

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

ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE MICRO
JATOS SINTÉTICOS

FERNANDA MUNHOZ

Dissertação de Mestrado

São Leopoldo, agosto de 2012

ANÁLISE DAS CARACTERÍSTICAS DE OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE MICRO
BOMBAS E MICRO JATOS SINTÉTICOS

Fernanda Munhoz

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: Conrad Yuan Yuen Lee

Banca Examinadora:

Prof.^a Dr.^a Maria Luiza Sperb Indrusiak – Universidade do Vale do Rio dos Sinos

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

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

Catálogo na Fonte

M966a Munhoz, Fernanda

Análise das características de operação e desempenho de micro jatos sintéticos. / Fernanda Munhoz; Orientação: Conrad Yuan Yuen Lee. – São Leopoldo: UNISINOS, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, 2012.
92 f.; il.

Dissertação (mestrado) – Universidade do Vale do Rio dos Sinos, 2012.
Referência: f. 58 – 60.

1. Engenharia Mecânica. 2. Engenharia Mecânica - Jato Sintético. 3. Jato Sintético – Disparadores de Calor. 4. Engenharia Mecânica - Número de Nusselt. 5. Engenharia Mecânica – Número de Strouhal. 6. Engenharia Mecânica – Número de Reynolds. I. Lee, Conrad Yuan Yuen. II. Título.

CDU: 621

Bibliotecária responsável: Márcia Flores da Silva, CRB -10/1477

Universidade do Vale do Rios dos Sinos - UNISINOS

Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq

*Dedico este trabalho àqueles que me acompanharam,
me apoiaram e compreenderam algumas ausências e impertinências.
Sendo eles: meu companheiro Jessé, meus pais Salin e Jussara
e minhas grandes amigas e parceiras Juliana e Vilma.*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a Deus pela força dada.

Também, sou muito grata ao meu orientador, prof. Dr. Conrad Yuan Yuen Lee, que me auxiliou de maneira motivadora, pois, para mim, foi evidente o conhecimento agregado por ele, bem como, sua atenção e compreensão. Enalteço esta satisfação, pois em muitos momentos difíceis a minha força para dar continuidade foi motivada pelo respeito que tenho com seu comprometimento e sabedoria.

Agradeço ao meu companheiro Jessé pela dedicação, parceria e força dada em todos os momentos.

Aos meus pais pelo exemplo, motivação, compreensão e amparo dados sempre.

À minha irmã Juliana e à minha sogra Vilma, por serem tão essenciais e tão presentes sempre que necessário, suas palavras, suas facilitações, suas atenções foram de grande valia para que este seja felizmente finalizado.

Aos meus novos e velhos amigos do Mestrado, pois com nossas conversas acadêmicas ou não tornaram-se momentos “simples” em agradabilíssimos.

E, aos meus professores do PPG que contribuíram para a construção do meu conhecimento, bem como, ampliaram minha visão para um ímpeto um pouco mais “engenheiro”.

RESUMO

Componentes eletrônicos estão cada vez mais potentes, necessitando de dissipações térmicas maiores. Os ventiladores atuais, conhecidos comercialmente como “coolers”, estão se tornando ineficientes para esta evolução por dependerem de uma maior vazão para atender a demanda de calor dissipado, o que também causa aumento no seu ruído. Como uma alternativa para aprimorar a troca de calor, estudam-se (micro) jatos sintéticos. Estes são produzidos através de uma cavidade selada por uma membrana oscilatória e uma placa com um orifício. A movimentação periódica da membrana produz um jato com valor positivo de quantidade de movimento, que pode ser direcionado para o resfriamento de um dispositivo eletrônico.

Para análise térmica, um modelo numérico do dispositivo de refrigeração foi construído em ANSYS CFX 12.0. Variações nos números de Reynolds e Strouhal dos jatos sintéticos e posição da região aquecida na superfície de interesse foram realizadas e seu efeito no desempenho térmico analisado. Os resultados foram comparados a um escoamento convencional de mesma geometria em regime permanente e submetido à mesma vazão mássica média induzida por cada jato sintético.

Para a configuração testada, observou-se que os (micro) jatos sintéticos podem fornecer um fluxo de ar mais direcionado para os “hotspots” com maior necessidade de resfriamento. Os resultados encontrados indicam um aumento de número de Nusselt até 122% em jatos sintéticos comparados aos escoamentos contínuos. Logo, confirmam o maior desempenho térmico do jato sintético em relação ao método convencional equivalente e justificam a necessidade de investigações adicionais nesta área. Isto indica que os jatos sintéticos podem ser personalizados ou direcionados especificamente para atender a demanda de resfriamento do problema de interesse.

Palavras-chave: Jato sintético. Dissipadores de calor. Número de Nusselt. Número de Strouhal. Número de Reynolds.

ABSTRACT

The rising power consumption of electronic components requires higher and higher thermal dissipation. Current fan systems, commercially known as "coolers", are becoming ineffective to cope with this demand since their performance is dependent on the volumetric flow rate of the driving fan, which becomes more wasteful and noisy. An alternative to improve the heat exchange of current systems is the application of (micro) synthetic jets. These are produced by the oscillations in a cavity bounded by a membrane and a plate with an orifice. Membrane actuation produces a net forward momentum jet through the orifice, which can be applied to cool an electronic device.

For this analysis, a numerical model of the cooling device was built on ANSYS CFX 12.0. Variations in jet Reynolds and Strouhal numbers and positioning of the heated region of interest were made and their effect on thermal performance analyzed. Results were compared to a conventional flow with the same geometry but subjected to a single-fan providing steady flow with the same average mass flow rate induced by each synthetic jet.

For the configurations tested, it was found that (micro) synthetic jets may provide more directed air flow for "hotspots" with the greatest need of cooling. The results indicate a thermal performance up to 122% higher compared to their equivalent conventional cooling case. This confirmation of the higher thermal performance of synthetic jets relative to a conventional method and justifies the need for the current and additional investigations in this area. Results also indicate that synthetic jets can be customized and specifically directed to meet the cooling demand of the problem in question.

Keywords: Synthetic jets, thermal dissipation, Nusselt number, Strouhal number, Reynolds number.

LISTA DE ABREVIATURAS

CFD – Dinâmica de Fluidos Computacional (“Computational Fluid Dynamics”).

CPU – Unidade Central de Processamento (“Central Processing Unity”).

DPE – Equipamento de processamento de dados (“Data processing equipment”).

ITRS – International Technology Roadmap for Semiconductors.

MVF – Método de Volumes Finitos.

RANS – Média de Reynolds para Navier-Stokes (“Reynolds Averaged Navier-Stokes”).

RMS – Raiz Quadrada Média (“Root Mean Square”).

SST – Transporte de Tensão de Cisalhamento (“Shear-Stress Transport”).

URANS – Média Instável de Reynolds para Navier-Stokes (“Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations”).

LISTA DE SÍMBOLOS

Nomenclatura

a – amplitude de vibração [m]

a_1 – constante do modelo SST $k-\omega$

A – constante do perfil de velocidade $u(y)$

C – constante “log-layer”

C_D – coeficiente de descarga

C_p – calor específico [J/(kg K)]

C_μ – constante do modelo turbulento

d_c – diâmetro ou largura da cavidade [m]

d_o – diâmetro ou largura do orifício [m]

d_o' – diâmetro ou largura de abertura efetiva do orifício [m]

d_{o_z} – largura do orifício na direção transversal (somente para orifícios retangulares) [m]

E_T – energia total [J]

D_{ov} – distância vertical da saída do orifício até a parede aquecida [m]

f – frequência [Hz]

F_i – componente de força atuante no fluido [N]

F_1, F_2 – função de superposição

g – aceleração gravitacional [m/s²]

h – coeficiente de transferência de calor por convecção [W/(m² K)]

H – altura do canal [m]

H_c – altura da cavidade [m]

H_o – altura do orifício [m]

I_0 – impulso médio da membrana [kg(m/s)]

k – energia cinética [J]

L – comprimento adimensional de coluna de fluido ejetado durante o curso de sopro

L_0 – comprimento de coluna de fluido equivalente à quantidade de fluido ejetada durante o curso de sopro pelo orifício [m]

L_c – comprimento do canal [m]

L_f – comprimento da fonte quente [m]

L_j – largura média do jato, definida como a posição transversal onde $U = 0,01 U_{1c}$ [m]

m – deflexão da membrana [m]

Nu – número de Nusselt

P – pressão [Pa]

P_k – produção de energia cinética turbulenta

Pr – número de Prandtl

q – fluxo de calor [W/m^2]

Q – quantidade de calor [J]

r – vetor deslocamento do elemento

Re – número de Reynolds

Re_{I_0} – número de Reynolds baseado no impulso médio da membrana

Re_{U_0} – número de Reynolds baseado na velocidade média do orifício

S – tensor de deformação do elemento de fluido

S_E – termo fonte da energia

S_M – termo fonte da quantidade de movimento

St – número de Strouhal

St_{U_0} – número de Strouhal definido de acordo com a largura do orifício e a velocidade média do jato

t – tempo [s]

T – período de oscilação da membrana [s]

u – componente da velocidade na direção x [m/s]

u'_i, u', v', w' – flutuações da velocidade [m/s]

$u(y)$ – perfil de velocidade na direção y [m/s]

u_0 – média de área da velocidade instantânea no plano externo de saída do orifício [m/s]

u_τ – velocidade de atrito [m/s]

u^+ – velocidade próxima da parede [m/s]

U – velocidade média longitudinal [m/s]

\bar{U} – velocidade média [m/s]

U_0 – velocidade média do orifício de acordo com L_0 [m/s]

U_c – velocidade média de translação do par de vórtices ou anel de vorticidade [m/s]

U_{lc} – velocidade longitudinal média ao longo da linha de centro do jato [m/s]

U_{max} – velocidade média máxima do jato no plano de saída do orifício [m/s]

v – componente da velocidade na direção y [m/s]

\dot{V} – vazão volumétrica através de um plano arbitrário [m^3/s]

V – velocidade média transversal [m/s]

V_{in} – velocidade de entrada transversal [m/s]

x – direção longitudinal (ao longo do canal) do jato medido na parte externa do plano do orifício [m]

y – direção transversal (lateral) do jato medido na parte externa do plano do orifício [m]

y^+ – distância transversal normalizada pelo comprimento de parede

w – componente da velocidade na direção z [m/s]

W – trabalho realizado [J]

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

Símbolos gregos

α – difusividade térmica [m^2/s]

β, β^* – constante do modelo SST $k-\omega$

γ – constante do modelo $k-\omega$

δ – delta Kronecker

ε – dissipação térmica

ζ – entalpia específica [J/kg]

θ – temperatura [K]

θ^+ – temperatura adimensional

κ – constante de von Karman

λ – condutividade térmica [W/(m K)]

μ – viscosidade dinâmica [Pa s]

ν – viscosidade cinemática [m^2/s]

ρ – massa específica [kg/m^3]

σ – constante do modelo $k-\omega$

τ – tensão de cisalhamento [N/m^2]

φ – taxa de dissipação viscosa

ψ – tensor deviatórico

ω – taxa de dissipação da energia cinética turbulenta

Δ – variação

Π – tensor de tensão

Ω – vorticidade local do jato [1/s]

Sub-Índices

c – cavidade

f - frio

i – versor no eixo x

in – entrada

inst – instantâneo

j – versor no eixo y

k – energia cinética

m – membrana

max – máximo

med – médio

norm – normalizado

o – orifício

out – saída

t – turbulento

T – total

w – parede

ω – taxa de dissipação da energia cinética turbulenta

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Previsão da demanda eletrônica futura bem como da complexidade dos projetos térmicos.	2
Figura 2.1 – Diagrama de operação de jatos sintéticos turbulentos. (a) componentes básicos do dispositivo. (b) representação da sucção. (c) representação da ejeção e formação de vórtices. ..	6
Figura 2.2 – Alguns métodos de produção de jatos sintéticos: (a) oscilação da membrana, (b) pistão no cilindro e (c) excitação acústica.	6
Figura 2.3 – Dados de imagem da formação do jato sintético a partir de velocimetria.	7
Figura 2.4 – Princípio de funcionamento de ejeção e sucção do jato.....	8
Figura 2.5 – Mapa de velocimetria por imagem de partículas em $t/T = 0,75$; $f = 600$ Hz; $Re_{U_0} = 300$ e $L_0/d_0 = 29,1$	10
Figura 2.6 – Variação da velocidade do par de vórtice $U_c(x,t)$ com o tempo para $Re_{U_0} = 1.396$ (\circ), 3.171 (\square), 4.967 (\diamond), 9.072 (\square), 12.552 (\square), 18.124 (\bullet), 20.761 (\blacksquare), 22.285 (\blacklozenge), 27.025 (\square), 29.654 (\square), sendo indicado o valor da deflexão da membrana (m).	11
Figura 2.7 - Segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, têm-se os gráficos:	13
Figura 2.8 – 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}).	14
Figura 2.9 – Desenho esquemático da geometria.	15
Figura 2.10 – Contornos da vorticidade instantânea ($\Omega d_0/U_{max}$) de jato sintético após 10,5 pulsações independente do número de Strouhal ($St_{U_0} = 0,0625$). Para (a) $Re_{U_0} = 104,2$ e (b) $Re_{U_0} = 416,6$	18
Figura 2.11 – Contornos da vorticidade instantânea ($\Omega d_0/U_{max}$) de jato sintético independente do número de Reynolds ($Re_{U_0} = 104,2$). Para (a) $St_{U_0} = 0,2512$ e (b) $St_{U_0} = 0,0156$	19
Figura 2.12 – Efeitos do jato sintético para $330 > Re_{U_0} > 2300$ e $\pi > d_{oz}/d_0 > 0,2\pi$. $d_0 = 5$ mm e $f = 50$ Hz	20
Figura 2.13 – Curvas de velocidade para diafragmas de pistão e membrana vibratórios e modelamento com velocidade de entrada.....	24
Figura 2.14 – $Re \times f$ e velocidade $\times f$	25
Figura 2.15 – Comparação do resultado previsto e medido do número de Nusselt para um escoamento de jato sintético impulsionado com a correlação de Gnielinski (1976).....	26

Figura 2.16 – Esquema do experimento desenvolvido por Chaudhari et al, (2010) para análise da transferência de calor a partir de diferentes jatos sintéticos.	27
Figura 2.17 – Diagrama das investigações de Chandratilleke et al. (2009) com fluxo cruzado.	28
Figura 2.18 – Variação do número de Nusselt local na parede aquecida para diferentes velocidades de entrada no microcanal.	29
Figura 2.19 – Gráfico do desempenho térmico e número de Nusselt devido aos mecanismos de fluxo cruzado em microcanais com jatos sintéticos.....	29
Figura 3.1 – Gráfico representativo da velocidade tangencial da parede U_t para um distância Δy a partir da parede. Demonstração das camadas.	40
Figura 3.2 – Geometria do canal.	41
Figura 3.3 - Geometrias do canal testadas na simulação numérica (a) com Sólido 1, a 15H da saída do jato e (b) com Sólido 2, a 40H da saída do jato.....	42
Figura 3.4 – Malha da geometria a (a) 15H da origem e (b) 40H da origem.	43
Figura 3.5 – Demonstração do refinamento, ampliando a região aquecida (a) do Sólido 1 e (b) do Sólido 2.....	44
Figura 3.6 – Condição de contorno na interface entre o fluido e o sólido.....	47
Figura 4.1 – Representação do canal básico para estudo do perfil de velocidade.....	49
Figura 4.2 – Gráfico $u^+ \times y^+$, a partir da velocidade de parede não nula dos dados extraídos no CFX.	50
Figura 4.3 – Diagrama da geometria utilizada em regime permanente.....	51
Figura 4.4 – Gráfico $Nu \times Re$ considerando $1St$	54
Figura 4.5 – Gráfico $Nu \times Re$ considerando $2St$	54
Figura 4.6 – Contornos da vorticidade instantânea normalizada, para $Re = 172$ e $St = 0,041$ em (a) “Sólido 1” na 10ª pulsação do jato sintético; (b) “Sólido 1” em regime permanente; (c) “Sólido 2” na 10ª pulsação do jato sintético; (d) “Sólido 2” em regime permanente	55

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	OBJETIVOS	3
1.1.1	Geral.....	3
1.1.2	Específico	3
1.2	JUSTIFICATIVA	4
2	JATOS SINTÉTICOS	5
2.1	DESCRIÇÃO DE ATUADORES DE JATOS SINTÉTICOS	5
2.2	CARACTERIZAÇÃO DE JATOS SINTÉTICOS.....	8
2.2.1	Campo próximo ao orifício	10
2.2.2	Campo distante ao orifício	12
2.3	PARÂMETROS FÍSICOS E DE DESEMPENHO	14
2.3.1	Número de Strouhal.....	15
2.3.2	Número de Reynolds.....	17
2.3.3	Número de Nusselt	21
2.3.4	Efeito da frequência em jatos sintéticos.....	21
2.3.5	Parâmetros geométricos	23
2.4	O PROBLEMA TÉRMICO.....	26
3	METODOLOGIA	31
3.1	MODELO MATEMÁTICO	31
3.1.1	Equação da continuidade	31
3.1.2	Equação da conservação da quantidade de movimento.....	32
3.1.3	Equação da conservação de energia.....	34
3.1.4	Definição da vorticidade.....	36
3.1.5	Modelo SST $k - \omega$ de turbulência	37
3.1.6	Detalhes adicionais do modelos teórico da camada limite turbulenta	39
3.2	GEOMETRIA	41
3.3	ANSYS CFX.....	42
3.3.1	ICEM CFD	43
3.3.1.1	Malha	43
3.3.2	CFX-Pre	45
3.3.2.1	Condições Iniciais.....	45
3.3.2.2	Condições de Contorno.....	47

3.3.3	CFX-Solver	48
3.3.4	CFD-Post.....	48
4	RESULTADOS	49
4.1	VALIDAÇÃO NUMÉRICA	49
4.2	ESCOAMENTO PRODUZIDO POR JATOS SINTÉTICOS	51
5	CONCLUSÕES.....	56
	REFERÊNCIAS	58
	APÊNDICE A – TABELA COM DADOS EXTRAÍDOS DO CFX-POST E SOLUÇÕES ANALÍTICAS	62

1 INTRODUÇÃO

Novas opções para dissipação de calor em dispositivos eletrônicos são necessárias devido à demanda atual, principalmente porque a sobrecarga térmica é uma das principais falhas em componentes eletrônicos (CHAUDHARI et al., 2010). Isso é consequência direta das tecnologias de microfabricação, que fazem com que os dispositivos se tornem cada vez menores e seus fluxos térmicos cada vez maiores. A potência dissipada nos microprocessadores aumenta a cada geração. Exemplo disso, na década de 70 foi lançado o primeiro microprocessador, um Intel4004 (4 bits) com potência inferior a 1 W. Entretanto, um dos mais potentes processadores atuais, o Intel Core i7 – 3960X (64 bits), conta com uma potência máxima em torno de 130 W.

