nu$	$T_{per}$ [s]
Água	6,131644	300	1	0,010222	3	3,50741	1
Água	6,131644	300	1	0,002556	6	2,16407	1
Água	6,131644	300	1	0,001136	9	1,589376	1
Água	6,131644	300	1	0,000284	18	0,99035	1
Água	6,131644	300	100	1,022222	3	15,36255	0,01
Água	6,131644	300	100	0,255556	6	13,15243	0,01
Água	6,131644	300	100	0,11358	9	8,307654	0,01
Água	6,131644	300	100	0,028395	18	5,935799	0,01
Água	6,131644	300	100	0,015972	24	4,757925	0,01
Água	6,131644	300	200	2,044444	3	16,41241	0,005
Água	6,131644	300	200	0,511111	6	13,13392	0,005
Água	6,131644	300	200	0,22716	9	12,36091	0,005
Água	6,131644	300	200	0,05679	18	5,634728	0,005
Água	6,131644	300	200	0,031944	24	5,539732	0,005
Água	6,131644	1200	1	0,002556	3	5,911444	1
Água	6,131644	1200	1	0,000639	6	3,984024	1
Água	6,131644	1200	1	0,000284	9	2,984406	1
Água	6,131644	1200	1	7,1E-05	18	1,703102	1
Água	6,131644	1200	4	0,010222	3	8,449729	0,25
Água	6,131644	1200	4	0,002556	6	5,698899	0,25
Água	6,131644	1200	4	0,001136	9	4,264953	0,25
Água	6,131644	1200	4	0,000284	18	2,445038	0,25
Água	6,131644	1200	4	0,00016	24	1,860409	0,25
Água	6,131644	1200	100	0,028395	9	14,33155	0,01
Água	6,131644	1200	100	0,007099	18	8,549483	0,01
Água	6,131644	1200	100	0,003993	24	6,527961	0,01
Água	6,131644	1200	200	0,511111	3	30,82673	0,005
Água	6,131644	1200	200	0,127778	6	23,87614	0,005
Água	6,131644	1200	200	0,05679	9	18,04154	0,005
Água	6,131644	1200	200	0,014198	18	11,152	0,005
Água	6,131644	1200	200	0,007986	24	8,510632	0,005
Água	6,131644	1200	400	1,022222	3	33,54145	0,0025
Água	6,131644	1200	400	0,255556	6	27,30832	0,0025
Água	6,131644	1200	400	0,11358	9	19,33728	0,0025
Água	6,131644	1200	400	0,028395	18	13,07309	0,0025

Água	6,131644	1200	400	0,015972	24	10,07723	0,0025
Etanol	16,90678	300	1	0,002556	6	0,842526	1
Etanol	16,90678	300	100	1,022222	3	6,620742	0,01
Etanol	16,90678	300	100	0,255556	6	4,919354	0,01
Etanol	16,90678	300	100	0,11358	9	3,568044	0,01
Etanol	16,90678	300	100	0,028395	18	2,189754	0,01
Etanol	16,90678	300	100	0,015972	24	1,76535	0,01
Etanol	16,90678	300	200	2,044444	3	7,049597	0,005
Etanol	16,90678	300	200	0,511111	6	6,128708	0,005
Etanol	16,90678	300	200	0,22716	9	4,276326	0,005
Etanol	16,90678	300	200	0,05679	18	2,746569	0,005
Etanol	16,90678	300	200	0,031944	24	2,109241	0,005
Etanol	16,90678	1200	1	0,002556	3	2,389891	1
Etanol	16,90678	1200	1	0,000639	6	1,595068	1
Etanol	16,90678	1200	1	0,000284	9	1,179407	1
Etanol	16,90678	1200	1	7,1E-05	18	0,650294	1
Etanol	16,90678	1200	1	3,99E-05	24	0,529966	1
Etanol	16,90678	1200	100	0,255556	3	8,27986	0,01
Etanol	16,90678	1200	100	0,063889	6	5,224869	0,01
Etanol	16,90678	1200	100	0,028395	9	4,238606	0,01
Etanol	16,90678	1200	100	0,007099	18	2,334855	0,01
Etanol	16,90678	1200	100	0,003993	24	1,73279	0,01
Etanol	16,90678	1200	200	0,511111	3	13,0435	0,005
Etanol	16,90678	1200	200	0,05679	9	6,043654	0,005
Etanol	16,90678	1200	200	0,014198	18	3,343905	0,005
Etanol	16,90678	1200	200	0,007986	24	2,509884	0,005
Etanol	16,90678	1200	400	1,022222	3	12,03421	0,0025
Etanol	16,90678	1200	400	0,255556	6	9,49858	0,0025
Etanol	16,90678	1200	400	0,11358	9	7,551112	0,0025
Etanol	16,90678	1200	400	0,028395	18	3,970644	0,0025
Etanol	16,90678	1200	400	0,015972	24	2,831328	0,0025

A Fig.(4.43) mostra o número de Nusselt para água com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{v_0}$  de 300 e frequências de pulsação de módulos 100 Hz e 200 Hz, a distâncias da placa aquecida ( $H/D$ ) de 3 a 24, obtidos através das simulações do presente estudo. Todos os valores foram capturados para um fluxo de calor constante na parede aquecida de 60 kW/m<sup>2</sup>. Também mostra para este número de Reynolds dois casos de jato contínuo, um com o mesmo fluxo de calor na região aquecida e outro com temperatura constante de 291 K, 1 K acima da temperatura inicial do fluido (temperatura de referência –  $T_{ref}$ ). As linhas representam valores da correlação desenvolvida neste estudo, para os



respectivos valores da simulação.