A temperatura nos dispositivos deve ser em escala definida, ou seja, em uma faixa de temperatura ideal (ou limite) para a operação do dispositivo eletrônico, a fim de assegurar sua performance. Portanto, um sistema de resfriamento eficiente é necessário para manter a temperatura em uma faixa de segurança (KALTEH et al., 2011). Novas opções para refrigeração, tais como microtubos de calor, colisão de jatos, “coolers” termoelétricos, fluidos especiais, levarão os eletrônicos para densidades e velocidades que atendam à demanda das aplicações da próxima geração (ETEMOGLU, 2007). Com dispositivos eletrônicos mais potentes, torna-se difícil manter a temperatura de um chip em um nível razoável, abaixo de 85 °C (BHOWMIK et al., 2005) ou mantê-la constante abaixo da temperatura máxima fornecida pelo fabricante (MATHEWS E BALAJI, 2006). Este problema de resfriamento em eletrônicos tenderá a se tornar cada vez mais extremo. Conforme um estudo de 2008, a “International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS)” previu um crescimento exponencial no número de componentes integrados numa única unidade (Fig. (1.1)). Isto evidencia a necessidade de novas técnicas mais eficientes de transferência de calor em microcanais (CHANDRATILLEKE et al., 2010).

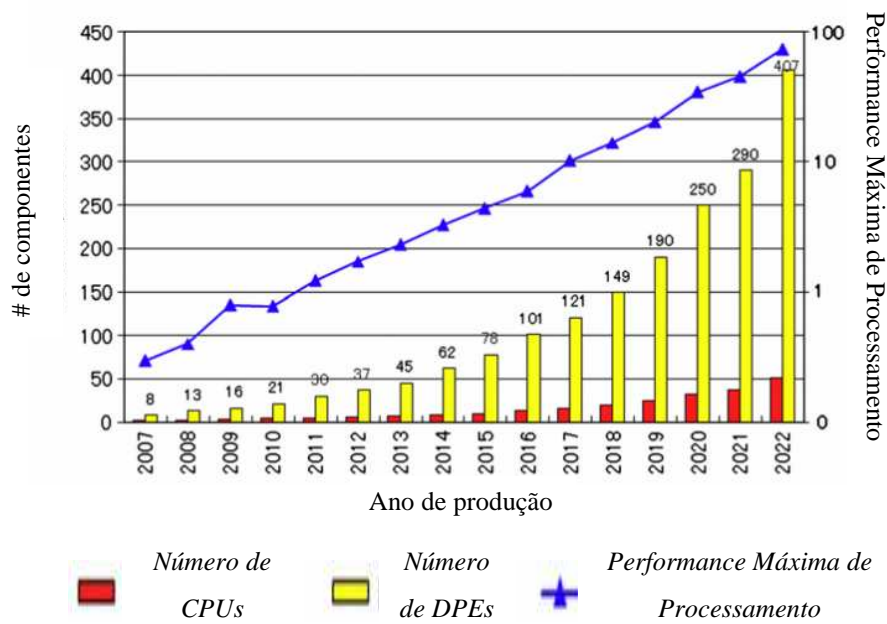


Figura 1.1 – Previsão da demanda eletrônica futura bem como da complexidade dos projetos térmicos.

Fonte: adaptado de ITRS (2008)

Para atender a esta necessidade, o microjato sintético é uma das opções para resfriamento em superfície aquecida. Sendo assim, visando a melhorias na eficiência dos microjatos, este trabalho analisou o comportamento térmico dos jatos sintéticos. A partir da geometria de um canal horizontal foram inseridos duas possibilidades de localização onde estaria a fonte quente (um chip, por exemplo). Além da posição do chip, alterações nos Números de Reynolds e Strouhal, independentes entre si, também nortearam este trabalho. E, para conhecer a combinação que acarreta um melhor desempenho térmico nos casos simulados, comparou-se, através do Número de Nusselt, os resultados.

Segundo Xu et al. (1998), na escolha do fluido de arrefecimento em sistemas eletrônicos, o ar é amplamente utilizado e, sempre que possível, será utilizado por causa de sua economia e facilidade de ser manipulado. Entretanto, como a energia dissipada hoje em dia é considerável, Xu et al. (1998) observou que a refrigeração líquida tem sido mais conveniente para atender à demanda de superaquecimento em componentes com altas potências. Então, para os casos estudados, utilizou-se água como líquido refrigerante.

Os capítulos a seguir orientam, bem como explicam, o contexto estudado. No segundo capítulo é possível conhecer alguns referenciais teóricos em que se baseia este trabalho. O capítulo 3 trata dos materiais e métodos utilizados, no qual podem ser visualizadas as

equações que regem este estudo, o modelo de turbulência adotado e as malhas usadas, entre outras informações. O capítulo 4 apresenta os resultados obtidos. Nele são apresentadas, perante os parâmetros variáveis, as vorticidades, o desempenho térmico, entre outras soluções extraídas. E, por fim, o capítulo 5 aborda as conclusões do trabalho.

1.1 OBJETIVOS

O objetivo deste estudo é investigar uma gama de parâmetros geométricos e operacionais de micro jatos sintéticos juntamente com um dissipador de calor, a fim de encontrar uma combinação que atenda a um melhor desempenho térmico. O desafio é desenvolver um sistema de resfriamento que atenda as restrições de espaço e que tenha a máxima intensidade possível de refrigeração.

1.1.1 Geral

O objetivo geral é pesquisar e conhecer o comportamento dos jatos sintéticos na dissipação de calor numa geometria com um canal horizontal para escoamento do fluido e uma fonte aquecida. Com este objetivo, contribuir-se-á com o estudo de possíveis alternativas de arrefecimento mais eficientes em dispositivos eletrônicos, atendendo a demanda do mercado.

1.1.2 Específico

A fim de atingir o objetivo geral, a dinâmica de fluidos computacional foi utilizada para obter uma malha padrão que atendesse à necessidade dos aspectos físicos a serem analisados. Esta serviu de referência para a pesquisa em busca de uma combinação entre posicionamento da fonte quente, Número de Strouhal (alterações na frequência) e Número de Reynolds (para diferentes velocidades). Após esta definição, observam-se os resultados para várias pulsações de jatos sintéticos comparando-os de fluxos regulares (não pulsantes).

1.2 JUSTIFICATIVA

São necessárias novas alternativas de gerenciamento térmico adequado para desenvolver um novo projeto de sistemas eletrônicos. Isso se faz necessário porque a confiabilidade das máquinas é muito importante e estas também dependem da eficiência na transferência de calor.

Microjatos sintéticos são uma boa aplicação em resfriamento, visto que funcionam com a própria massa de fluido ambiente, formando um jato. Estudos com microjatos sintéticos são válidos para várias aplicações industriais, tais como: propulsão de veículos, inserção de turbulência local, vetorização, entre outros.

2 JATOS SINTÉTICOS

Microjatos sintéticos formam-se a partir da expulsão e do arrasto do fluido em que são inseridos. São gerados através do movimento periódico de um pistão ou membrana, vibrando dentro de uma cavidade, com uma ou mais aberturas em suas paredes (JAIN et al., 2010). Ou seja, um jato sintético é um fluxo que é sintetizado diretamente a partir do fluido no sistema em que está inserido. Esta característica elimina a necessidade de tubulação de entrada ou de dispositivo fluídico complexo, sendo a produção de jatos sintéticos conveniente, pois tem um baixo custo de fabricação ao usar técnicas de micro usinagem (CHAUDHARI et al., 2010). Outra característica dos jatos sintéticos é em relação ao seu grande potencial como geradores de vórtices fluídicos em controle de escoamento, especificamente, reduzindo o arrasto e aprimorando as aplicações em transferência de calor (QAYOUM et al., 2010). Questões relacionadas a eles são discutidas em projetos de refrigeração juntamente com caracterização de elementos de excitação e jatos sintéticos turbulentos.

2.1 DESCRIÇÃO DE ATUADORES DE JATOS SINTÉTICOS

Um dispositivo capaz de produzir jatos sintéticos é composto por uma cavidade delimitada por um orifício de um lado e por uma membrana flexível no outro (GLEZER et al., 2003). Neste atuador de jatos sintéticos (Fig. (2.1)) a cavidade acomoda o volume do fluido, a membrana, também denominada de diafragma, cria a mudança de volume da cavidade e o orifício proporciona o jato ao ambiente (TANG et al., 2009).

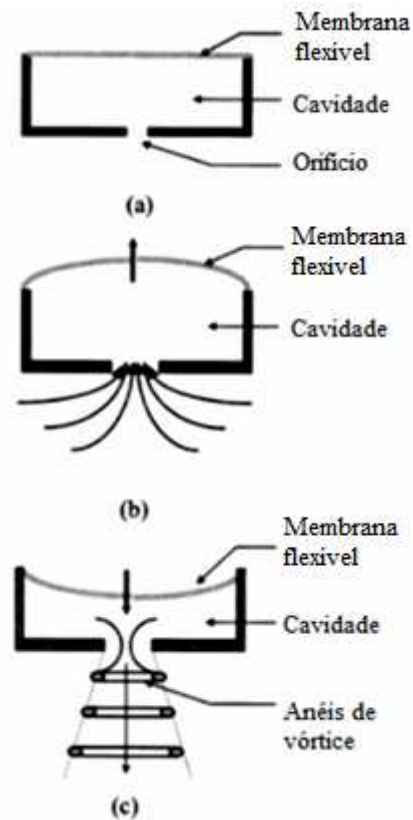


Figura 2.1 – Diagrama de operação de jatos sintéticos turbulentos. (a) componentes básicos do dispositivo. (b) representação da sucção. (c) representação da ejeção e formação de vórtices.

Fonte: adaptado de Glezer et. al, 2003.

O movimento periódico de oscilação da membrana pode ser alcançado utilizando vários recursos, tais como pistões eletrostáticos, eletromagnéticos, piezoelétricos ou outras técnicas (Fig. (2.2)). Os dois últimos citados são os mais comumente usados. Para algumas situações, o atuador piezoelétrico torna-se a opção mais conveniente porque tem peso e consumo de energia menores, enquanto que o atuador eletromagnético apresenta a vantagem de menor ruído e maior confiabilidade (WILLIAMS et al., 2007). Fabricações integradas com jatos sintéticos são ideais, pois usando técnicas de micro-usinagem há um menor custo de manufatura (CHAUDHARI et al., 2010).

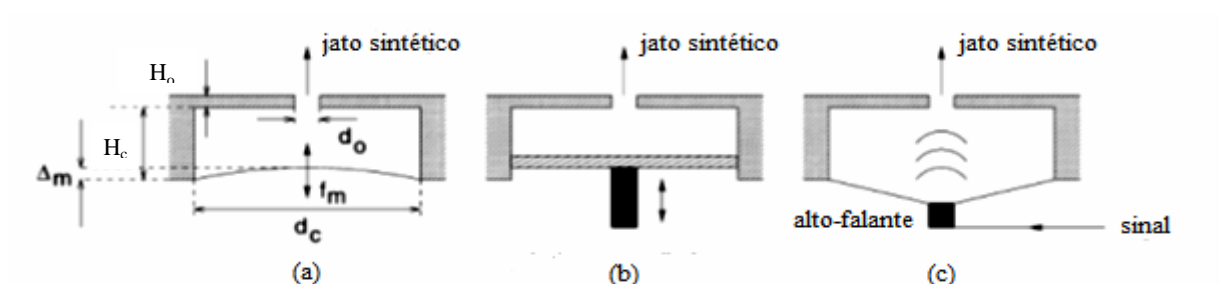


Figura 2.2 – Alguns métodos de produção de jatos sintéticos: (a) oscilação da membrana, (b) pistão no cilindro e (c) excitação acústica.

Fonte: Mallinson et al., 2004.

O jato sintético não requer uma fonte específica para o fluido, pois o mesmo fluido ambiente é utilizado na sucção e ejeção, permitindo assim uma transferência de quantidade de movimento do fluido circundante injetado para o sistema global (GLEZER et al., 2003; CHAUDHARI et al., 2010). Ou seja, não há necessidade de uma tubulação externa complexa para suprir o jato. Esta característica particular de operação do jato sintético é denominada “zero-mass-flux” ou “zero-net-mass-flux” (WANG et al., 2010). Todavia, apesar do fluxo total de massa da cavidade ser zero, o balanço da quantidade de movimento não é nulo (JAIN et al., 2011).

O jato sintético é formado pela ejeção e sucção periódica do fluido no atuador. Durante a fase de ejeção, Fig. (2.3 (a) - (c)), ocorre a advecção do fluido (deslizamento vertical) a jusante da saída do jato e um par de vórtices é criado. Esta vorticidade é responsável pelo fenômeno convectivo e pela característica turbulenta do escoamento. Se a injeção de fluido no meio externo for contínua, forma-se um jato constante. Segundo Jain et al. (2011), os jatos sintéticos perdem sua força mais rapidamente do que os jatos contínuos, pois demandam um arrasto maior do fluido. Em atuação periódica, há formação permanente de vorticidade que, na média temporal, forma a estrutura de um jato. Com a propagação de vórtices ao longo do meio externo, o fluido na vizinhança do orifício é arrastado, conforme a Fig. (2.3 (d) - (e)). O fluido em maior velocidade distancia-se do orifício de tal maneira que evita re-arrastamento, ou seja, quando há reversão do movimento da membrana, que causa sucção de fluido na cavidade, este fluido tende a não ser admitido novamente. Em contrapartida, o fluido que se encontra próximo ao orifício é sugado para o interior da cavidade (WILLIAMS et al., 2007).

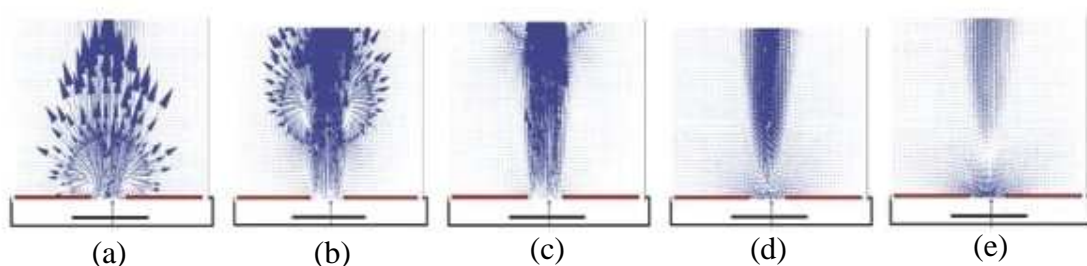


Figura 2.3 – Dados de imagem da formação do jato sintético a partir de velocimetria.

Fonte: Williams et al. (2007).

Um jato sintético pode ser formado, também, a partir da oscilação de pressão de um campo acústico. Isso se deve à compressibilidade do ar que, atingindo oscilações de pressão suficientemente altas, permite um efeito de ressonância acústica para ter um enrolamento

periódico seguido de advecção dos vórtices através do orifício. Também é necessário que a ressonância produza um vórtice com impulso de grandeza suficiente para superar a influência geométrica do orifício e as forças associadas ao curso de admissão. Porém, pode haver oscilação acústica sem a presença de jatos sintéticos. Neste caso, o fenômeno é chamado de “streaming” acústico que, segundo Lighthill (1978), deriva ou da atenuação do som transmitido pelo fluido ou da dissipação de energia acústica. Outros autores afirmam que este “streaming” também pode gerar jatos sintéticos sob algumas condições.

O foco deste estudo é analisar a capacidade de arrefecimento de jatos sintéticos ao longo de um canal horizontal, conforme a representação simplificada na Fig. (2.4) (posteriormente serão explicadas as características da geometria investigada). Através desta figura é possível visualizar o momento de ejeção e admissão do jato, bem como os fluxos primário e secundário em ambos os casos. Segundo Williams et al. (2007), a ejeção é constituída por um impulso do jato principal que produz um fluxo secundário próximo ao ponto de ejeção dentro do canal. Nota-se que, durante o curso de sopro, o fluido escoar ao longo do canal mas quando succionado somente parte do fluido é admitido novamente. O resultado final é a indução de um fluxo médio dentro do canal.

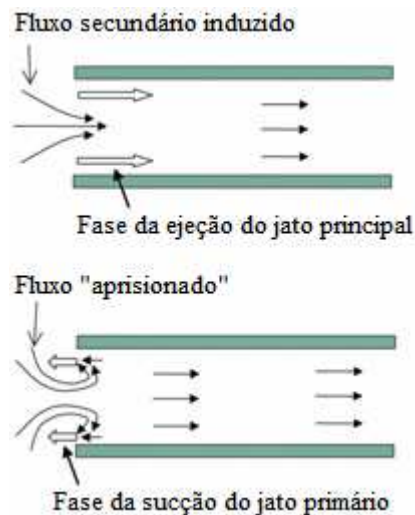


Figura 2.4 – Princípio de funcionamento de ejeção e sucção do jato.
Fonte: Williams et al. (2007).

2.2 CARACTERIZAÇÃO DE JATOS SINTÉTICOS

Através do movimento de uma membrana delimitada por um orifício formam-se os jatos sintéticos, conforme explicado anteriormente. Estes tem uma pressão alternada nos dois lados do orifício. Quando o fluido é ejetado para fora do orifício, a pressão estática média é

positiva comparando-a com o fluido externo. Porém, quando o fluido é succionado para dentro do orifício, a pressão estática média, próximo à saída é, geralmente, menor do que a pressão ambiente. Esta tendência de reversão do campo de pressão permite a formação de um ponto de estagnação do escoamento. A Figura (2.5) de Smith e Glezer (1998) demonstra o mapa de velocimetria por imagens de partículas quando a razão entre o tempo e o período de oscilação (t/T) é 0,75, a uma frequência de 600 Hz, o número de Reynolds é 300 e a razão entre o comprimento de coluna do fluido na ejeção e o diâmetro do orifício (L_0/d_0) é 29,1. Conforme a Fig. (2.5), as linhas de fluxo no momento de reversão máxima do escoamento apresentam um ponto de estagnação acima do orifício. Este instante corresponde à posição máxima do ponto de estagnação, que na realidade varia com o decorrer do tempo. Assim, a região para o escoamento na admissão torna-se limitada, pois se encontra, basicamente, somente abaixo do ponto de estagnação, minimizando a reingestão do jato externo. Porém, esta situação depende do impulso inicial e da distância entre o vórtice e o orifício. Acima do ponto de estagnação, o fluido é arrastado das regiões laterais para a linha de centro do jato e impulsionado para longe do orifício.

Smith e Gleizer (1998) compararam, para números de Reynolds altos, o comportamento de jatos convencionais a jatos sintéticos. Um dos fatores analisados foi a vazão volumétrica, denominada $\dot{V}(x)$. Concluiu-se que a vazão volumétrica do jato sintético na direção longitudinal tem uma taxa de crescimento menor ($x^{0,33}$) em relação a um jato convencional ($x^{0,50}$). Mas, apesar desta taxa de crescimento menor, o jato sintético tem um valor numérico de vazão quatro vezes maior que um jato convencional na região $10 < x/d_0 < 80$ (x/d_0 , razão entre a distância longitudinal do jato e o diâmetro do orifício) devido ao volume arrastado transversalmente para dentro do jato pela vorticidade. Estas são algumas das características positivas dos jatos sintéticos. Nas seções a seguir outros resultados investigados são demonstrados.

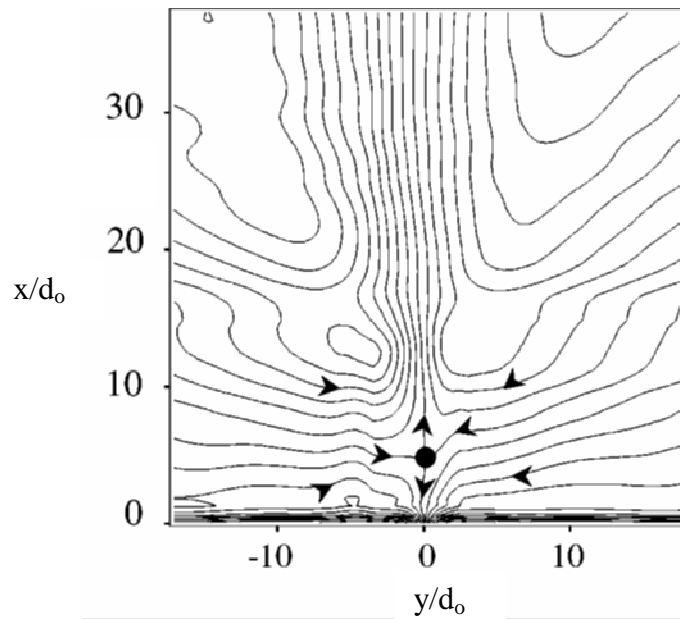


Figura 2.5 – Mapa de velocimetria por imagem de partículas em $t/T = 0,75$; $f = 600$ Hz;
 $Re_{U_0} = 300$ e $L_0/d_0 = 29,1$.

Fonte: adaptado de Smith e Glezer (1998).

2.2.1 Campo próximo ao orifício

Como o escoamento transiente de um jato sintético é dominado por pares de vórtices (no caso de jatos planares), é necessário examinar em mais detalhe a sua evolução para estabelecer as características destes dispositivos. Smith e Glezer (1998) analisaram a evolução do fluido ejetado, através da análise da velocidade de translação (U_c) dos vórtices. Alguns estudos são analisados a partir do número de Reynolds baseado no impulso médio da membrana (Re_{I_0}) e outros no número de Reynolds baseado na velocidade média do jato (Re_{U_0}), a seguir estudos sobre escoamento são apresentados, distinguindo o parâmetro de cada autor. Para jatos com Re_{I_0} entre 1400 e 30000, foi observado que os vórtices tem características laminares e turbulentas. Smith e Glezer (1998) citam o momento de transição dos vórtices como o instante em que instabilidades começam a aparecer nos seus centros. Este instante é identificado através da mudança da velocidade de translação como ilustrado na Fig. (2.6). A partir do instante inicial da ejeção de fluido até o início da sucção ($t = 0,5T$), a velocidade de translação tem inicialmente um decaimento proporcional a $(t/T)^{-0,5}$. Mas, a partir de $t/T > 0,5$, há uma mudança substancial no decaimento desta velocidade para $(t/T)^{-2}$.

Este ponto no tempo foi considerado como o instante da transição do escoamento laminar para o turbulento e, em média, observações experimentais identificaram a posição dos vórtices a uma distância de $x/d_o = 8$ a $8,5$ do orifício do jato. A partir destes resultados Smith e Glezer (1998) consideraram então que a região próxima do jato é laminar e encontra-se a $x/d_o < 8,5$.

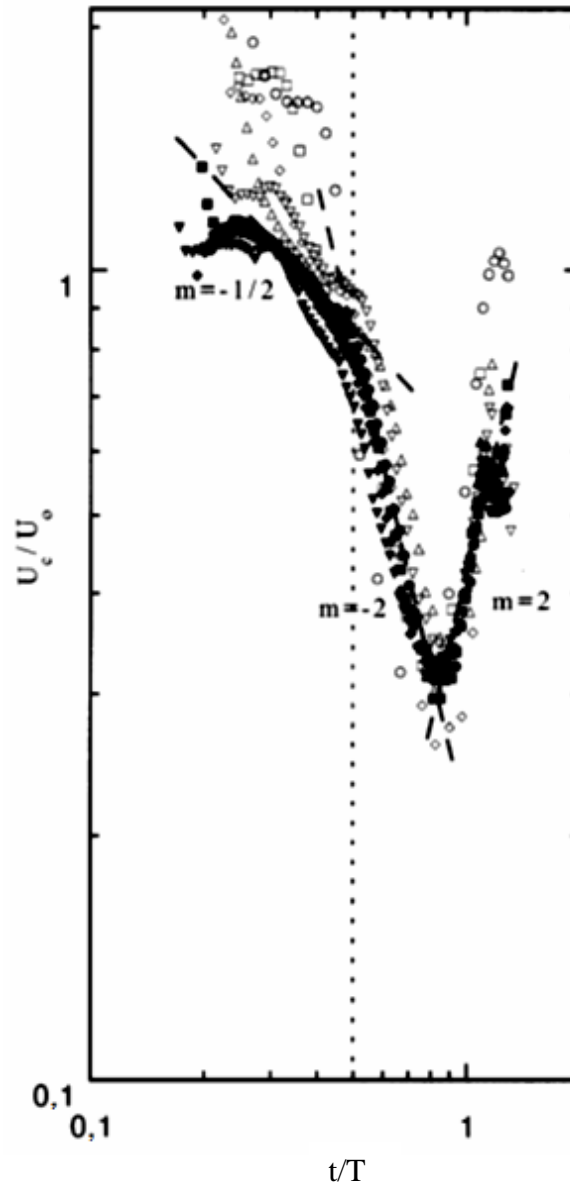


Figura 2.6 – Variação da velocidade do par de vórtice $U_c(x,t)$ com o tempo para $Re_{I_0} = 1.396$ (\circ), 3.171 (\square), 4.967 (\diamond), 9.072 (\triangle), 12.552 (∇), 18.124 (\bullet), 20.761 (\blacksquare), 22.285 (\blacklozenge), 27.025 (\blacktriangle), 29.654 (\blacktriangledown), sendo indicado o valor da deflexão da membrana (m).

Fonte: Smith e Glezer (1997, 1998).

2.2.2 Campo distante ao orifício

Considerando o campo distante médio a partir de $x/d_o = 8$ a 10, estudos demonstram que o comportamento de um jato sintético médio assemelha-se ao de um jato contínuo. Nas investigações de Smith e Glezer (1997) e Smith et. al. (1999), observou-se que as velocidades médias longitudinais (U) e transversais (V) e suas correlações turbulentas, quando normalizadas através da velocidade na linha de centro (U_{lc}) e da largura no jato (L_j), apresentam autosimilaridade (Fig. (2.7)). Ou seja, os parâmetros de normalização comumente utilizados para jatos contínuos também são válidos para jatos sintéticos no campo distante médio. Estudos de Lee e Goldstein (2002) e Kral et al. (1997) confirmaram estes resultados de Smith e Glezer (1997). Mais precisamente, Smith e Swift (2001), James e Jacobs (1996) e Zhang e Wang (2007) estabeleceram a relação $U/U_{lc} \propto 1/\cosh^2(y/L_j)$ para o perfil normalizado da velocidade de jatos sintéticos similar aos jatos contínuos.

Porém, apesar da autosimilaridade dos perfis de velocidade, a largura média de jatos sintéticos (L_j), se relacionado com a distância longitudinal (x/d_o), não é idêntica ao comportamento dos jatos convencionais. Para jatos sintéticos, mesmo L_j tendendo a oscilações (SMITH E GLEZER, 1998), a relação entre a largura do jato e o comprimento longitudinal é $L_j \propto x^{0,88}$ (HESKESTAD, 1965). Em White (1991), para os jatos convencionais (secção retangular), a relação é $L_j \propto x^{2/3}$ para escoamento laminares e $L_j \propto x$ para escoamentos turbulentos.

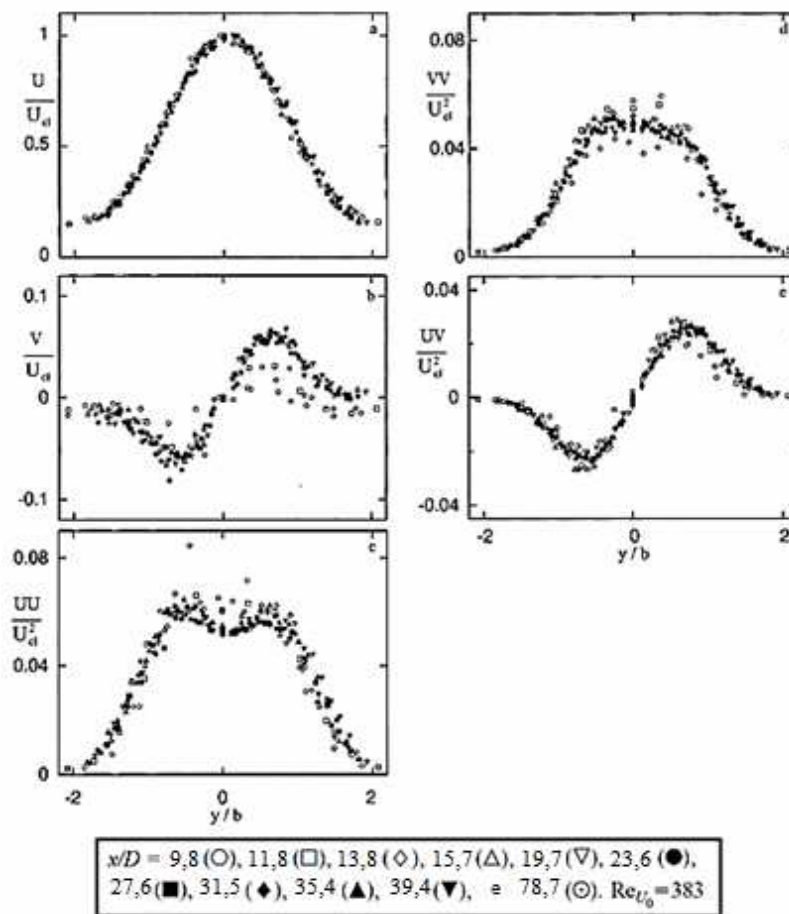


Figura 2.7 - Segundo o afastamento transversal da linha de centro do jato, têm-se os gráficos: a) do perfil de velocidade média longitudinal (U), b) do perfil de velocidade média transversal (V), c) da autocorrelação da flutuação da velocidade média longitudinal (UU), d) da autocorrelação da flutuação 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_{lc}) e o afastamento transversal da linha de centro do jato foi normalizado pela largura média do jato (L_j). Dados medidos para um jato de orifício retangular.

Fonte: Smith e Glezer (1998).

A tendência de decaimento da velocidade na linha de centro (U_{lc}) ao longo da direção longitudinal do jato também não corresponde aos jatos convencionais (Fig. (2.8)). Nos jatos sintéticos, a velocidade de linha de centro apresenta dois comportamentos distintos: para regiões $x/d_o < 80$, $U_{lc} \propto x^{-0,58}$ e para regiões $x/d_o > 80$, $U_{lc} \propto x^{-0,25}$ (SMITH E GLEZER, 1998). Nos jatos contínuos (secção retangular), a relação é: $U_{lc} \propto x^{-1/3}$ para jatos laminares e $U_{lc} \propto x^{-1/2}$ para jatos turbulentos (WHITE, 1991). Estas relações evidenciam que conforme o jato dissipa, há uma tendência de retração lateral da pluma que, conseqüentemente, acresce o movimento longitudinal e decai a velocidade no centro.

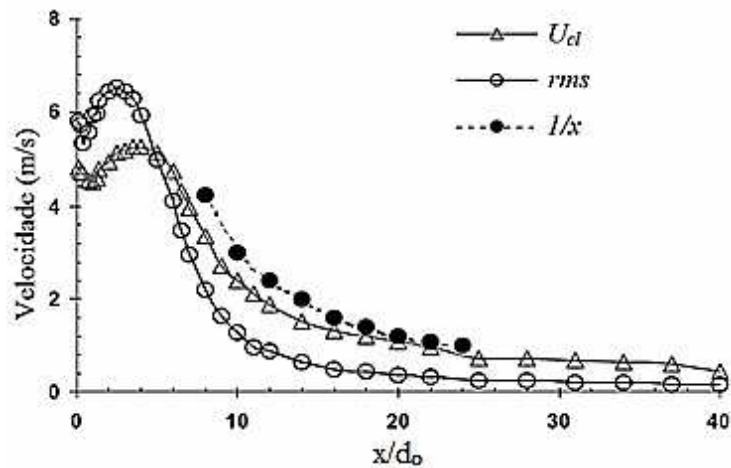


Figura 2.8 – Variação da velocidade central média do jato U_{cl} na direção longitudinal a partir do plano do orifício, flutuação turbulenta de U_{cl} (rms) e previsão teórica (x^{-1}).

Fonte: Lee et al. (2003).

A quantidade de movimento longitudinal do jato é influenciada pelo movimento periódico da membrana. Devido à reversão periódica do gradiente de pressão, próximo à região de saída do jato sintético, Glezer e Amitay (2002) sugerem que há uma diminuição na quantidade de movimento. Adicionalmente, como os jatos sintéticos são formados por pares de vórtices, Kotsovinos e Angelidis (1991), através de suas análises, concluíram que a vazão volumétrica transversal do jato sintético é superior à do jato convencional. Esta observação pode ser concluída baseada na rotacionalidade do escoamento pois, nas bordas do jato, cria-se zonas alternadas de advecção do fluido externo para dentro e vice-versa.

Todavia, para jatos sintéticos produzidos por orifícios circulares, as características do campo distante médio tendem a assemelhar-se mais com os jatos convencionais turbulentos. Segundo White (1991), teoricamente, a proporcionalidade entre a velocidade na linha de centro e o comprimento do jato convencional é de $U_{lc} \propto x^{-1}$. Estudos experimentais e numéricos de Muller et al. (2001), Hong et al. (2001), Mallinson et al. (2001) e Lee et al. (2003) demonstraram que os resultados atenderam à expectativa teórica. Também, através do estudo de Muller et al. (2001), pode-se concluir que as vazões volumétricas dos jatos circulares sintéticos e convencionais se assemelham, diferentemente dos resultados obtidos para jatos retangulares.

2.3 PARÂMETROS FÍSICOS E DE DESEMPENHO

Através da Fig. (2.9) o modelo da geometria estudada pode ser visualizada. Esta é formada por um canal horizontal, onde escoo o fluido e uma superfície aquecida que se deseja

refrigerar. A entrada do canal está dividida em duas partes: a parte superior (maior) é a abertura livre e na parte inferior (menor) o atuador de jatos sintéticos, ou seja, onde ocorre a admissão e ejeção. A saída do canal consiste em uma abertura única. As dimensões exatas da geometria são apresentadas a seguir na seção 3.2. Este estudo não foi focado em algumas características físicas do atuador de jatos sintéticos, como por exemplo, a cavidade. Sabe-se que sua geometria e dimensões influenciam no comportamento do jato. Contudo, considerou-se o estudo do comportamento do jato sintético a partir da mudança de frequência da membrana, alterações na velocidade de entrada da abertura e posicionamento da região aquecida que também são determinantes na eficiência térmica dos jatos sintéticos.



Figura 2.9 – Desenho esquemático da geometria.

Nesta pesquisa os parâmetros físicos velocidade de entrada do fluido (U_0) e frequência (f) de oscilação da membrana foram variados. Isso acarreta variações nos números de Reynolds (Re) e Strouhal (St), independentes entre si. Esta característica (Re e St independentes entre si) é privilegiada na simulação numérica, pois é possível variar a amplitude e frequência de pulsação separadamente, conforme será explicado posteriormente no texto.