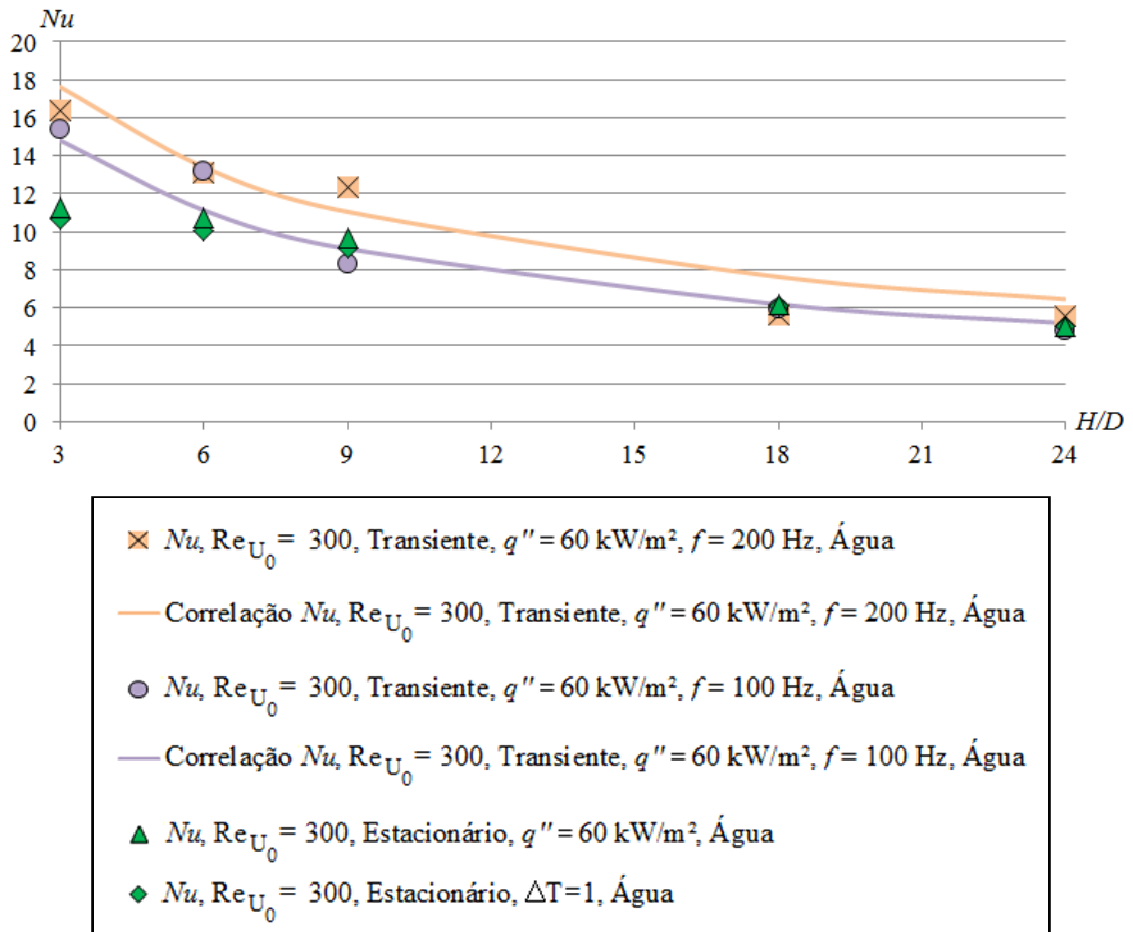


Figura 4.43: N\u00famero de Nusselt em fun\u00e7\u00e3o da dist\u00e2ncia da placa aquecida para simula\u00e7\u00f5es em \u00e1gua com n\u00famero de Reynolds baseado na velocidade m\u00e9dia do orif\u00edcio de 300.

A Fig.(4.44) mostra o n\u00famero de Nusselt para \u00e1gua com um n\u00famero de Reynolds baseado na velocidade m\u00e9dia do orif\u00edcio  $Re_{U_0}$  de 1200, e frequ\u00eancias de pulsa\u00e7\u00e3o de 4 Hz, 100 Hz, 200 Hz e 400 Hz, a dist\u00e2ncias da placa aquecida ( $H/D$ ) de 3 a 24, obtidos atrav\u00e9s das simula\u00e7\u00f5es do presente estudo. Todos os valores foram capturados para um fluxo de calor constante na parede aquecida de  $60 \text{ kW/m}^2$ . Tamb\u00e9m mostra para este n\u00famero de Reynolds dois casos de jato cont\u00ednuo, um com o mesmo fluxo de calor na regi\u00e3o aquecida e outro com temperatura constante de  $291 \text{ K}$ ,  $1 \text{ K}$  acima da temperatura inicial do fluido (temperatura de refer\u00eancia  $- T_{ref}$ ). As linhas representam valores da correla\u00e7\u00e3o desenvolvida neste estudo, para os respectivos valores da simula\u00e7\u00e3o.