2.3.1 Número de Strouhal

Para um movimento de fluxo oscilatório, o parâmetro adimensional utilizado é o número de Strouhal (St_{U_0}). A importância do número de Strouhal nos jatos sintéticos é evidente quando analisadas as características de evolução e formação destes. A expressão matemática que representa o número de Strouhal é:

$$St_{U_0} = \frac{2\pi f d_o}{U_0} \quad (2.1)$$

onde, f é a frequência de pulsação da membrana, d_o é o diâmetro ou largura do orifício do jato e U_0 é a velocidade média do jato em um período completo de atuação definida de acordo com o comprimento médio de coluna do fluido ejetado, L_0 . Este comprimento L_0 é definido na Eq. (2.2) como a média temporal dos perfis de velocidade longitudinal do jato no plano de saída do orifício, $u_0(t)$, durante a metade do período de atuação correspondente à ejeção. Pode-se então definir U_0 pela Eq. (2.3):

$$L_0 = \int_0^{T/2} u_0(t) dt \quad (2.2)$$

$$U_0 = \frac{L_0}{T} \quad (2.3)$$

A expressão do número de Strouhal (Eq. 2.1) pode ser adaptada realizando algumas substituições: o U_0 pela razão da Eq. (2.3); a frequência de oscilação (f) pelo inverso do período de oscilação (T) e o comprimento de coluna adimensional (L) pela razão entre o comprimento de coluna do fluido (L_0) e a largura do orifício (d_o) (Eq. (2.4)). O comprimento de coluna adimensional “ L ” é utilizado do lugar de St em outros estudos. A sequência destas simplificações está na Eq. (2.5). Sendo assim, Zhang et al. (2008), Glezer e Amitay (2002) entre outros autores, representam o número de Strouhal conforme a Eq. (2.6).

$$L = \frac{L_0}{d_o} \quad (2.4)$$

$$St_{U_0} = \frac{2\pi f d_o}{U_0} = 2\pi f d_o \frac{T}{L_0} = 2\pi \frac{1}{T} d_o \frac{T}{L_0} = 2\pi d_o \frac{1}{L_0} = 2\pi d_o \frac{1}{L d_o} \quad (2.5)$$

$$St_{U_0} = \frac{2\pi}{L} \quad (2.6)$$

Assim como nas análises de campo distante médio, St_{U_0} apresenta resultados diferentes para jatos produzidos a partir de orifícios retangulares ou circulares. Holman (2005)

e Shuster e Smith (2007) comprovaram de forma analítica e experimental, respectivamente, que a formação do jato sintético retangular ocorre para $St_{U_0} < 12,57$. Didden (1979) e Rediniotis et al. (1999) estudaram o comportamento de St_{U_0} para jatos circulares. O primeiro observou que os anéis de vorticidade formam-se a $St_{U_0} = 12,57$. O segundo experimentalmente notou que, para $d_o = 2$ mm, o jato formou-se a $St_{U_0} = 4$ e, quando $St_{U_0} = 40$, na sucção, o fluido ejetado foi arrastado de volta para o orifício, sem a formação do jato.

Zhang et al. (2008) explorou suas análises do número de Strouhal em relação ao fator adimensional L . Notou que movimentos oscilatórios com L considerados pequenos geram St_{U_0} relativamente grandes e vice-versa. Para L “pequeno” e St_{U_0} “grande”, o fluido ejetado fica na região próxima ao orifício, de maneira que é sugado para a cavidade na sucção. Na situação inversa, ou seja, para L “grande” e St_{U_0} “pequeno”, o fluido ejetado encontra-se distante do orifício suficientemente para que, na sucção, não seja sugado para a cavidade.

2.3.2 Número de Reynolds

O número de Reynolds (Re) é o fator adimensional utilizado na análise de escoamentos viscosos na mecânica de fluidos. O número de Reynolds é definido através da razão entre as forças de inércia e as forças viscosas. Investigações atuais de Smith e Glezer baseiam-se no número de Reynolds a partir do impulso médio do jato. Todavia, este estudo contempla referenciais anteriores de Smith e Glezer onde Re é calculado baseado a partir da velocidade média do orifício (U_0), sendo assim:

$$Re_{U_0} = \frac{\rho U_0 d_o}{\mu} \quad (2.7)$$

onde ρ representa a massa específica e μ a viscosidade dinâmica, ambas do fluido.

Os números de Reynolds e Strouhal dificilmente podem ser variados independentemente de forma experimental. Mudando o tamanho do orifício ou a amplitude de oscilação da membrana, por exemplo, é possível obter variação em ambos. Num dispositivo real (experimental), o desempenho do jato depende da frequência de ressonância (discutida na seção 2.3.4). Assim, não é possível alterar a frequência de pulsação sem alterar a velocidade

do jato. Também, uma mudança de U_0 acarreta alterações no número de Reynolds e no número de Strouhal, sendo praticamente inevitáveis os vínculos entre Re e St . Nas investigações de Lee e Goldstein (2002) buscaram-se alterações de Re independente de St , para realizar tal estudo, o parâmetro variável foi a viscosidade dinâmica (μ). Pois, apenas com variações de viscosidade e massa específica tem-se alterações de Re independentes de St . Para determinar o número de Reynolds, Lee e Goldstein (2002) definiram-no a partir de determinada velocidade U_0 diferente dos estudos de Smith e Glezer (1998).

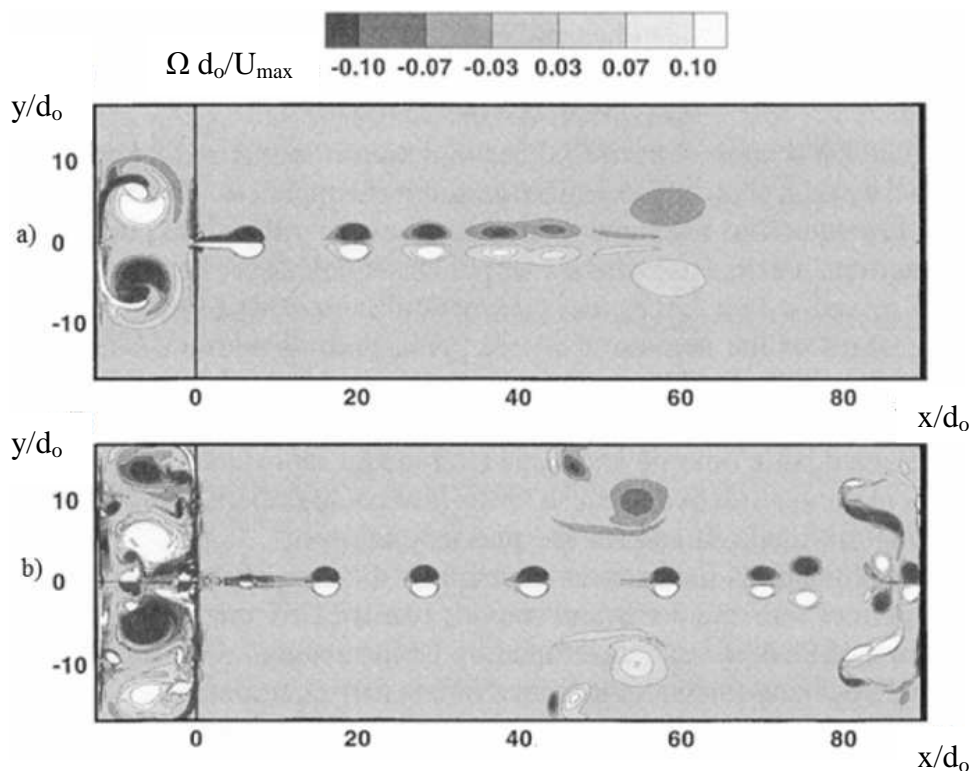


Figura 2.10 – Contornos da vorticidade instantânea ($\Omega d_0/U_{\max}$) de jato sintético após 10,5 pulsações independente do número de Strouhal ($St_{U_0} = 0,0625$). Para (a) $Re_{U_0} = 104,2$ e (b) $Re_{U_0} = 416,6$.

Fonte: Lee e Goldstein (2002).

Através dos estudos de Lee e Goldstein (2002), pode-se observar os comportamentos dos vórtices para números de Reynolds distintos, mas para um mesmo número de Strouhal. A Figura (2.10 (a)) ilustra que, para $Re_{U_0} = 100,4$, para cada ejeção do fluido, ao decorrer do curso, a vorticidade é agregada em uma estrutura única, identificada como a pluma do jato sintético. Na Figura (2.10 (b)), é demonstrado um comportamento diferente para os vórtices. Eles se mantêm distintos ao longo do curso, neste caso, até o final (parede à direita). Isso deve-se ao número de Reynolds mais alto e sua viscosidade dinâmica. Logo, a partir dessas

figuras pode-se observar que, quanto menor o número de Reynolds, menos vorticidade é gerada.

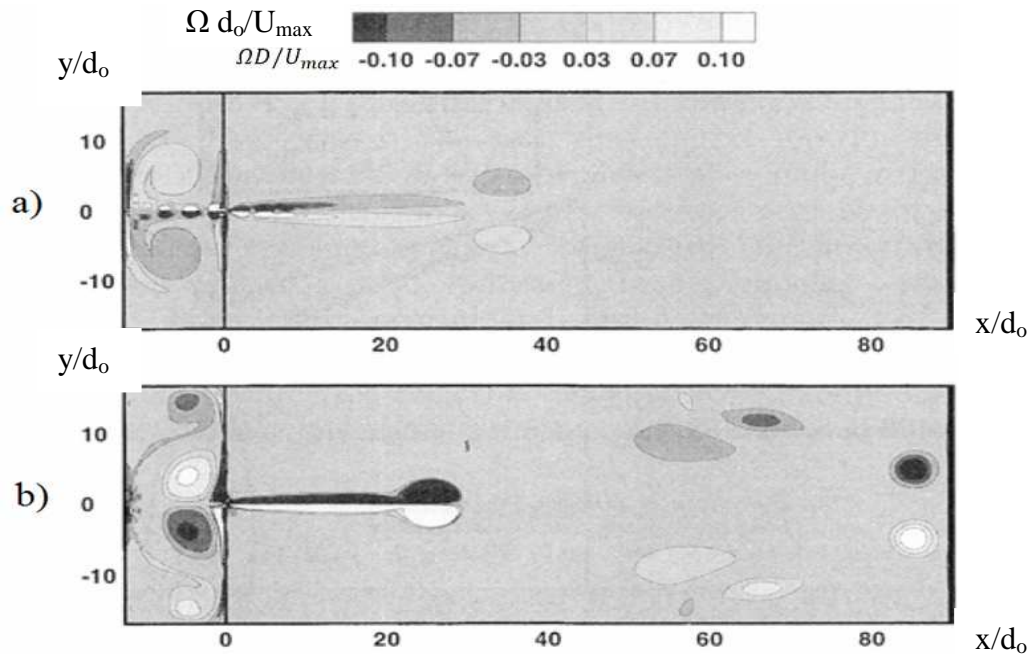


Figura 2.11 – Contornos da vorticidade instantânea ($\Omega d_0/U_{max}$) de jato sintético independente do número de Reynolds ($Re_{U_0} = 104,2$). Para (a) $St_{U_0} = 0,2512$ e (b) $St_{U_0} = 0,0156$.

Fonte: Lee e Goldstein (2002).

Alterando a frequência de pulsação (f), Lee e Goldstein (2002) continuaram suas análises, porém mantendo o mesmo número de Reynolds e variando o número de Strouhal. Pela Fig. (2.11 (a)) pode-se observar que, para $St_{U_0} = 0,2512$, é ejetada uma pequena quantidade de fluido e são criados pequenos vórtices ao longo de x/d_0 . Na Figura (2.11 (b)), para $St_{U_0} = 0,0156$, cada pulsação ejeta uma quantidade maior de fluido e os vórtices comportam-se individualmente ao longo da região simulada. Assim, para um menor número de Strouhal, cada par de vórtices é individualizado e não se observa a formação de uma pluma.

Crook e Wood (2001) investigaram as características dos jatos sintéticos a partir de uma mesma frequência de oscilação ($f = 50$ Hz), porém com os números de Reynolds e Strouhal dependentes um do outro. A Figura (2.12) demonstra a formação do jato sintético para variações de Re_{U_0} entre 330 e 2300 e de d_{oz}/d_0 entre $0,2\pi$ e π .

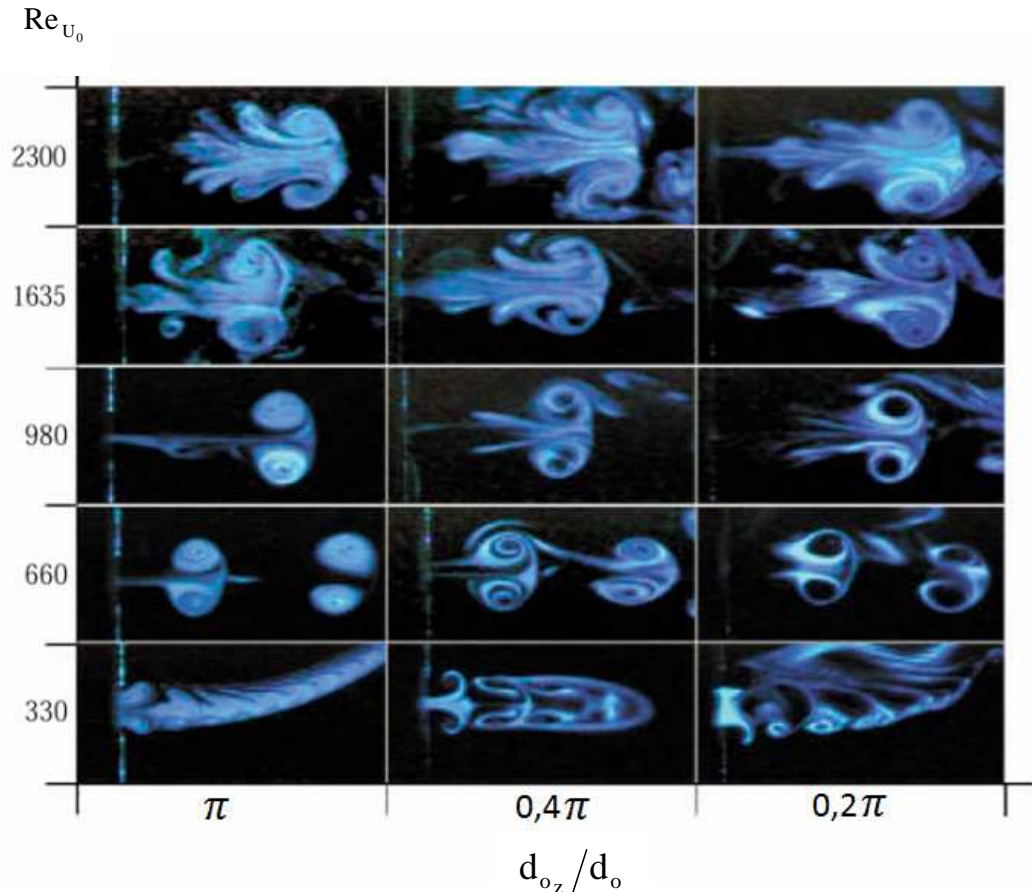


Figura 2.12 – Efeitos do jato sintético para $330 < Re_{U_0} < 2300$ e $\pi > d_{oz}/d_o > 0,2\pi$.
 $d_o = 5 \text{ mm}$ e $f = 50 \text{ Hz}$
 Fonte: adaptado de Crook e Wood (2001).

O Re_{U_0} refere-se ao número de Reynolds na velocidade de pico do orifício e, devido à flutuabilidade da fumaça utilizada, segundo os autores, há uma pequena divergência nas trajetórias. A figura ilustra claramente que, conforme o aumento do número de Reynolds de 300 até 2300, os pares de vórtices tornam-se cada vez mais distintos e maiores. Crook e Wood (2001) enfatizam que, para $Re_{U_0} \geq 1635$, a vorticidade do jato comporta-se de maneira turbulenta e com geração de vórtices secundários criados a partir do vórtice principal.

Adicionalmente, observa-se na Fig. (2.12) que, com o aumento de Re , vorticidade secundária se forma na esteira do jato. Crook e Wood (2001) concluíram que a intensidade da vorticidade primária no anel do jato permanece constante de modo que o excesso de vorticidade é despejado na forma de um vórtice secundário, que se arrasta atrás do anel primário. Segundo Gharib et al. (1998), Shuster e Smith (2007), Zhong et. al (2007) e Zhang et al. (2008), esta geração da vorticidade secundária é dependente do volume de fluido ejetado a cada pulsação. Logo, é relacionado ao número de Strouhal e consequentemente ao fator adimensional L . Zhang et al. (2008) investigou mais precisamente e concluiu que,

conforme a intensidade da pulsação, há aumento da vorticidade até que St_{U_0} seja aproximadamente 1,57 ($L = 4$). Para pulsações maiores que estes valores, a intensidade do vórtice primário permanece constante e os vórtices secundários formam-se a partir do excedente do primário. Estudos de Zhong et al. (2007) comprovam que, para $St_{U_0} < 0,88$ a 1,57 ($L > 7,1$), são identificados vórtices secundários. Por outro lado, as análises de Gharib et al. (1998) e Shuster e Smith (2007) confirmam a existência destes vórtices secundários para $St_{U_0} < 1,25$ a 1,57 ($L > 4$ a 5).

2.3.3 Número de Nusselt

A análise do problema térmico também necessita do cálculo do número de Nusselt local (Nu_h). O número de Nusselt promove a relação entre de transferência de calor por convecção e transferência de calor por condução. Para o coeficiente de transferência de calor local por convecção (h) da parede e o comprimento característico (d^*), este é definido como:

$$Nu_h = \frac{h d^*}{\lambda} \quad (2.8)$$

onde λ é a condutividade térmica do fluido, termo pertinente à transferência de calor por condução e d^* foi considerado o comprimento da superfície aquecida.

Relacionando os números de Nusselt (Nu) e Reynolds, Chaudhari et al. (2010), concluíram que Nu aumenta significativamente conforme mudança de Re para jatos sintéticos em comparação a jatos contínuos. A partir desta observação, espera-se dos jatos sintéticos melhor desempenho para número de Reynolds elevados.