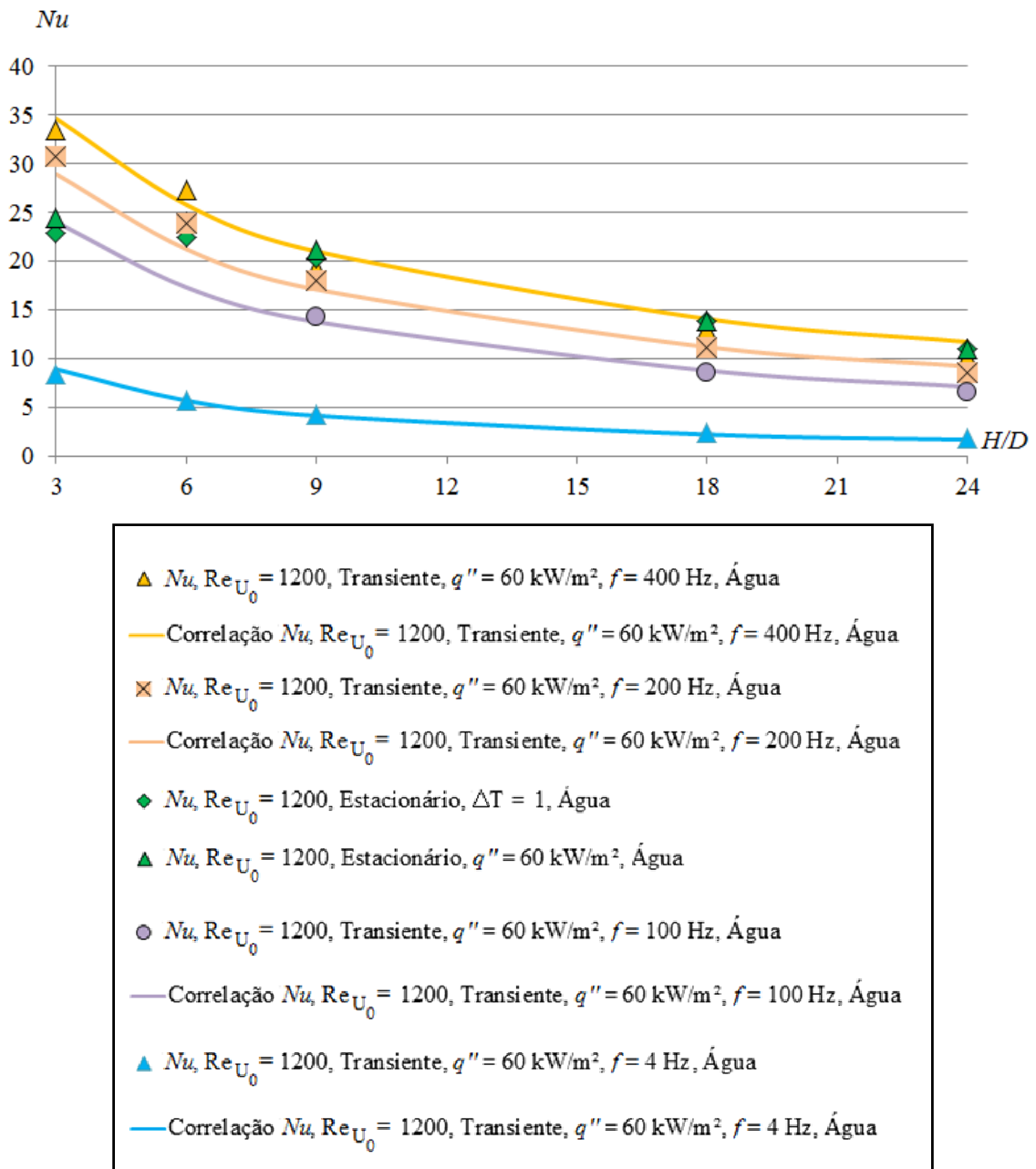


Figura 4.44: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em água com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 1200.

A Fig.(4.45) mostra o número de Nusselt para etanol com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 300 e frequências de pulsação de módulos 100 Hz e 200 Hz, a distâncias da placa aquecida ( $H/D$ ) de 3 a 24, obtidos através das simulações do presente estudo. Todos os valores foram capturados para um fluxo de calor constante na parede aquecida de  $60 \text{ kW/m}^2$ . As linhas representam valores da correlação desenvolvida neste estudo, para os respectivos valores da simulação.

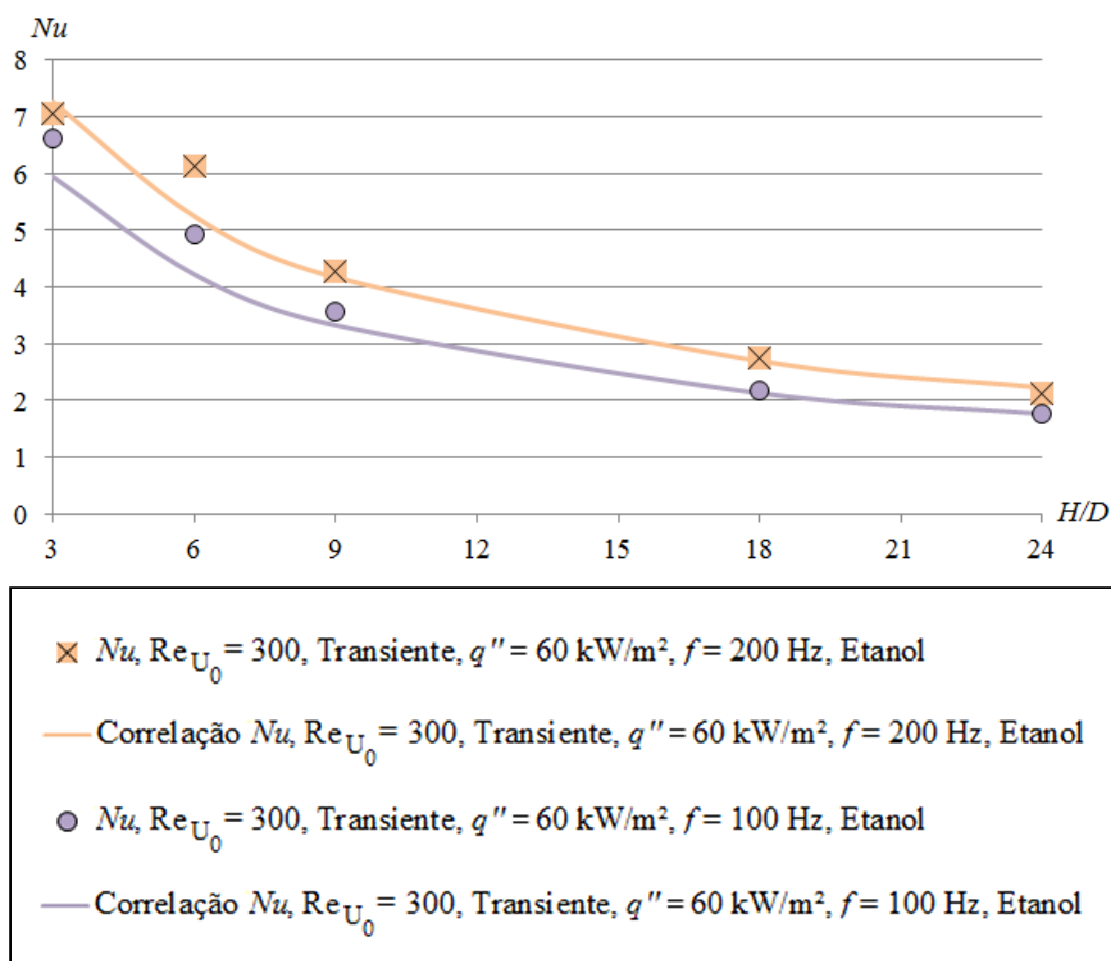


Figura 4.45: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em etanol com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 300.

A Fig.(4.46) mostra o número de Nusselt para água com um número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  de 1200, e frequências de pulsação de 100 Hz, 200 Hz e 400 Hz, a distâncias da placa aquecida ( $H/D$ ) de 3 a 24, obtidos através das simulações do presente estudo. Todos os valores foram capturados para um fluxo de calor constante na parede aquecida de  $60 \text{ kW/m}^2$ . As linhas representam valores da correlação desenvolvida neste estudo, para os respectivos valores da simulação.

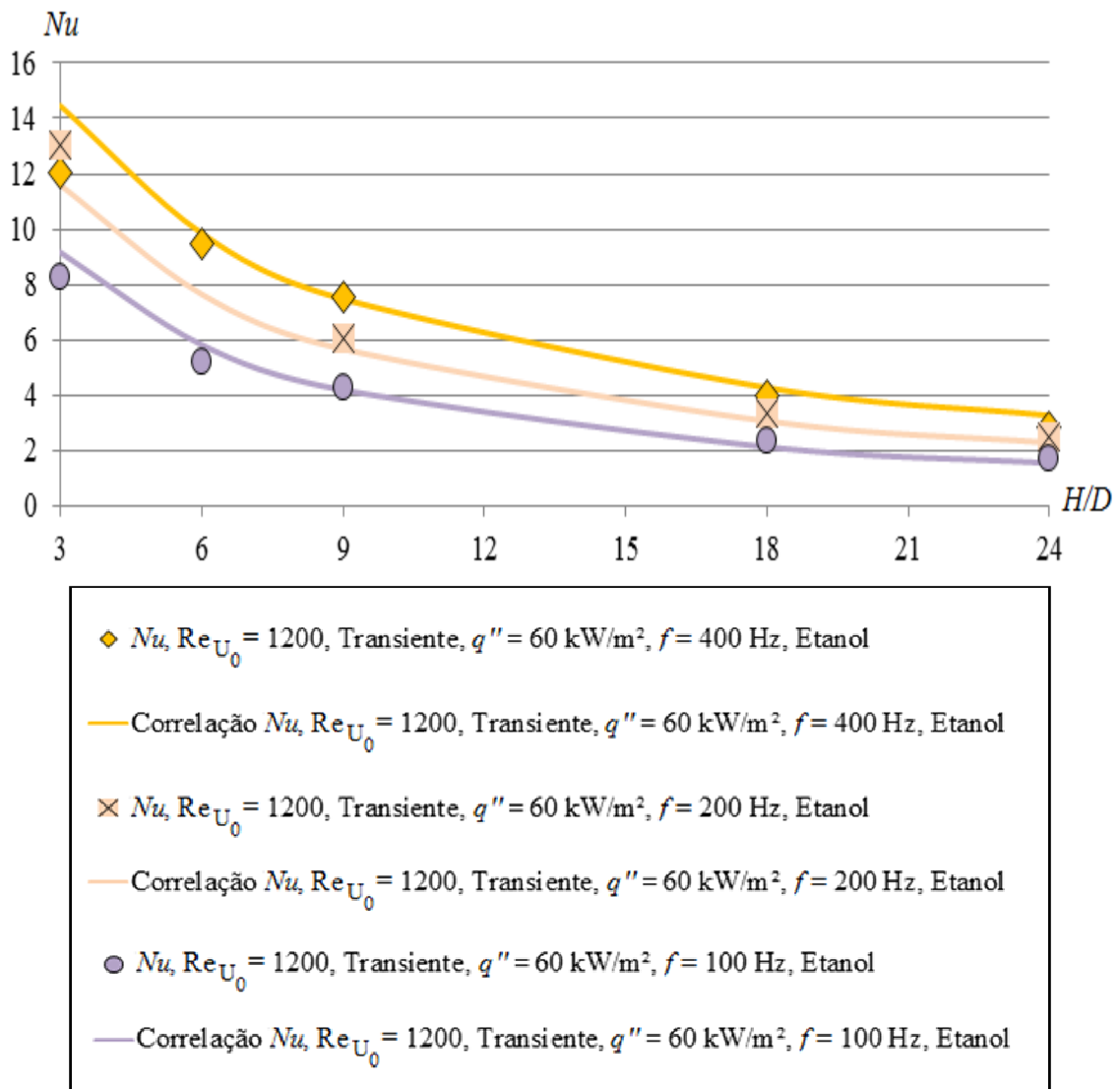


Figura 4.46: Número de Nusselt em função da distância da placa aquecida para simulações em etanol com número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício de 1200.

A Fig.(4.47) mostra a relação do número de Nusselt com a correlação encontrada. Foram avaliados os números de Reynolds de 300 e 1200, número de Strouhal para frequências entre 1 Hz e 400 Hz e distâncias da placa aquecida ( $H/D$ ) de 3 a 24, obtidos através das simulações do presente estudo. Todos os valores para um fluxo de calor constante de 60 kW/m<sup>2</sup>. A inclinação da linha de tendência é de cerca de 1,0, confirmando que a correlação produzida condiz bem com os valores numéricos.