2.3.4 Efeito da frequência em jatos sintéticos

Investigações de Chaudhari et al. (2010) analisaram o efeito da frequência de excitação sobre o fluxo de jatos sintéticos para diferentes profundidades de cavidades e diâmetros de orifícios. As medições de campo próximo da velocidade num jato sintético foram feitas usando um anemômetro de fio quente. Para este fim, foi utilizada uma bancada experimental composta de uma cavidade de profundidade variável, um atuador capaz de oscilar a frequências distintas e um orifício com diâmetros diferentes.

Chaudhari et al. (2010) perceberam que o escoamento no interior da cavidade deveria ser melhor explorado, pois, geralmente, é ignorado em simulações numéricas, acarretando uma menor quantidade de informações/dados na região próxima ao orifício. Também a quantidade de movimento transportada pelo fluido a determinada distância da cavidade é fortemente dependente do seu design. Com isso a cavidade torna-se um componente importante na montagem do dispositivo com jatos sintéticos.

A profundidade e o diâmetro da cavidade, bem como o comprimento e o diâmetro do orifício são os parâmetros geométricos, enquanto que a frequência e a amplitude de atuação são os parâmetros relevantes para o desempenho do jato. A resposta da cavidade para diferentes frequências de excitação foi explorada por Chaudhari et al. (2010) através da medição da magnitude da velocidade de saída na ejeção e sucção, das velocidades média e rms, e da potência de entrada em função das dimensões da cavidade. Os resultados deles indicaram que o dispositivo somente produz uma velocidade de saída substancial dentro de uma certa faixa de frequências de pulsações. Adicionalmente, dentro desta faixa de operação, há duas frequências críticas onde o valor da velocidade apresenta picos distintos. Estes dois valores críticos foram identificados como a frequência de ressonância do diafragma e a frequência de ressonância de Helmholtz. A frequência de ressonância do diafragma pode ser calculada de acordo com a geometria do diafragma e propriedades elásticas do material utilizado na sua fabricação. Em contraste, a frequência de ressonância de Helmholtz é obtida através da solução da equação de Helmholtz aplicada ao problema, sendo então calculada através de fatores geométricos da cavidade e orifício, assim como as propriedades materiais e acústicas do fluido de trabalho. Para o dispositivo de Chaudhari et al. (2008), a faixa de operação do dispositivo foi identificada como aproximadamente entre 20 e 1300 Hz com picos de ressonância ao redor de 300 Hz e 1200 Hz.

Devido à complexidade do cálculo das frequências de pico, citam-se apenas os resultados mais relevantes de Chaudhari et al. (2010): a faixa de operação do dispositivo tende a se reduzir para orifícios de diâmetro maiores e, para orifícios de diâmetro menor, a profundidade da cavidade tem um efeito significativo apenas ao redor da 2ª frequência de ressonância, onde o aumento do volume da cavidade deve diminuir a frequência de Helmholtz. Este resultado permite design específicos de atuadores de jatos sintéticos. Por exemplo, em aplicações onde altas frequências de operação são indesejáveis, pode-se operar perto da ressonância do diafragma com uma membrana de baixa frequência natural. Adicionalmente, pode-se reduzir o volume da cavidade para deslocar o segundo pico de frequência para valores mais altos. Assim, manipulando as dimensões da cavidade e do

diafragma pode-se obter um dispositivo para formação de jatos sintéticos com a combinação mais adequada para suprir a necessidade.

2.3.5 Parâmetros geométricos

A fim de obter os parâmetros ótimos da geometria do orifício, Etemoglu (2007) analisou a altura e forma do orifício, a velocidade e temperatura do fluido, entre outros parâmetros. Dos aspectos observados concluiu que, considerando apenas o coeficiente de transferência de calor médio (h), o parâmetro dependente e significativo para a configuração da cavidade é a altura, onde, em seu experimento com superfície de impacto, resultou numa relação adimensional $D_{o_v}/d_o' = 8$ (D_{o_v} é a distância longitudinal da saída do orifício até a parede aquecida de impacto e $d_o' = d_o \times C_D$, sendo d_o a largura do orifício e C_D o coeficiente de descarga). Ou seja, devido à mistura intensa com o ar circundante, o nível de turbulência sobe atingindo um máximo de aproximadamente $8 d_o$ a partir da saída do orifício. Isso acarreta um coeficiente de transferência de calor máximo independente da forma da cavidade. Esta, em termos de h , não é determinante, mas para efeitos econômicos pode ser relevante devido ao processo de fabricação. Neste caso, sugestionou-se uma largura de ranhura d_o' , em vez da largura real d_o . (ETEMOGLU, 2007).

Reafirmando os resultados de Chaudhari et al. (2010), Jain et al. (2011) investigaram os mesmos, além de outros, parâmetros dos jatos sintéticos, sendo um deles o comportamento da velocidade para opções distintas de diafragma oscilatório. Seus resultados sugerem que a variação da pressão dentro da cavidade e na saída do orifício são diferentes para os casos pesquisados. No caso de um pistão em movimento as velocidades atingem maiores valores do que numa membrana oscilatória. Isso ocorre devido ao movimento do pistão ser unidirecional, aumentando a componente da velocidade ao longo da direção axial. Comparadas com a membrana oscilatória, a massa do fluido ejetado é 10% menor na condição de contorno de velocidade de entrada e 24% maior em relação ao pistão (Fig. (2.13)).

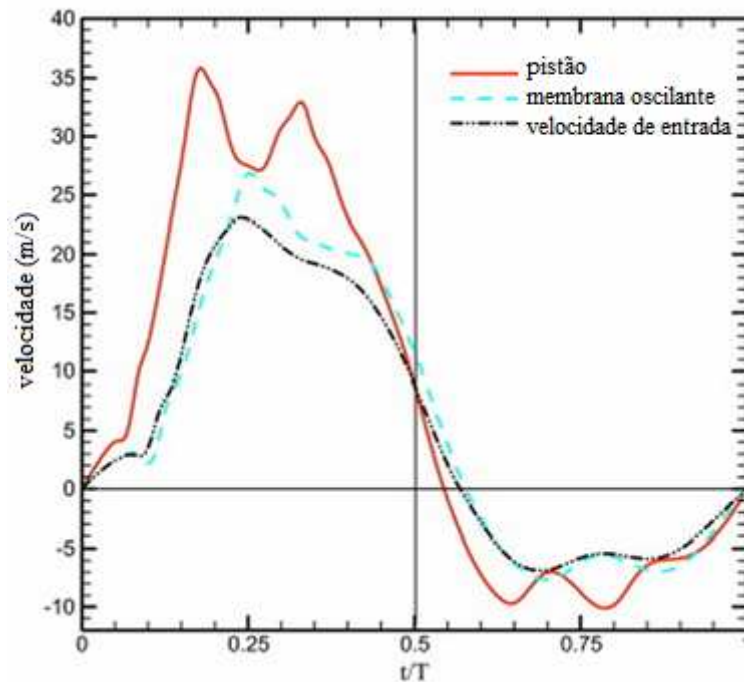


Figura 2.13 – Curvas de velocidade para diafragmas de pistão e membrana vibratórios e modelamento com velocidade de entrada.

Fonte: adaptado de Jain et al. (2011).

As investigações de Jain et al. (2011) analisaram, também, os parâmetros de amplitude de vibração e frequência de excitação do diafragma, altura, raio e forma da cavidade, comprimento, diâmetro e forma do orifício. Concluíram que os jatos sintéticos são mais afetados por mudanças no orifício do que na cavidade. Também, enfatizaram que a amplitude (a) e a frequência (f) são cruciais no desempenho do jato. No primeiro parâmetro, seu aumento resulta em maior volume varrido pelo diafragma em um ciclo e assim mais fluido saindo pela cavidade. Além desta, quanto maior a amplitude, mais rápido alcança-se a velocidade máxima. O segundo parâmetro observado, a frequência de excitação, é determinante no desempenho do jato, mas numericamente não se pode precisar a frequência natural. Considerando resultados apenas para a frequência de Helmholtz, o estudo apresentou desempenho máximo na faixa entre 600 e 700 Hz (Fig. (2.14)).

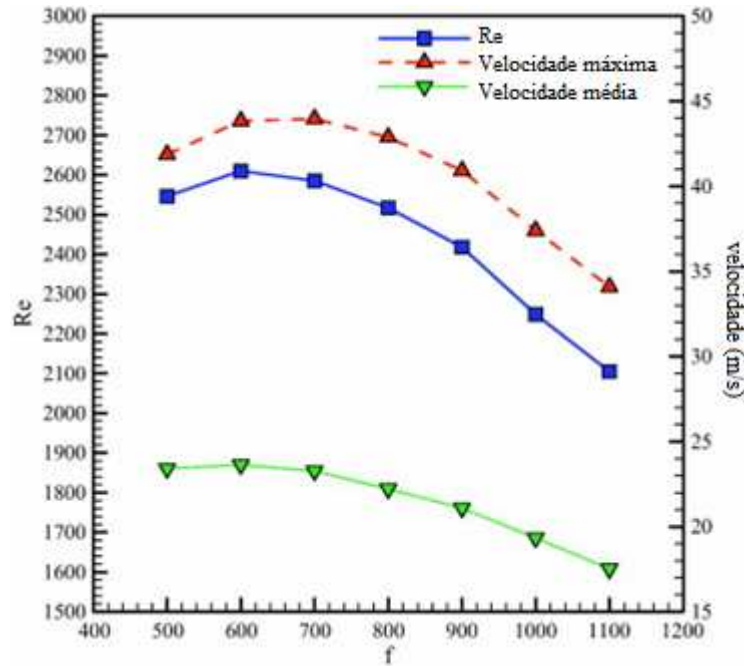


Figura 2.14 – Re x f e velocidade x f
 Fonte: adaptado de Jain et al. (2011)

Jain et al. (2011) também concluíram que o diâmetro do orifício tem um efeito considerável, pois dele depende o campo de pressão, fluxo de massa e número de Reynolds. Seus estudos concluíram que orifícios com bordas lisas tem redução de vorticidade dentro dele, assim mais fluido pode ser arrastado pelas laterais do orifício. Usando bordas arredondadas externas (lado de saída do orifício) ou internamente (lado da cavidade) há produção de velocidades mais altas do que se as bordas forem arredondadas em ambos os lados. Todavia, há um aumento de 10% no fluxo de massa se ambas as extremidades forem arredondadas e 5% se somente o lado externo for arredondado. Então, sugeriu-se bordas lisas arredondadas no lado externo para melhor desempenho de vazão mássica com pequena redução na velocidade de pico. Mas deve-se salientar que, devido ao fluxo bidirecional do jato sintético, o comportamento em uma direção (ejeção ou sucção) pode ser adverso à outra.

No balanço final, os estudos de Jain et al. (2011) concluíram, após observações de vários parâmetros, que alterações no orifício e forma da cavidade acarretam no possível aumento da velocidade máxima. Porém, não significa, necessariamente, um aumento no número de Reynolds ou na taxa de fluxo de massa. Entretanto, variações envolvendo amplitude e frequência evidenciam que, para maior amplitude, maiores deverão ser o número de Reynolds e velocidade máxima, bem como, para determinada faixa de frequência, há um melhor desempenho térmico e uma velocidade média maior.

2.4 O PROBLEMA TÉRMICO

Analisar a convecção se reduz, basicamente, a um estudo de procedimentos, pelos quais determinar o coeficiente de transferência de calor por convecção (h) pode tornar-se trivial. O coeficiente de transferência de calor (h) depende das condições da camada limite, isso depende da geometria da superfície, da natureza do escoamento do fluido e, também, de uma série de propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido. Num trabalho experimental, Mahalingam et al. (2005) analisaram o efeito no coeficiente de transferência de calor da presença de um jato direcionado na transversal de um escoamento em um canal. Os resultados mostraram que a presença do jato acresce substancialmente o coeficiente de transferência de calor em comparação ao canal apenas com um escoamento médio. Adicionalmente, o aumento em transferência de calor foi maior para o atuador operando como jato sintético do que um jato constante de desempenho equivalente. Outro exemplo se encontra no estudo de Williams et al. (2007), com o jato sintético direcionado ao longo das paredes de um canal conforme a Fig. (2.4). Resultados evidenciam que o fluxo do jato sintético nesta configuração exibe um maior número de Nusselt (Fig. (2.15)) do que o previsto para o escoamento constante e turbulento em um canal conforme a correlação de Gnielinski (1976).

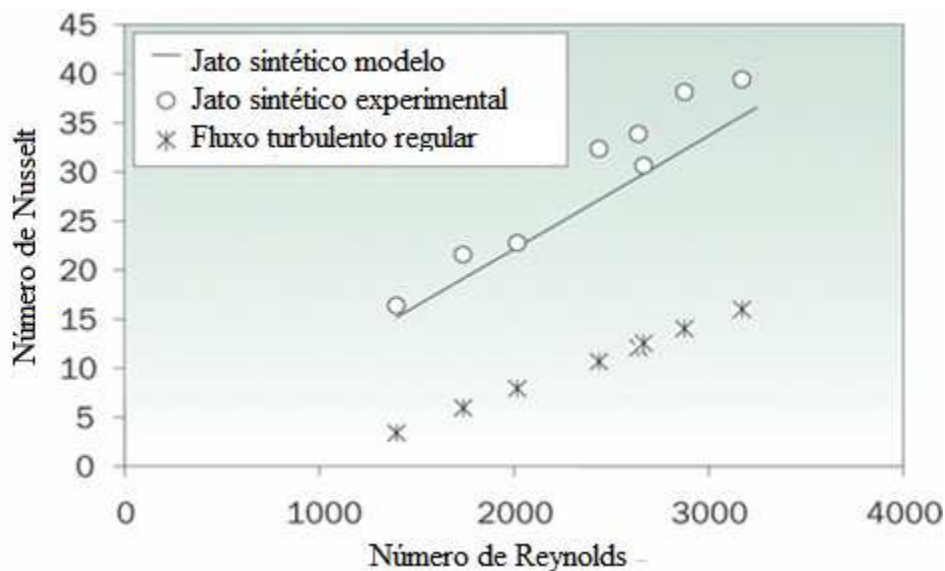


Figura 2.15 – Comparação do resultado previsto e medido do número de Nusselt para um escoamento de jato sintético impulsionado com a correlação de Gnielinski (1976).

Fonte: adaptado de Williams et al. (2007).

Chaudhari et al. (2010) analisaram o comportamento da transferência de calor, para diferentes configurações de jatos sintéticos impactando uma superfície aquecida (Fig. (2.16)). Nos experimentos foram produzidos jatos sintéticos a partir do movimento periódico do diafragma montado numa cavidade selada. O ar foi o fluido utilizado para o arrefecimento.

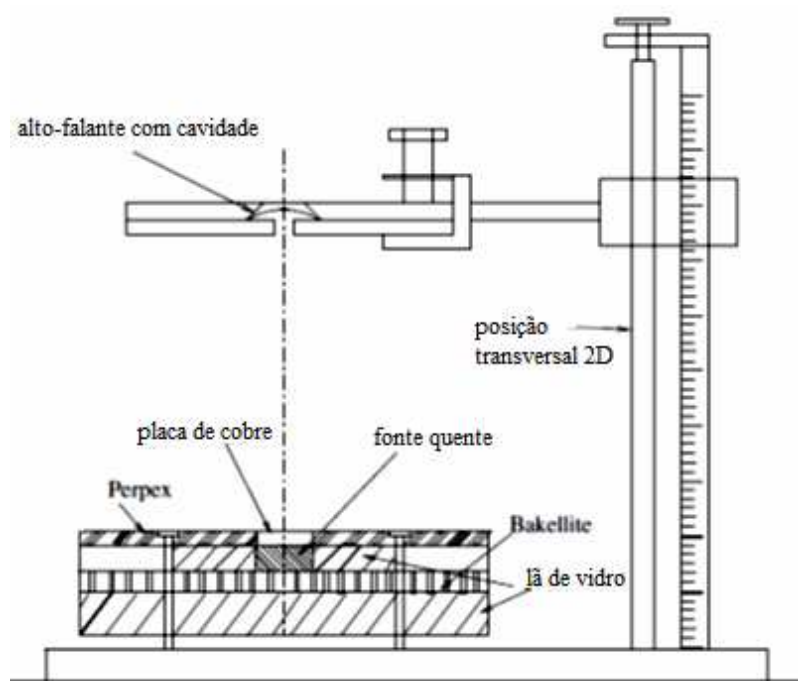


Figura 2.16 – Esquema do experimento desenvolvido por Chaudhari et al. (2010) para análise da transferência de calor a partir de diferentes jatos sintéticos.

Fonte: adaptado de Chaudhari et al., (2010).

Chaudhari et al. (2010) observam, como parâmetros geométricos, as profundidades e os diâmetros da cavidade e do orifício. Concluíram que o coeficiente médio de transferência de calor (h) aumenta até determinada distância axial do orifício e diminui para além dela, fazendo com que exista um diâmetro de orifício ideal para determinada localização de h_{\max} . Para diâmetros diferentes, o valor máximo e a variação do coeficiente médio de transferência de calor dependem da velocidade do fluxo e do tamanho da cavidade. Em relação às dimensões do orifício, notou-se que h aumenta com a diminuição da espessura do orifício. Alterações na profundidade da cavidade causam mudanças ínfimas em h . Como parâmetro de controle, a frequência resulta em h_{\max} quando entra em ressonância, preferencialmente, na máxima amplitude possível.

Segundo Chaudhari et al. (2010) o coeficiente de transferência de calor máximo com jatos sintéticos pode ser até 11 vezes maior do que por convecção natural e o comportamento do número de Nusselt médio é semelhante ao de jato contínuo. Como em todos os problemas

de transferência de calor por convecção forçada, estão vinculados os aspectos do escoamento do fluido e a transferência de calor. Na indústria geralmente este escoamento é turbulento o que influencia, significativamente, o coeficiente de transferência de calor na região colidida. O princípio fundamental no impacto dos jatos é o aumento da convecção causada pela presença da pluma do jato, pois o aumento da turbulência impulsiona maior transferência de calor (ETEMOGLU, 2007).