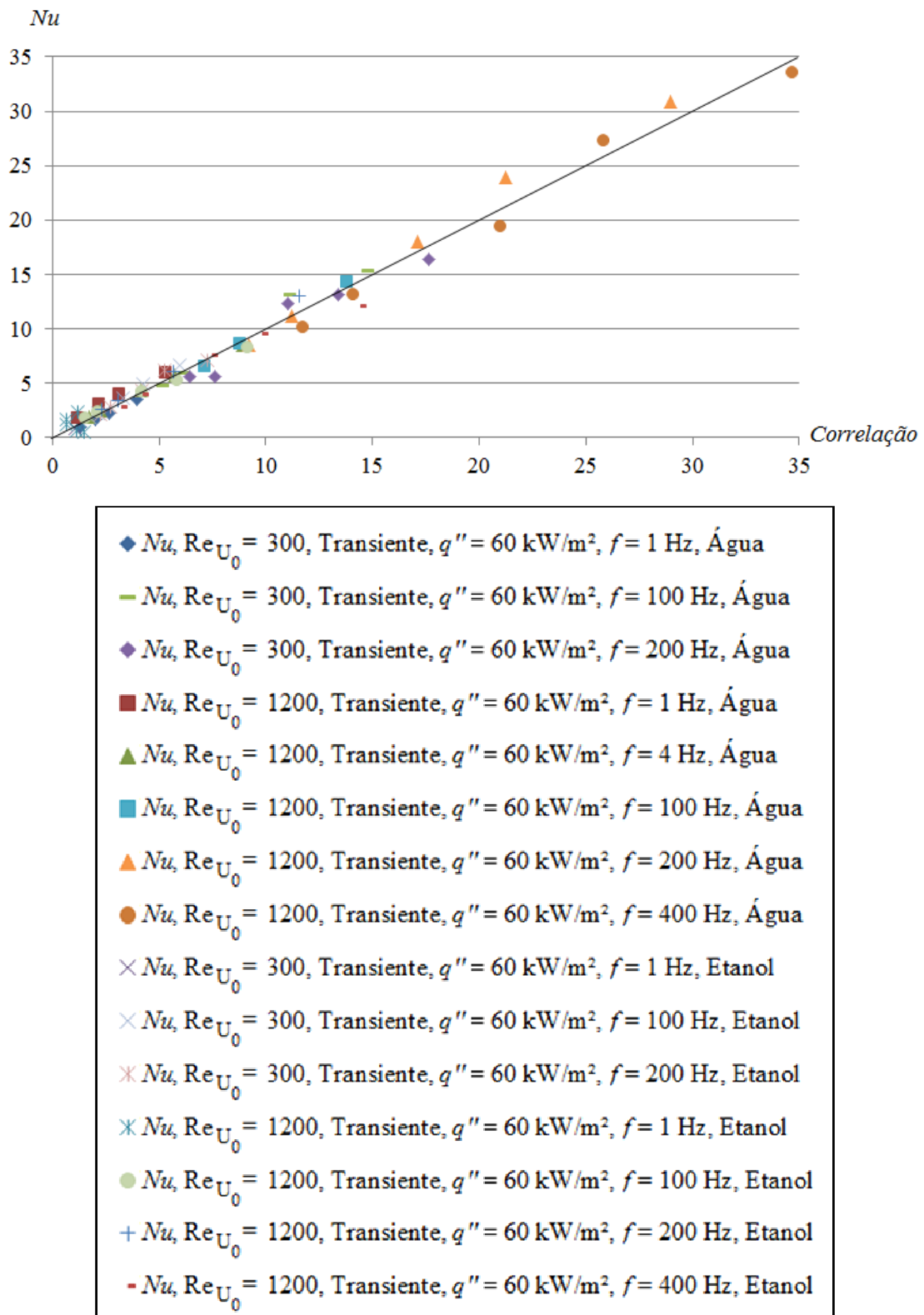


Figura 4.47: Número de Nusselt em função da correlação encontrada, utilizando diversos parâmetros.

Se observadas as Fig.(4.43) e Fig.(4.44), podemos observar que a tendência é a transferência de calor para um jato pulsante ser maior do que para um jato contínuo apenas

para frequências de membrana maiores do que 400 Hz. Isto ocorre porque o jato pulsante, após uma única pulsação, está sendo comparado com o caso de um jato contínuo onde o regime permanente foi atingido. Neste último é passado um tempo muito maior para a dissipação térmica, enquanto no primeiro, apenas o período de pulsação da membrana, que é inversamente proporcional à frequência. Em um número de  $Re_{U_0}$  igual a 1200 e frequência de 400 Hz, na Fig.(4.44), os valores testados confirmam a tendência esperada.

Com relação à frequência de oscilação da membrana, Chaudhari *et al.* (2009) realizaram um estudo experimental avaliando o efeito da frequência de excitação no fluxo de jatos sintéticos para cavidades de diferentes profundidades e diferentes diâmetros de orifício. O estudo deles sugere que há um limite superior e inferior de frequências para a formação do jato e entre eles há duas frequências de ressonância, identificadas como sendo próximas à frequência do diafragma e da frequência Helmholtz. A extensão da faixa de frequências e a segunda ressonância dependem do diâmetro do orifício, onde a profundidade da cavidade afeta a frequência e a magnitude da velocidade de saída na segunda ressonância. Estas frequências de ressonância podem ser variadas pela seleção apropriada do dispositivo de vibração, bem como do volume da cavidade. Seus estudos definem que a intensidade de turbulência e a taxa de velocidade média entre a ejeção e sucção no campo próximo são independentes da profundidade da cavidade e da frequência de excitação, dependendo apenas do diâmetro do orifício. Os autores também verificaram que os resultados são mais sensíveis a mudanças no tamanho do diâmetro do orifício do que em comparação com a profundidade da cavidade.

Se observados os gráficos, podemos perceber que o número de  $Nu$  cresce com o aumento do número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício  $Re_{U_0}$  e do número de Strouhal  $St_{U_0}$  definido de acordo com o diâmetro do orifício, da frequência e da velocidade média do jato, mas decresce com o aumento da distância adimensional da parede aquecida com o orifício da cavidade ( $H/D$ ) e do número de  $Pr$ .

Os resultados mais das simulações do presente estudo foram utilizados para gerar diversas correlações do número de Nusselt. A que melhor desempenha o papel de descrever este número para jatos sintéticos baseada no número de  $Re_{U_0}$ , de  $St_{U_0}$ , de  $Pr$  e de  $H/D$  entre os valores testados, é descrita na Eq.(4.1).

$$Nu = 1,03 + \left[ (St^{0,162} + 1,791) * (Re^{-1} + 1,32) * (Pr^{-0,6419} + 1,136) - 3,697 \right] \quad (4.1)$$

$$\left[ ((H/D)^{-1} - 2,783) * (St^{-0,0635} - 1,967) * (Re^{0,4966} - 1,873) * (Pr^{-0,9709} + 0,1311) - 2,561 \right]$$

Esta correlação foi encontrada experimentando-se parâmetros de normalização em uma função inicial. Como os resultados do número de Nusselt já eram dados extraídos das simulações computacionais, estes foram usados como valores reais. Estes valores variam para cada parâmetro diferente da simulação. Deste valor inicial, foi subtraída a correlação com todos os seus parâmetros conhecidos (número de  $Re_{U_0}$ , de  $St_{U_0}$  de  $Pr$  e de  $H/D$ ) e os parâmetros desconhecidos foram mantidos como variáveis. Essa subtração resulta no residual entre o valor da simulação e a correlação avaliada. O somatório de todos os residuais quadrados gerou a função Residual. Tal função foi colocada no programa EES e designada para encontrar o valor mínimo global (mínima diferença). O programa apresentou o valor dos parâmetros desconhecidos que resultam no valor mínimo da função Residual (Eq.(4.2)), cujo valor foi de 54,25. Este valor foi dividido pelo número de simulações (65) e sua raiz quadrada resultou na flutuação do número de Nusselt (Eq. (4.3)), cujo valor foi de 0,92. Assim, a presente correlação apresenta um valor do número de  $Nu \pm 0,92$ .