Nos trabalhos de Chandratilleke et al. (2009) foram investigados o aprimoramento térmico de um fluxo cruzado com jatos sintéticos em microcanais. A Figura (2.17) demonstra o diagrama deste trabalho. Através de uma simulação numérica bidimensional de volumes finitos, o modelo SST $k-\omega$ de turbulência foi utilizado. A escolha do modelo SST $k-\omega$ foi devido a sua propriedade de representação mais precisa da região próxima da parede. O estudo analisou as características de transferência de calor para um baixo número de Reynolds turbulento. Foi observado que a ação de um jato sintético periódico interrompe o escoamento transversal do microcanal e interrompe o desenvolvimento normal das camadas limites térmica e hidrodinâmica na parede superior aquecida. Este mecanismo de fluxo pulsante, portanto, é interessante para as características térmicas no arranjo de jatos sintéticos em microcanais.

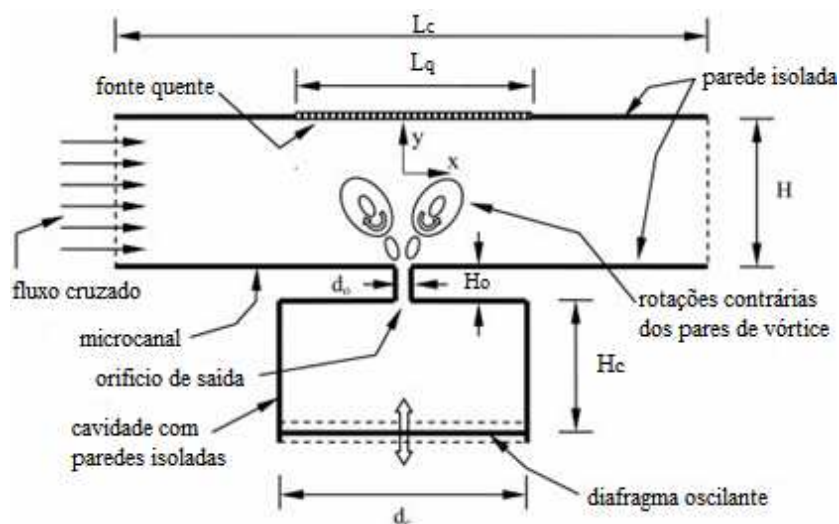


Figura 2.17 – Diagrama das investigações de Chandratilleke et al. (2009) com fluxo cruzado.
Fonte: adaptado de Chandratilleke et al. (2009).

Para pequenas escalas de comprimentos geométricos, os jatos sintéticos geralmente têm números operacionais de Reynolds baixos, tais que a turbulência no escoamento parece sem importância. Mas, como a natureza do escoamento é oscilante, podem originar intensas perturbações localizadas. A fim de obter uma base para determinar o grau de melhoria

térmica, Chandratilleke et al. (2009) simularam, primeiramente, o comportamento térmico apenas com um fluxo de entrada no microcanal (Fig. (2.18)). Como previsto para a transferência de calor em superfícies planas, há um aumento gradual no número de Nusselt em relação à velocidade do canal e um decaimento do mesmo ao longo da direção do escoamento.

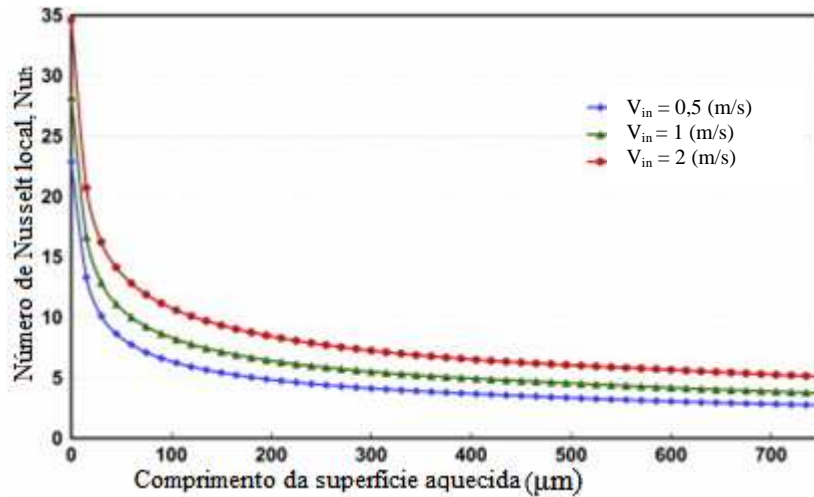


Figura 2.18 – Variação do número de Nusselt local na parede aquecida para diferentes velocidades de entrada no microcanal.

Fonte: adaptado de Chandratilleke et al. (2009).

A geometria da Fig. (2.18) foi então acrescida por um jato sintético pulsante transversal e assim foi obtido um fluxo cruzado. A Figura (2.19) é um gráfico dos resultados obtidos por Chandratilleke et al. (2009).

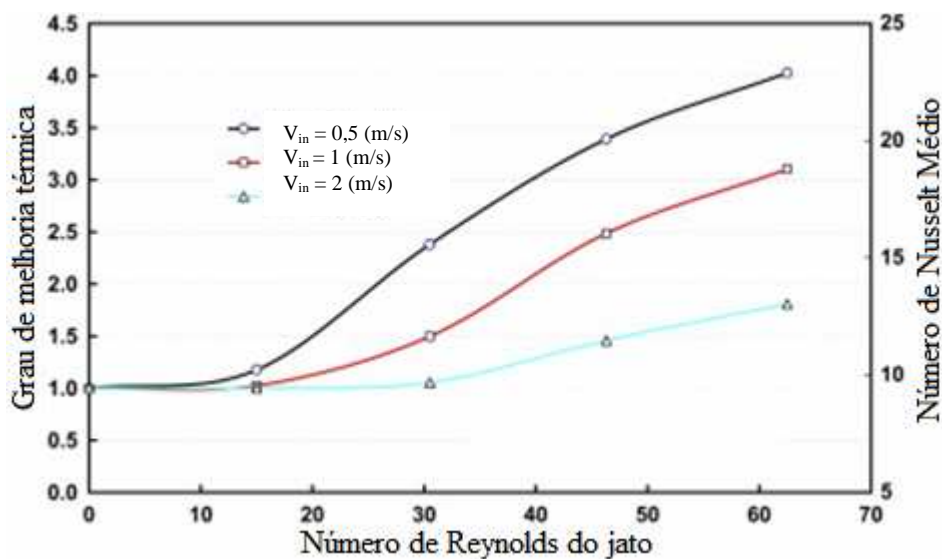


Figura 2.19 – Gráfico do desempenho térmico e número de Nusselt devido aos mecanismos de fluxo cruzado em microcanais com jatos sintéticos.

Fonte: adaptado Chandratilleke et al. (2009).

Observa-se que, em comparação à Fig. (2.18), para todas as velocidades de escoamento do canal, a presença do jato sintético resulta em uma grande melhoria no comportamento do número de Nusselt. Contraditoriamente, é possível notar que velocidades maiores do escoamento no canal resultam em um decréscimo do desempenho térmico do fluxo cruzado combinado. Em resumo, as investigações de Chandratilleke et al. (2009) concluem que, sem maior vazão ou queda de pressão, a interação de jato sintético com escoamento na entrada em microcanais, formando um fluxo cruzado, é capaz de proporcionar um aumento de 4,3 vezes a transferência de calor comparado a um microcanal sem jato pulsante.

3

3 METODOLOGIA

O presente trabalho visa apresentar resultados da influência de alguns parâmetros geométricos do atuador de jato sintético na estrutura do jato formado. No estudo de jatos sintéticos, os pesquisadores em geral utilizam a Dinâmica de Fluidos Computacional (“Computational Fluid Dynamics” – CFD) para descrever o sistema físico que ocorre.

Nas seções a seguir são apresentadas as equações matemáticas que nortearam este trabalho, a geometria estudada e o pacote computacional ANSYS CFX 12.0, que permitiu a realização deste, também é descrito.

3.1 MODELO MATEMÁTICO

O modelamento matemático deste trabalho basear-se-á no mesmo modelamento usado no software ANSYS CFX e tem como base as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível e turbulento de um fluido com propriedades térmicas constantes.

3.1.1 Equação da continuidade

O princípio de conservação de massa em volume de controle é representado pela expressão:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

Sendo o primeiro termo temporal e os demais relativos ao fluxo de massa que atravessa o volume de controle. Como o fluido utilizado é considerado incompressível, conseqüentemente ρ seja constante, o escoamento deve satisfazer a equação da continuidade em coordenadas cartesianas:

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

Ou, para a velocidade média em notação de índices:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

3.1.2 Equação da conservação da quantidade de movimento

A partir da segunda lei de Newton obtém-se a equação da conservação da quantidade de movimento no volume de controle:

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho F_i \quad (3.4)$$

o termo ρF_i é a i -ésima componente da força atuando no fluido. Geralmente nestas forças estão incluídas a gravidade e gradientes de pressão. Num fluido incompressível, após manipulações algébricas, tem-se:

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho g_i + \Pi_{ij} \quad (3.5)$$

o tensor de tensão Π_{ij} representa especificamente a pressão e as tensões resultantes da interação viscosa. Sendo assim, é expresso pela equação:

$$\Pi_{ij} = -P_i + \psi_{ij} \quad (3.6)$$

onde, ψ_{ij} é o tensor deviatórico definido como:

$$\psi_{ij} = \mu \left[\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \cdot \nabla U \right] = \mu S_{ij} \quad (3.7)$$

com δ o delta Kronecker e S_{ij} o tensor de deformação do elemento de fluido.

Modelos de turbulência procuram resolver um conjunto de equações de transporte através da introdução de componentes médios e flutuantes. Em fluxos transientes esta média do conjunto de equações faz com que as simulações numéricas, nestes casos, apresentem bons resultados. Geralmente, estas equações resultantes são denominadas de URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes equations). Enfim, substituindo as Eq. (3.6) e Eq. (3.7) na Eq. (3.5), eliminando o termo correspondente a conservação de massa (Eq. 3.3) para fluidos incompressíveis e desconsiderando atuações de forças externas, a expressão da conservação da quantidade de movimento é:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu S_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}) + S_M \quad (3.8)$$

onde S_M é o termo de fonte externas de quantidade de movimento e a divergência de $\mu S_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}$ representa as variações na quantidade de movimento devido a efeitos viscosos e turbulentos.

O termo $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ é também chamado de tensão ou cisalhamento de Reynolds, e representa o acréscimo dos efeitos viscosos causados pela movimentação turbulenta do escoamento. Comparando-se com o termo viscoso do tensor de deformação do fluido, pode-se teorizar que o efeito do cisalhamento de Reynolds seja de formato comparável, ou seja:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t S_{ij} \quad (3.9)$$

onde μ_t é a viscosidade turbulenta que representa um aumento aparente da viscosidade dinâmica causado pela turbulência. Sendo assim, podemos escrever a conservação da quantidade de movimento como:

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\mu + \mu_t) S_{ij}] + S_M \quad (3.10)$$

3.1.3 Equação da conservação de energia

Para a equação da conservação da energia para fluidos parte-se da primeira lei da termodinâmica em volume de controle:

$$\frac{DE_T}{Dt} = \frac{DQ}{Dt} - \frac{DW}{Dt} \quad (3.11)$$

O termo da esquerda, onde encontra-se a energia total (E_T), inclui tanto as variações resultantes do fluxo de energia que ocorre nas superfícies do volume de controle quanto a variação de energia total dentro do elemento. Nesta energia E_T incluem-se as contribuições da energia interna, cinética e potencial presentes no elemento:

$$E_T = m \left(e + \frac{U_i U_i}{2} - g_i r_i \right) \quad (3.12)$$

onde r representa o vetor deslocamento do elemento.

O termo da energia também pode ser escrito diretamente em termos de entalpia ζ (Eq. (3.13)), o que poderá ser notado através da Eq. (3.16).

$$e = \zeta - \frac{P}{\rho} \quad (3.13)$$

A Eq. (3.14) é o primeiro termo da direita da Eq. (3.11) representa a transferência de calor e pode ser descrita pela lei de Fourier para propriedades constantes e sem geração interna de calor.

$$\frac{DQ}{Dt} = \nabla(\lambda \nabla \theta) \quad (3.14)$$

para θ uma temperatura adimensional e λ a condutividade térmica do fluido.

O segundo termo da direita da Eq. (3.11) representa a taxa de trabalho. Como o trabalho nas superfícies do volume de controle provém da aplicação do campo de pressão e

das pressões normais e de cisalhamento, descreve-se a taxa de trabalho em função do tensor de tensões como:

$$\frac{DW}{Dt} = \nabla(\mathbf{U}_i \cdot \Pi_{ij}) \quad (3.15)$$

Partindo dessas premissas e das equações médias de Reynolds de Navier-Stokes (RANS), onde o valor médio de uma variável instantânea é a soma de seu valor médio com um valor flutuante, pode-se escrever a equação de energia na forma de entalpia da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho \zeta_T}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \zeta_T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x_j} - \rho \overline{u_j \zeta} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_i (\psi_{ij} - \rho \overline{u_i u_j})] + S_E \quad (3.16)$$

onde,

$$\zeta_T \text{ é a entalpia total extraída através da equação } \zeta_T = \zeta + \frac{1}{2} U_i U_i + k;$$

k é a contribuição da energia cinética de turbulência à Eq. (3.13) oriunda da relação $k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2}$;

$-\rho \overline{u_j \zeta}$ é um termo adicional referente ao escoamento turbulento comparado à equação instantânea também denominado de fluxo de Reynolds.

Análogo ao caso de cisalhamento de Reynolds, o fluxo de Reynolds representa o aumento na transferência de calor da lei de Fourier acarretado pela presença de turbulência. Comparando-o com a lei de Fourier, pode-se teorizar que este efeito teria um formato matemático semelhante:

$$-\rho \overline{u_j \zeta} = \rho C_p \alpha_t \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

onde α_t é a difusividade térmica turbulenta que representa um aumento aparente na condutividade térmica do fluido. Sendo assim, podemos escrever o balanço da conservação de energia como:

$$\frac{\partial \rho \zeta_T}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \zeta_T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\lambda + \rho C_P \alpha_t) \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_i (\mu + \mu_t) S_{ij}] + S_E \quad (3.18)$$

A relação entre a difusividade térmica turbulenta e a viscosidade turbulenta se dá através do número de Prandtl turbulento:

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} \quad (3.19)$$

onde, a viscosidade cinética é dada por:

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} \quad (3.20)$$

sendo que Pr_t é comumente assumido a ter um valor de 0,7 a 0,9 dependendo do fluido.

3.1.4 Definição da vorticidade

Para a análise térmica, a vorticidade torna-se, também, um fator relevante a ser observado. O campo de vorticidade instantânea na direção perpendicular ao jato é definido como:

$$\Omega = \frac{\partial u_{inst}}{\partial y} - \frac{\partial v_{inst}}{\partial x} \quad (3.21)$$

onde Ω é a vorticidade, u_{inst} a velocidade longitudinal e v_{inst} a velocidade transversal, todas instantâneas.

Enquanto, a vorticidade local média do jato (Ω_{med}) se dá através da expressão:

$$\Omega_{med} = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.22)$$

Na análise dos imagens dos resultados normalizou-se a vorticidade de acordo com a relação:

$$\Omega_{\text{norm}} = \frac{\Omega d_o}{U_0} \quad (3.23)$$

onde, Ω_{norm} é a vorticidade normalizada (adimensional), Ω é a vorticidade instantânea, d_o o diâmetro do orifício e U_0 , a velocidade média no orifício.

Também pode-se definir esta normalização a partir da vorticidade local média do jato (Eq. (3.24)).

$$\Omega_{\text{norm}_{\text{med}}} = \frac{\Omega_{\text{med}} d_o}{U_0} \quad (3.24)$$

3.1.5 Modelo SST $k - \omega$ de turbulência

Como mencionado na Eq. (3.9), o efeito do cisalhamento de Reynolds na conservação de quantidade de movimento pode ser assumido como um aumento virtual da viscosidade natural do fluido. De maneira semelhante, o efeito do fluxo de Reynolds na conservação de energia pode ser assumido como um aumento virtual da difusividade térmica natural do fluido. Faz-se necessário então utilizar um modelo de turbulência para o cálculo de μ_t e α_t .

No modelo $k - \omega$ assume-se que massa específica (ρ), energia cinética (k) e taxa de dissipação (ω) turbulentas estão ligadas através da relação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.25)$$

O modelo SST $k - \omega$ foi selecionado por combinar as vantagens de dois modelos populares de turbulência. Para regiões do escoamento longe de uma superfície, aplica-se a formulação do modelo $k - \epsilon$, mas para regiões perto de uma superfície, o modelo $k - \omega$ é utilizado. Desta forma, o modelo SST $k - \omega$ considera o transporte de tensão de cisalhamento turbulento e uma maior precisão na predição do início e da quantidade de separação do escoamento sob gradientes de pressão adversos. O modelo especifica que a viscosidade cinemática turbulenta tenha o seguinte formato:

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (3.26)$$

onde,

$v_t = \mu_t / \rho$, ou seja, a viscosidade cinética turbulenta é a razão entre a viscosidade dinâmica turbulenta e a massa específica;

$a_1 = \sqrt{\beta^*}$ é uma constante do modelo ($\beta^* = 0,09$);

k é a energia cinética turbulenta;

ω é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta;

$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ é uma medida invariável da taxa de deformação do elemento do 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;

$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right]$ é uma função de superposição que restringe o limitador da

camada limite da parede. Esta função de superposição é fundamental para o sucesso do método. A sua formulação baseia-se na distância da superfície mais próxima e nos fluxos variáveis.

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

$$\varepsilon_t = \frac{\rho v_t}{Pr_t} \quad (3.27)$$

onde Pr_t é o número de Prandtl turbulento, podendo variar de 0,7 a 0,9 dependendo do fluido e escoamento.