$$Residual = \sum \left( Nu_{real} - Correlação(Re_{U_0}, St_{U_0}, Pr, H/D) \right)^2 \quad (4.2)$$

$$rms = \sqrt{\frac{Residual}{n}} \quad (4.3)$$

## 5 CONCLUSÃO

Este trabalho é de suma importância e resultado de muito compromisso e esforço. No presente estudo, uma metodologia foi desenvolvida e validada em ANSYS CFX 12.0 para simular o escoamento de jatos sintéticos para fins de análise fluidodinâmica e térmica. Estudos paramétricos determinaram a influência da geometria da cavidade e do gargalo na formação do jato. Variações na profundidade da cavidade resultaram em aumentos no perfil de velocidade e de crescimento do jato para cavidades extremamente rasas. Este comportamento se torna importante pelo fato da grande maioria de designs de jatos sintéticos experimentais possuírem cavidades rasas por limitações de design. Dentre as geometrias desenvolvidas, a geometria de cavidade rasa não foi utilizada para análise dos parâmetros térmicos, por introduzir divergências demais em relação à amplitude do diafragma com a altura da cavidade. Para este tipo de estudo, a decisão foi partir de uma base onde os resultados são bem conhecidos. Variações no formato do gargalo e espessura da placa do orifício resultaram em alterações substanciais apenas no perfil de velocidade e não no crescimento do jato. Este resultado se torna importante, pois, em dispositivos reais, orifícios de geometria não reta possuem maior complexidade de fabricação. Tais geometrias, com orifício em corte de 45° e de espessura da placa do orifício fina, têm condições de gerar ótimos resultados na transferência de calor, inclusive, para gerar dados a mais uma dissertação de mestrado, visto que a velocidade longitudinal média de jato se apresenta maior. A escolha de borda reta em dispositivos reais se dá simplesmente por ser mais fácil de perfurar ou cortar uma placa reta. Pode-se concluir então que a profundidade da cavidade é o fator geométrico de maior importância na formação do jato e sua representação é necessária para a precisão de uma simulação numérica destes dispositivos.

Os jatos sintéticos também resultam em células de circulação na região externa progressivamente mais fracas. Isso resulta em uma grande quantidade de vorticidade que promove uma maior distribuição de temperatura a partir da placa aquecida quando comparada a um jato contínuo durante o mesmo intervalo de tempo. Mas em comparação com um jato contínuo em condição de regime permanente, o jato sintético teve um desempenho térmico inferior. Isso é o resultado da dependência da eficiência da dissipação térmica na frequência de pulsação. As frequências utilizadas neste estudo foram abaixo do valor ideal para a dissipação térmica de um jato sintético. Mas foi comprovada a tendência de aumento de dissipação térmica com aumento de frequência. Esta tendência de aumento possibilitou a



obtenção de uma correlação que pode ser utilizada para prever o ganho de dissipação térmica de um jato sintético.

Com isso, estudos adicionais podem ser realizados para frequências mais altas, inclusive estudos experimentais. A correlação do número de Nusselt encontrada pode ser adicionada à bibliografia existente para jatos pulsantes bidimensionais. Acredita-se que estes dispositivos podem, num futuro próximo, substituir os coolers de processadores em notebooks, que exigem um espaço limitado e uma transferência de calor elevada, melhorando sua vida útil e eficiência, barateando assim, estes equipamentos eletrônicos aos seus usuários e fabricantes.

Os resultados apresentados tem então aplicação em estudos posteriores, de maior complexidade de design com atuadores combinados com trocadores de calor de aletas, coolers e micro canais, resultando em avanços na área de resfriamento de microchips.

## 6 REFERÊNCIAS

AUERBACH, D. Experiments on the trajectory and circulation of the starting vortex. **Journal of Fluid Mechanics**. p. 183-185, 1987.

BAHRAMI, M.; YOVANOVICH, M. M.; CULHAM, J. R. Convective Heat Transfer Of Laminar, Single-Phase Flow In Randomly Rough Microtubes. **International Mechanical Engineering Congress Exposition**. Orlando. Proceedings of IMECE 2005. [S.l.]: ASME 2005. p 1-9, 2005.

BAUMMER, T., CETEGEN, E., OHADI, M. E., DESSIATOUN, S. Force-Fed Evaporation And Condensation Utilizing Advanced Micro-Structured Surfaces And Micro-Channels. **Microelectronics Journal**. v. 39, p. 975-980, 2008.

CAMPBELL, J.S.; BLACK, W.Z.; GLEZER, A.; HARTLEY, J. G. Thermal Management of a Laptop Computer with Synthetic Air Microjets. **InterSociety Conference on Thermal Phenomena**. IEEE, p. 43–50, 1998.

CHANDRATILLEKE, T.T.; JAGANNATHA, D.; NARAYANASWAMY, R. Heat transfer enhancement in microchannels with cross-flow synthetic jets. **International Journal of Thermal Sciences**. Department of Mechanical Engineering, Curtin University of Technology, GPO Box U1987, Perth WA 6845, Australia. v. 49, n. 3, p. 504-513, 2010.

CHAUDHARI, M.; PURANIK, B.; AGRAWAL, A. Effect Of Orifice Shape In Synthetic Jet Based Impingement Cooling. **Experimental Thermal and Fluid Science**. v. 34, p. 246-256, 2010a.

CHAUDHARI, M.; PURANIK, B.; AGRAWAL, A. Heat Transfer Characteristics of Synthetic Jet Impingement Cooling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 53, p. 1057-1069, 2010b.

CHAUDHARI, M.; VERMA, G.; PURANIK, B.; AGRAWAL, A. Frequency response of a synthetic jet orifice. **Experimental Thermal and Fluid Science**. v. 33, p. 439-448, 2009.

CHEN, F. J.; YAO, C.; BEELER, G. B.; BRYANT, R. G.; FOX, R. L. Development of synthetic jet actuators for active flow control at NASA Langley. **AIAA Fluids Meeting**. Conf. 2000-2405, Denver, Colo, 2000.

COPETTI, B. C.; MACAGNAN, M. H.; SOUZA, D. D.; OLIVESKI, R. D. C. Experiments with micro-fin tube in single phase. **International Journal of Refrigeration**. v. 27, p. 876-883, 2004.

CROOK, A.; SADRI, A. M.; WOOD, N. J. The development and implementation of synthetic jets for control of separated flow. **AIAA 17th Appl. Aerodyn**. Conf. 99-3176, Reno, Nev, 1999.

CROOK, A.; WOOD, N. J. Measurements and visualization of synthetic jets. **AIAA Paper 39th Aerosp. Sci. Meet**. Conf. 2001-0145, Reno, Nev, 2001.

DAVIDSON, B. J.; RILEY, N. Jets induced by oscillatory motion. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 53, p. 287–303, 1972.

DHANAK, M. R.; BERNARDINIS, B. The evolution of an elliptic vortex ring. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 109, p. 189–216, 1981.

DIDDEN, N. On the formation of vortex rings: rolling-up and production of circulation. **Z. Angew. Math. Phys.** v. 30, p. 101–116, 1979.

ERBAS, N.; BAYSAL, O. Micron-level actuators for thermal management of microelectronic devices. **Heat Transfer Engineering**. v. 30, n. 1-2, p. 138–147, 2009.

ERK, P. P. Separation control on a post-stall airfoil using acoustically generated perturbations. **PhD thesis. Tech. Univ. Berlin**, Ger. 159 p, 1997.

ETEMOGLU, A. K. A Brief Survey And Economical Analysis Of Air Cooling For Electronic Equipments. **International Communications in Heat and Mass Transfer**. v. 34, p. 103-113, 2007.

FUGAL, S.R.; SMITH, B.L.; SPALL, R. E. A Numerical Study of 2-D Synthetic Jet Formation. **2004 ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference**. ASME, Charlotte, USA, p. 1–6, 2004.

GARG, J.; ARIK, M.; WEAVER, S. Meso-Scale Pulsating Jets For Electronics Cooling. **Journal of Electronic Packaging**. v. 127, n. 4, p. 503-512, 2005.

GHARIB, M.; RAMBOD, E.; SHARIFF, K. A universal time scale for vortex ring formation. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 360, p. 121–140, 1998.

GILLESPIE, M.B.; BLACK, W.Z.; RINEHART, C.; GLEZER, A. Local convective heat transfer from a constant heat flux flat plate cooled by synthetic air jets. **Journal of Heat Transfer**. v. 128, p. 990–1000, 2006.

GLEZER A. The formation of vortex rings. **Phys. Fluids**. v. 31, p. 3532–3542, 1988.

GLEZER, A.; AMITAY, M. Synthetic jets. **Annu Rev Fluid Mech**. v. 34, p. 503–529, 2002.

HELMHOLTZ, H. V. **On the Sensations of Tone as a Physiological Basis for the Theory of Music**. Tradução Alexander John Helmholtz. Dover Publications, 1954.

HESKESTAD, G. Hot-wire measurements in a plane turbulent jet. **ASME Journal Appl. Mech**. v. 32, p. 721–734, 1965.

HESSAMI, M. A.; BERRYMAN, A.; BANDOPDHAYAY, P. Heat Transfer Enhancement in an Electrically Heated Horizontal Pipe Due to Flow Pulsation. **Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress**. Washington, D.C., Paper IMECE 03-55146, ASME Publications. p. 15–21, nov. 2003.

HOLMAN, R.; UTTURKAR, Y.; MITTAL, R.; SMITH, B. L.; CATTAFESTA, L. A formation criterion for synthetic jets. **AIAA Journal**. v. 43, n. 10, p. 2110–2116, 2005.

HONG, G.; MALLINSON, S. G.; LEE, C.; HA, Q. P. On centerline distributions of the mean velocity in synthetic jets. **Proceedings of the 14<sup>th</sup> Australian Fluid Mechanical Conference**. Adelaide, Australia, p. 737–740, 2001.

HONOHAN, A. M.; AMITAY, M.; GLEZER, A. Aerodynamic control using synthetic jets. **AIAA Fluids 2000 Meeting**. Denver, Colo. p. 2000-2232, 2000.

INGARD, U.; LABATE, S. Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices. **Journal of the Acoustical Society of America**. v. 22, p. 211–219, 1950.

JAGANNATHA, D.; NARAYANASWAMY, R.; CHANDRATILLEKE, T.T. Analysis of a synthetic jet-based electronic cooling module. **International Journal of Computation and Methodology**. v. 56, n. 3, p. 211–229, 2009.

JAIN, M.; PURANIK, B.; AGRAWAL, A. A numerical investigation of effects of cavity and orifice parameters on the characteristics of a synthetic jet flow. **Sensors and Actuators A: Physical**. Department of Mechanical Engineering, Indian Institute of Technology Bombay, Powai, Mumbai 400076, India. v. 165, n. 2, p. 351–366, 2011.

JAMES, R. D.; JACOBS, J. W.; GLEZER. A Around turbulent jet produced by an oscillating diaphragm. **Phys. Fluids**. v. 8, n. 9, p. 2484–2495, 1996.

KOTSOVINOS, N. E.; ANGELIDIS, P. B. The momentum flux in turbulent submerged jets. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 229, p. 453–70, 1991.

KOVASZNAY, L.S.G.; FUJITA, H.; LEE, R.L. Unsteady turbulent puffs. **Adv. Geophys.** v. 18B, p. 253–63, 1973.

KRAL, L.D.; DONOVAN, J.F.; CAIN, A.B.; CARY, A.W. Numerical simulation of synthetic jet actuators. **28th AIAA Fluid Dyn. Conf. 97-1824**, Reno, Nev. 1997.

LEE, C.Y.; GOLDSTEIN, D.B. Two-dimensional synthetic jet simulation. **AIAA Fluids Meet**. 2000-0406, Denver, Colo. 2002.

LEE, C.; HONG, G.; HA, Q. P.; MALLINSON, S. G. A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control. **Sensors and Actuators A: Physical**. Faculty of Engineering, University of Technology, Levd. 6 Building 2, Broadway NSW 2007, Sydney, Australia. v. 108, n. 1-3, p. 168–174, 2003.

LIGHTHILL, J. Acoustic streaming. **Journal of Sound and Vibration**. v. 61, p. 391–418, 1978.