Adicionalmente, as Eq. (3.28) e (3.29) indicam as relações da energia cinética turbulenta (k) e da taxa de dissipação específica (ω) no modelo $k - \omega$:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_k v_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\mu_t} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + \sigma_\omega v_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (3.29)$$

para os coeficientes de fechamento e as relações auxiliares expressados a seguir:

$$P_k = \min \left(\psi_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, 10 \beta^* k \omega \right), \text{ este termo é o de geração de energia cinética específica}$$

turbulenta conforme Menter (2003) para evitar o acúmulo de turbulência em regiões de estagnação;

σ_k e σ_ω são constantes para diferentes formulações comuns do modelo $k-\omega$,

sendo $\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2}$, onde as constantes utilizadas são $\sigma_{k1} = 0,85$ e $\sigma_{k2} = 1$ e para,

$\sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2}$ as constantes utilizadas são $\sigma_{\omega 1} = 0,5$ e $\sigma_{\omega 2} = 0,856$;

γ é a constante definida em termos semelhantes a σ_k e σ_ω , ou seja, $\gamma = F_1 \gamma_1 + (1 - F_1) \gamma_2$ e suas constantes consideradas são $\gamma_1 = 5/9$ e $\gamma_2 = 0,44$;

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

regiões próximas à parede e em escoamento livre onde, $CD_{k\omega} = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right)$.

3.1.6 Detalhes adicionais do modelos teórico da camada limite turbulenta

Os detalhes adicionais aqui descritos fazem parte do manual do ANSYS CFX Release 12.0.

A partir do método de Launder e Spalding são deduzidas empiricamente as equações de velocidade próxima da parede (u^+) na região logarítmica.

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.30)$$

onde,

$$y^+ = \frac{\rho \cdot \Delta y \cdot u_\tau}{\mu} \quad (3.31)$$

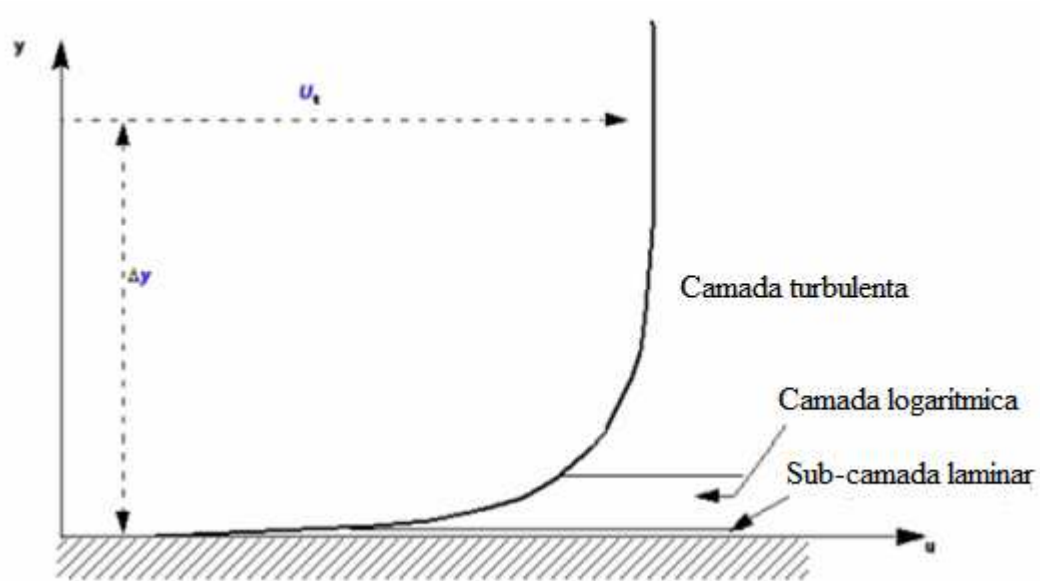


Figura 3.1 – Gráfico representativo da velocidade tangencial da parede U_t para um distância Δy a partir da parede. Demonstração das camadas.

Fonte: CFX

A velocidade de atrito ($u_\tau = (\tau_w / \rho)^{1/2}$) está relacionada com a tensão de cisalhamento da parede (τ_w) que é avaliada a partir do conhecimento do coeficiente de atrito para fluxo turbulento totalmente desenvolvido. Dependente da rugosidade da parede, C é a constante “log-layer” e κ é a constante de von Karman.

Quando U_t tende a zero a Eq. (3.30), é possível utilizar uma escala alternativa de velocidade u^* em vez de U_t .

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (3.32)$$

Sendo C_μ uma constante do modelamento turbulento e k a energia cinética turbulenta. Esta escala de velocidade é conveniente, pois não tende a zero, mesmo quando U_t aproxima-se de zero na parede. Assim a equação explícita de u_τ pode ser obtida através da relação:

$$u_\tau = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C} \quad (3.33)$$

Onde, com u^* como fator de normalização define-se:

$$y^* = \frac{\rho u^* \Delta y}{\mu} \quad (3.34)$$

$$\tau_w = \rho u^* u_\tau \quad (3.35)$$

3.2 GEOMETRIA

A geometria 2-D estudada é na forma de um canal horizontal preenchido por um fluido. A Figura (3.2) demonstra o formato da geometria, bem como o modo na qual ficaram dispostos a superfície aquecida, a membrana flexível, a entrada e saída do fluido e, o gargalo do jato.

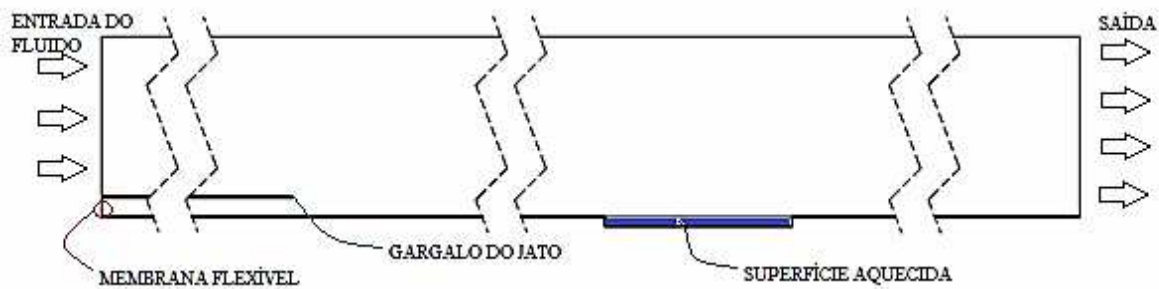


Figura 3.2 – Geometria do canal.

A superfície inferior foi definida como uma parede sólida com condição de não-deslizamento enquanto que os contornos esquerdo e direito foram definidos como aberturas à mesma pressão estática e inicialmente sem movimentação de fluido. Para a redução do custo computacional, o contorno superior foi definido como uma condição de simetria. Na superfície inferior, uma placa divisória foi criada para formar o gargalo de um jato com altura H . Para evitar a influência da condição de contorno do problema na evolução do jato, este gargalo foi projetado com um comprimento correspondente a 25% do comprimento total do canal. Também para a redução do custo computacional, a cavidade e membrana do jato não foram incluídas na simulação. Uma condição de contorno periódica de velocidade foi imposta na base do gargalo e o comprimento relativamente longo do mesmo resulta em uma velocidade de saída do gargalo relativamente livre dos fatores geométricos na formação do jato.

A fim de analisar o comportamento térmico um chip foi colocado em duas posições: uma a partir de $15H$ da origem, denominado Sólido 1, e outra, independente, a $40H$ da origem, denominado Sólido 2. Ambas geometrias são ilustradas na Fig. (3.3 (a) e (b)).

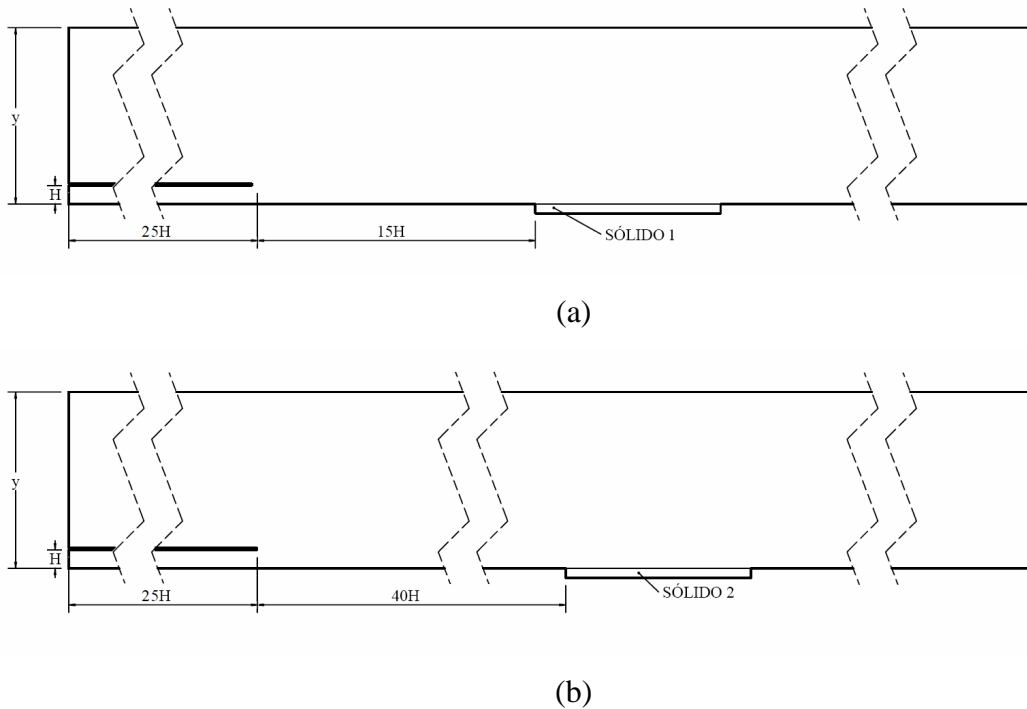


Figura 3.3 - Geometrias do canal testadas na simulação numérica (a) com Sólido 1, a $15H$ da saída do jato e (b) com Sólido 2, a $40H$ da saída do jato.

As dimensões do duto por onde passa o escoamento são: $200H$ de largura e $9,5H$, de altura. Com a finalidade de focar num comportamento bidimensional, optou-se por um valor ínfimo de profundidade (z), ou seja, $z = 0,5H$. A superfície aquecida tem dimensões: $10H$ de largura e $0,5H$ de altura.

3.3 ANSYS CFX

O ANSYS CFX é um software de simulação numérica baseado no método de volumes finitos. Este método, também denominado pela sigla MVF, é comumente utilizado em pacotes comerciais devido as suas características conservativas (MALISKA, R. C., 2004). O método de solução dos volumes finitos consiste em derivadas parciais baseadas na resolução de balanços de massa, energia e quantidade de movimento a um determinado volume. Em

escoamento de fluidos, é importante este método de resolução, pois satisfaz os princípios de conservação em nível discreto.

O programa ANSYS CFX é uma ferramenta de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) que se torna interessante ao modelar problemas diversos em vários setores industriais e acadêmicos, permitindo obter resultados satisfatórios com baixo custo operacional. Outras vantagens da utilização de simulação numérica são: redução do tempo exigido ao projeto, estudo em escala real, experiências em condições ideais ou perigosas (situações difíceis de realizar em experimentos reais), além de, em muitas vezes, ser possível obter informações mais completas e detalhadas.

3.3.1 ICEM CFD

O software ANSYS ICEM CFD tem como função a geração de malhas para simulações numéricas e, convenientemente foi utilizado neste trabalho para este mesmo fim.

3.3.1.1 Malha

A malha estudada é na forma de um paralelepípedo, representando um tubo retangular finito onde, na parte inferior foi determinado um sólido aquecido e, acima deste, um duto para escoamento do fluido com temperatura inferior ao do sólido. Convencionou-se o escoamento do fluido da esquerda para a direita, sendo a seção da esquerda do duto, abaixo da aleta, definida como atuador do jato sintético.

As malhas foram desenvolvidas conforme as dimensões informadas na seção 3.2. Elas contêm 91354 elementos e 184804 nós para “Sólido 1” e 87244 elementos e 176524 nós para “Sólido 2”. A Figura (3.4 (a) e (b)) demonstra estas malhas.



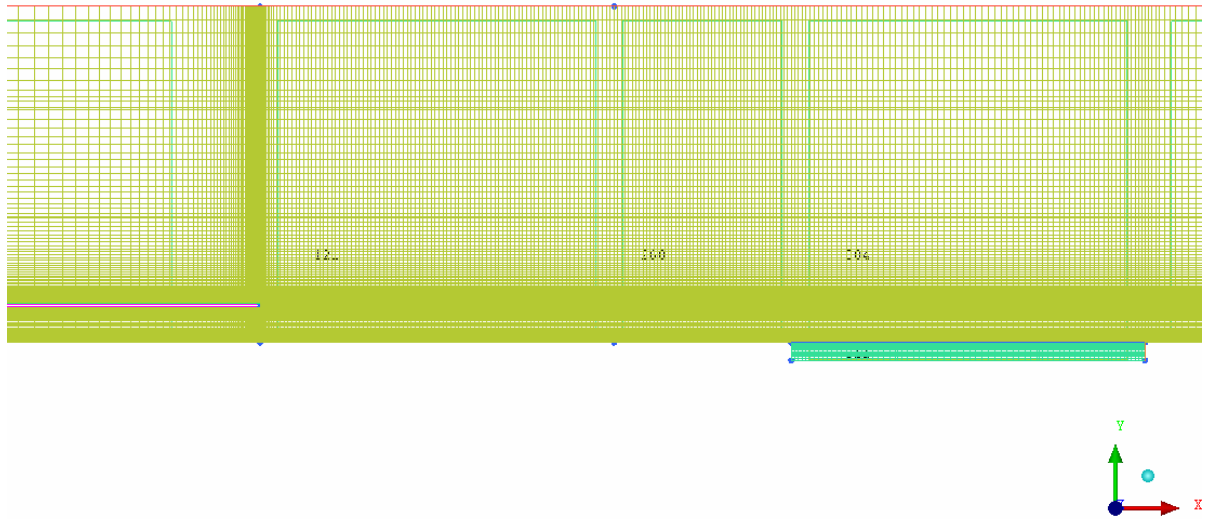
(a)



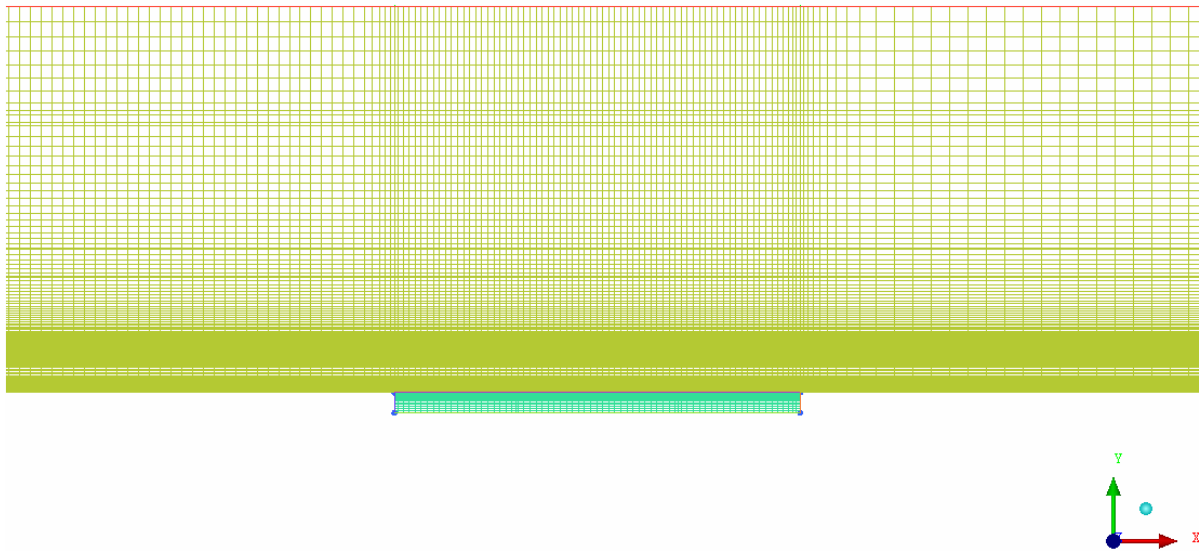
(b)

Figura 3.4 – Malha da geometria a (a) 15H da origem e (b) 40H da origem.

Para uma melhor resolução dos fenômenos físicos do problema, as áreas críticas perto da parede, na região de saída do jato e acerca das regiões dos Sólidos 1 e 2 apresentam refinamento adicional. Este refinamento é demonstrado na visão ampliada da Fig. (3.5 (a) e (b)).



(a)



(b)

Figura 3.5 – Demonstração do refinamento, ampliando a região aquecida (a) do Sólido 1 e (b) do Sólido 2.

3.3.2 CFX-Pre

No CFX-Pre são definidas as principais atribuições para a simulação numérica. Nos itens 3.3.2.1 e 3.3.2.2 são citadas algumas condições iniciais e de contorno, respectivamente, que foram utilizadas no desenvolvimento deste projeto.

3.3.2.1 Condições Iniciais

As condições iniciais são as premissas para o início da simulação numérica. Podem ser mudadas, durante o processo do CFX-SOLVER (seção 3.3.3), de acordo com a solução das equações que regem o problema.

Para este trabalho, dois parâmetros físicos foram alterados com a finalidade de obter resultados para análises. Estes parâmetros variáveis foram: velocidade média de entrada do jato (\bar{U}), que acarreta mudança no número de Reynolds, e mudança na frequência de oscilação, que altera o número de Strouhal. Estas variações fazem parte das condições iniciais e serão especificadas a seguir.

A velocidade média do espaço é estabelecida através da relação:

$$\bar{U} = \frac{\int u(y)dy}{\int dy} \quad (3.36)$$

onde o intervalo de integração varia da parede até a linha de centro do canal.

O comprimento de coluna do fluido através da velocidade média do tempo:

$$L_0 = \int_0^{1/2T} u(t) dt \quad (3.37)$$

para o período T de atuação do jato.