LUO, Z. B.; XIA, Z. X. A novel valve-less synthetic-jet-based micro-pump. **Sensors and Actuators A: Physical**. v. 122, n. 1, p. 131–140, 2005.

MAHALINGAM, R.; GLEZER, A. Air Cooled Heat Sinks Integrated with Synthetic Jets. **InterSociety Conference on Thermal Phenomena**. IEEE. p. 285–291, 2002.

MAHALINGAM, R.; GLEZER, A. Design And Thermal Characteristics Of A Synthetic Jet Ejector Heat Sink. **Journal of electronic Packaging**. v. 127, n. 1, p. 172-177, 2005.

MAHALINGAM, R.; RUMIGNY, N.; GLEZER, A. Thermal management using synthetic jet ejectors. **IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies**. v. 27, n. 3, p. 439–444, 2004.

MALLINSON, S. G.; REIZES, J.A.; HONG, G. An experimental and numerical study of synthetic jet flow. **Aeronautical Journal**. v. 105, p. 41–49, 2001.

MALLINSON, S.G.; REIZES, J.A.; HONG, G.; WESTBURY, P.S. Analysis of hot-wire anemometry data obtained in a synthetic jet flow. **Experimental Thermal and Fluid Science**. Faculty of Engineering, University of Technology, Sydney Broadway, NSW 2007, Australia. Environmental Engineering Centre, Building Research Establishment Ltd. v. 28, n. 4, p. 265-272, May 2003.

MCCORMICK, D.C. Boundary layer separation with directed synthetic jets. **AIAA 38th Aerosp. Sci. Meet.** 2000-0519, Reno, Nev. 2000.

MENTER, F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. **AIAA Journal**, v. 32, n. 8, p. 1598-1605, 1994.

MENTER, F.R., KUNTZ, M. e LANGTRY R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. **4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer**, Antália, Turquia. Oct. 2003.

MULLER, M.O.; BERNAL, L.P.; MISKA, P.K.; WASHABAUGH, P.D.; CHOU, T.K.A.; PARVIZ, B. A.; ZHANG, C.; NAJAFI, K. Flow structure and performance of axisymmetric synthetic jets. **AIAA 39th Aerosp. Sci. Meet.** 2001-1008, Reno, Nev. 2001.

NASA LANGLEY RESEARCH CENTER. CFD Validation of Synthetic Jets and Turbulent Separation Control. **NASA Langley Research Center Workshop**. Williamsburg, Virginia, 2004. Disponível em: <<http://cfdval2004.larc.nasa.gov>>. Acesso em: 6 de junho de 2011.

OHADI, M. In: ADVANCED LIQUID COOLING, 2003. Thermal Management of Next Generation Low Volume Complex Electronics. **Scottsdale, Az. CALCE Summary Report C03-14**, 2003.

PAVLOVA, A.; AMITAY, M. Electronic cooling using synthetic jet impingement. **Journal of Heat Transfer**. v. 128, n. 9, p. 897–907, 2006.

REDINIOTIS, O.K.; KO, J.; YUE, X.; KURDILA, A.J. Synthetic jets, their reduced order modeling and applications to flow control. **AIAA 37th Aerosp. Sci. Meet.** 99-1000, Reno, Nev. 1999.

SAFFMAN, P.G. Dynamics of vorticity. **J. Fluid Mech.** v. 106, p. 49–58, 1981.

SHUSTER, J. M.; SMITH, D. R. Experimental study of the formation and scaling of a round synthetic jet. **Phys Fluids**. v. 19, n. 4, p. 45109-45121, 2007.

SMITH, B. L.; GLEZER, A. Vectoring and small scale motions effected in free shear

- flows using synthetic jet actuators. **AIAA Paper**. 97-0213, 1997.
- SMITH, B. L.; GLEZER, A. The formation and evolution of synthetic jets. **Phys Fluids**. v. 10, n. 9, p. 2281-2297, 1998.
- SMITH, B. L.; SWIFT, G. W. Synthetic jet at large Reynolds number and comparison to continuous jets. **AIAA Paper**. 2001-3030, 2001.
- SMITH, B. L.; TRAUTMAN, M.A.; GLEZER, A. Controlled interactions of adjacent synthetic jets. **AIAA 37th Aerosp. Sci. Meet.** 99-0669. 1999.
- STEINKE, M. E.; KANDLIKAR, S. G. Review of Single-Phase Heat Transfer Enhancement Techniques for Application in Microchannels, Minichannels and Microdevices. **International Journal of Heat and Technology**. [S.l.]. v. 22, n. 2, p. 3-11, 2004a.
- STEINKE, M. E.; KANDLIKAR, S. G. Single Phase Heat Transfer Enhancement Technique in Microchannel and Minichannel Flows. **International conference of Microchannel and Minichannels**. ICMM 2004-2328. p. 141–148, 2004b.
- WANG, Y.; YUAN, G.; YOON, Y. K.; ALLEN, M. G.; BIDSTRUP, S.A. Large eddy simulation (LES) for synthetic jet thermal management. **International Journal of Heat and Mass Transfer**. v. 49, n. 13–14, p. 2173–2179, 2006.
- WHITE, Frank M. **Viscous Fluid Flow**. Hardcover, Jan. 1991.
- YAO, C.S.; CHEN, F.J.; NEUHART, D.; HARRYS, J. Synthetic jet flowfield database for computational fluid dynamics validation. **AIAA Journal**. v. 44, n. 12, p. 3153-3157, 2006.
- ZHANG, P. F.; WANG, J. J. Novel signal wave pattern to generate more efficient synthetic jet. **AIAA Journal**. v. 45, n. 5, p. 1058-1065, 2007.
- ZHANG, P.; WANG, J. J.; FENG, L. Review of zero-net-mass-flux jet and its application in separation flow control. **Science in China Series E: Technological Sciences**. Institute of Fluid Mechanics, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing, China, 2008.
- ZHONG, S.; JABBAL, M.; TANG, H.; GARCILLAN, I.; GUO, F.; WOOD, N.; WARSOP, C. Toward the design of synthetic jet actuators for full scale Flight conditions, Part 1: the fluid mechanics of synthetic jet actuators. **Flow, Turbulence and Combustion**. v. 78, p. 283—307, 2007.