Na entrada do gargalo do jato, uma velocidade com variação senoidal no espaço e tempo foi imposta para representar a atuação da membrana (Eq. 3.38). A constante A_0 foi definida de modo que a velocidade média do orifício (U_0) resulta em um jato sintético cujo número de Reynolds é equivalente à metade do valor utilizado nos trabalho de Smith e Glezer (1998). Nas variações consequentes, simulou-se para $(1/2)A_0$, reduzindo a

velocidade média do jato, e $(3/2)A_0$, aumentando a velocidade de entrada do jato comparada à simulação inicial.

$$u(y, t) = A_0 \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \operatorname{sen}\left(\frac{\pi y}{H}\right) \quad (3.38)$$

Para determinar a constante A_0 e inserir no CFX-Pre, calculou-se, para determinados números de Reynolds, a velocidade média (\bar{U}). Análogo à Eq. (2.7), apenas adequando $H = D$ e $\bar{U} = U_0$, pois foi calculado a partir da altura do canal (H) por onde o fluido escoava e com o objetivo de obter a velocidade média (\bar{U}), tem-se:

$$\operatorname{Re} = \frac{\rho \bar{U} H}{\mu} \quad (3.39)$$

onde, conforme dados do próprio software, foram utilizadas as propriedades da água. A altura da saída do orifício H (abertura abaixo da aleta) é de 0,001 m.

Assim, simulou-se para as seguintes velocidades médias dos jatos acarretando os respectivos números de Reynolds, indicados na Tab. (3.1).

Tabela 3.1 – Valores da constante de $u(y,t)$, da velocidade média do jato (U_0) e número de Reynolds (Re) simulados.

A_0	U_0 [m/s]	Re
0,378	0,077	85,8
0,755 ⁽¹⁾	0,153	172
1,13	0,230	257

⁽¹⁾ Constante $1A_0$ da simulação inicial.

A Tabela (3.2) demonstra para quais números de Strouhal (Eq. 2.1) foram realizadas as simulações numéricas. Estas foram divididas em duas possibilidades, sendo: uma – denominada 1St – para um período (T) de 1s logo, $f = 1$ Hz e, outra – denominada 2St – para um período (T) de 0,5 s tornando $f = 2$ Hz.

Tabela 3.2 – Números de Strouhal simulados para cada caso, conforme variação da velocidade média de saída do jato e a frequência de oscilação da membrana.

U_0 [m/s]	1St	2St
0,077	0,082	0,164
0,153	0,041	0,082
0,230	0,027	0,055

Ressalta-se que estas condições iniciais foram usadas para as geometrias de Sólido 1 e Sólido 2. O fluido escolhido para o arrefecimento foi água, tendo como condição inicial temperatura igual a 290 K. Enquanto a fonte quente, independente da alocação, foi considerada a uma temperatura de 291 K.

Para cada geometria de sólido 1 e 2, as médias temporais dos campos de velocidade e temperatura foram calculadas após 10 pulsações do jato sintético. A vazão mássica média induzida na saída foi calculada para comparações de desempenho térmico. Este valor foi imposto como condição de contorno em uma geometria em que o jato sintético se encontrava inerte para obter-se os campos de velocidade e temperatura equivalentes de um escoamento de canal em regime permanente.

3.3.2.2 Condições de Contorno

A pressão de saída (P_{out}) foi definida em 0 Pa.

As condições de contorno da simulação numérica são definidas nesta parte de pré-processamento.

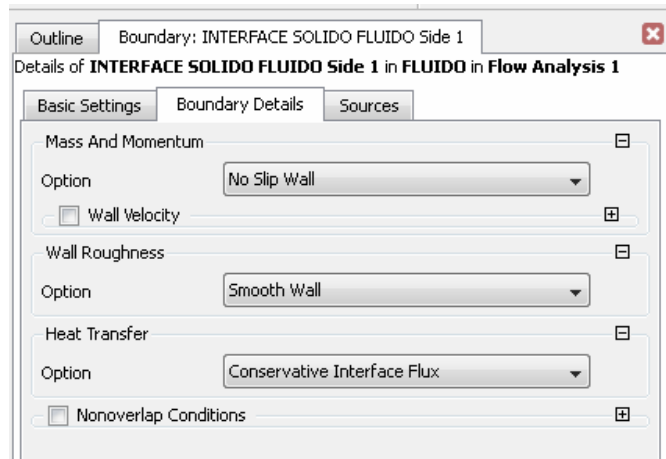


Figura 3.6 – Condição de contorno na interface entre o fluido e o sólido.

São condições, assim como a escolha do modelo $k-\omega$, que permanecem praticamente inalteradas durante todo o processo de solução e dão as limitações do problema.

3.3.3 CFX-Solver

Nesta etapa, a simulação numérica é iniciada e as equações são resolvidas a cada iteração. O ANSYS CFX Solver foi utilizado para calcular as variáveis das equações de conservação, a partir das condições definidas anteriormente, para que, posteriormente, análises do comportamento térmico e turbulento dos jatos sintéticos possam ser realizadas.

3.3.4 CFD-Post

Os resultados do escoamento são observados e analisados, sendo, neste trabalho, enfocados para quais condições o arrefecimento, com jatos sintéticos, torna-se mais eficiente.

4 RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados encontrados e suas análises.

4.1 VALIDAÇÃO NUMÉRICA

Primeiramente, buscou-se conhecer e compreender as soluções do software trabalhado. Para tal, uma geometria básica de um canal horizontal com um fluido escoando na direção longitudinal foi criada (Fig. (4.1)) e observado o perfil de velocidade.

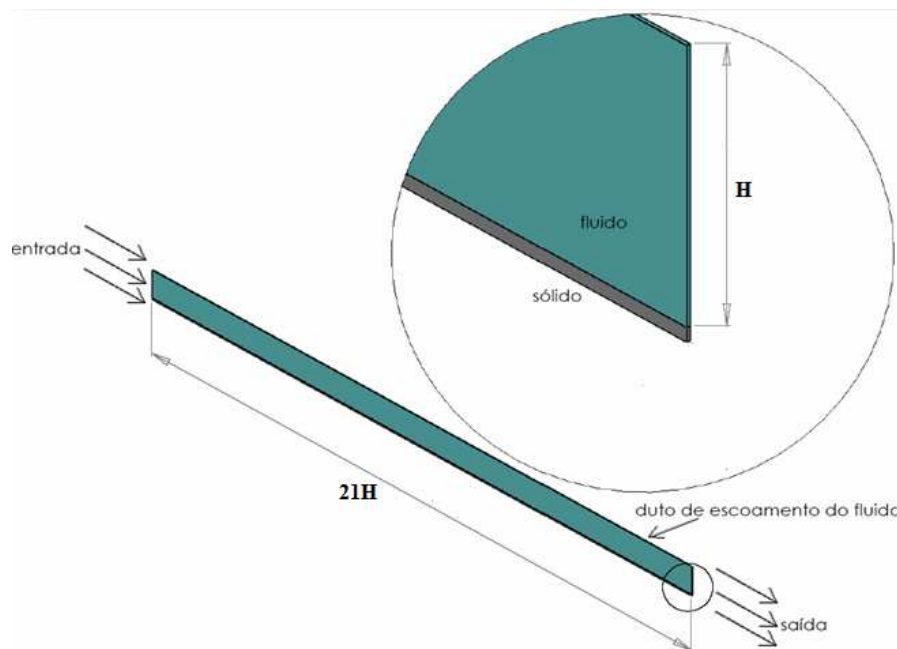


Figura 4.1 – Representação do canal básico para estudo do perfil de velocidade.

Para comparar os resultados do CFX com os analíticos produziu-se uma tabela (Apêndice A) e a partir dela criaram-se gráficos. As colunas 1, 2, 3 e 4 são as informações fornecidas pelo software e as colunas 5, 6, 7 e 8 são dados calculados pelo autor através de equações apresentadas neste trabalho. Na coluna 5 ($u(y)$) o valor de y é conforme a coluna 2. A coluna 6 (u^+) são soluções da relação $u^+ = u(y)/u^*$, sendo $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ e o valor de τ_w é extraído das soluções do CFX-Post. A coluna 7 (y^+) refere-se ao resultado da equação $y^+ = y(u^*/\nu)$ onde, $\nu = \mu/\rho$. Estes parâmetros foram analisados e comparados com as informações extraídas do CFX e a partir disso foram criados os gráficos que representam que estas soluções foram satisfeitas.

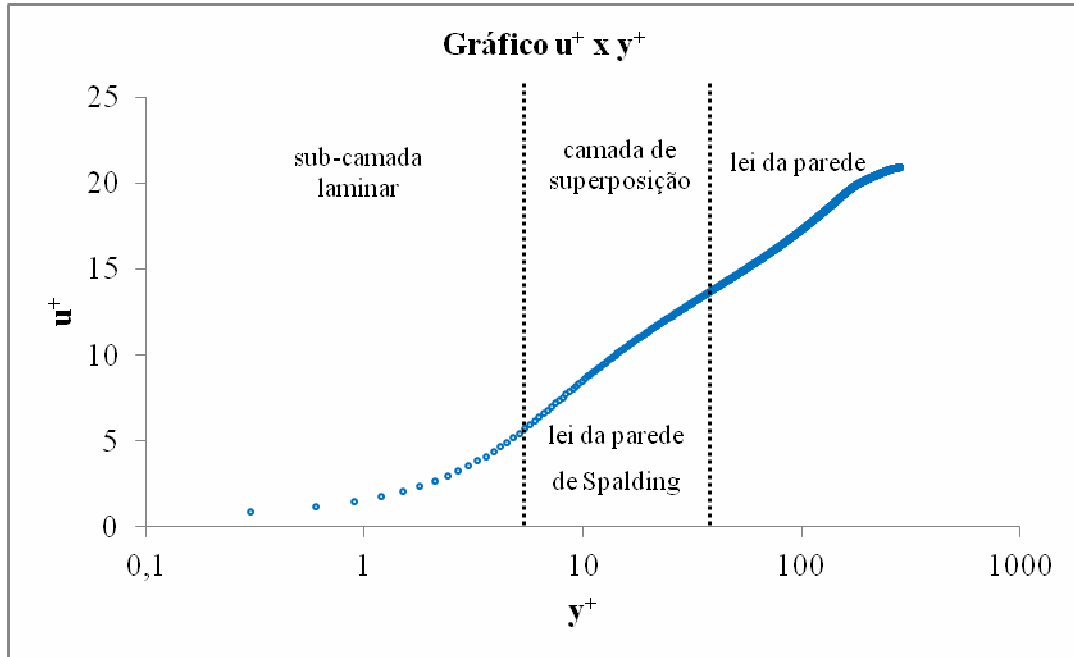


Figura 4.2 – Gráfico $u^+ \times y^+$, a partir da velocidade de parede não nula dos dados extraídos no CFX.

O perfil de velocidade no canal é mostrado na Fig. (4.2). Como no modelo teórico, é possível visualizar todas as porções de uma camada limite turbulenta: a subcamada laminar, a camada de superposição (lei de parede de Spalding) e a lei de parede. Como esperado pela teoria, a subcamada laminar encontra-se na região $y^+ < 10$ e é regida pela relação $u^+ = y^+$. A camada de superposição é compreendida entre a região mais próxima de 10 até 100. Já a lei de parede é expressa por $u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B$, onde $\kappa = 0,4$ e $B = 5,5$.

Estes resultados demonstram que o modelo de turbulência e a malha utilizada apresentam precisão suficiente para resolver em detalhe os componentes da camada limite turbulenta. Consequentemente, este espaçamento de malha e modelo de turbulência foram utilizados nos estudos de jatos sintético deste trabalho. Como a presença dos jatos sintéticos induz um escoamento médio no canal de velocidade inferior ao estudo de validação da Fig. (4.2), pode-se afirmar que a malha utilizada é plenamente adequada no conceito de precisão numérica.

4.2 ESCOAMENTO PRODUZIDO POR JATOS SINTÉTICOS

Investiga-se agora o desempenho térmico de jatos sintéticos no arrefecimento de uma superfície aquecida, que, para esta situação, atribuíram-se dimensões aproximadas de um chip. Os resultados a seguir condizem com as geometrias mostradas nas seções 3.2 e 3.3.1.1 e as condições iniciais e de contorno indicadas nas seções 3.3.2.1 e 3.3.2.2.

Todos os casos transientes foram obtidos para 10 pulsações do jato sintético e suas propriedades médias extraídas através do módulo CFX Post. Os casos transientes foram comparados com seus respectivos casos em regime permanente. Assim, notou-se o desempenho térmico do jato sintético para alterações nos números de Reynolds e Strouhal além das diferentes posições da superfície quente. No total, foram observados os resultados de 12 simulações numéricas, distinguindo-se para cada condição inicial.

Os casos em regime permanente tiveram como condições de contorno a vazão mássica. Esta foi obtida a partir do respectivo caso transiente, onde se extraiu a velocidade média na saída do canal e calculou-se a vazão mássica de saída. Para a redução de custo computacional, o jato sintético foi completamente suprimido por uma parede, criando uma geometria com um degrau, para cada alocação do sólido, conforme ilustrado na Fig. (4.3).

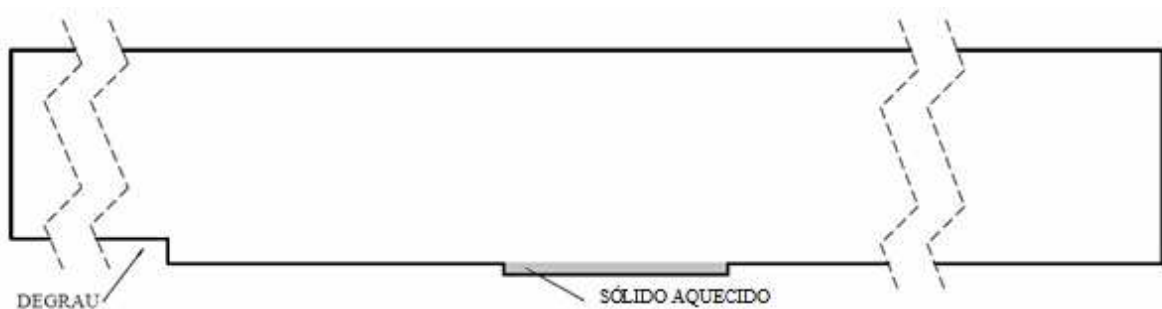


Figura 4.3 – Diagrama da geometria utilizada em regime permanente.

Os resultados obtidos para comparações baseiam-se no fluxo térmico da superfície quente e nas temperaturas da interface (superfície aquecida-fluido) e fria nos casos com jatos sintéticos e nos casos em regime permanente. Termicamente, foram analisados o coeficiente de convecção (h) e o número de Nusselt (Nu) para cada situação. A Tabela (4.1) demonstra os resultados obtidos de h e Nu para as geometrias de sólidos 1 e 2 com variação de número de Reynolds do jato, na frequência de pulsação fixa de 1 Hz, correspondente ao casos 1St. Para

comparação, os valores correspondentes para o caso de canal com escoamento em regime permanente para cada situação também são apresentados.

Tabela 4.1(a) – Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 1 e 1St ($f = 1$ Hz).

Re	$h [W/(m^2K)]$		Nu	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
85,8	1830	960	30,2	15,8
172	3730	2070	61,5	34,0
257	9610	4350	158	71,7

Tabela 4.1(b) – Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 2 e 1St ($f = 1$ Hz).

Re	$h [W/(m^2K)]$		Nu	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
85,8	1450	1020	23,9	16,8
172	3460	2217	57,0	36,8
257	9520	4280	157	70,5

Os resultados da Tabela (4.1) demonstram claramente que o desempenho térmico aumenta em proporção direta com a velocidade média do jato ou do escoamento em regime permanente. Também se mostra evidente que, para os casos de escoamento induzido por jato sintético, o desempenho térmico é sempre superior a seu escoamento equivalente em regime permanente.

Conforme pode ser visto na Tabela (4.1(a)), correspondente ao caso da superfície aquecida mais próxima da saída do jato (Sólido 1) e $f = 1$ Hz, o jato sintético de $Re = 85,8$ resultou em um número de Nusselt em torno de 90% maior que o seu equivalente em regime permanente. Aumentos semelhantes ocorreram quando o número de Reynolds foi elevado para 172 (aumento de 80%) e 257 (aumento de 120%). Resultados semelhantes foram observados na Tabela (4.1(b)), para as mesmas características de desempenho do jato mas com a superfície aquecida mais distante da saída do jato (Sólido 2). Neste caso, o aumento de desempenho térmico para números de Reynolds de 85,8, 172 e 257 foram 42%, 220% e 122%, respectivamente.

Também foram analisadas as simulações com a mesma variação de Re , mas com $f = 2$ Hz, correspondendo aos casos 2St. Para esta situação o comportamento térmico apresentou outros resultados, representados pela Tab. (4.2).

Tabela 4.2(a) – Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 1 e 2St ($f = 2$ Hz).

Re	$h [W/(m^2K)]$		Nu	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
85,8	1690	903,5	27,9	15,0
172	3580	2020	59,0	33,3
257	8940	4280	147	70,5

Tabela 4.2(b) – Resultados do coeficiente de convecção e número de Nusselt para geometria de Sólido 2 e 2St ($f = 2$ Hz).

Re	$h [W/(m^2K)]$		Nu	
	Jato sint.	Reg. perm.	Jato sint.	Reg. perm.
85,8	1440	921	23,8	15,2
172	3490	2150	57,6	35,4
257	8950	4190	148	69,0

Os resultados da Tabela (4.2) são semelhantes aos resultados da Tabela (4.1), em que um aumento de número de Reynolds do jato resulta em um aumento no desempenho térmico da configuração testada. Também como na Tabela (4.1), os casos de estudo de jato sintético resultaram em um desempenho térmico superior aos seus equivalentes de regime permanente.

Para Tabela (4.2(a)) , correspondente ao caso de Sólido 1, o jato sintético de $Re = 85,8$ resultou em um aumento de número de Nusselt de 86% em relação ao seu equivalente em regime permanente. Aumentos de número de Reynolds para 172 e 257 resultaram em aumentos de 77% e 108% no número de Nusselt. Estes aumentos são semelhantes aos obtidos para a condição de 1St da Tabela 4.1(a). Para o caso de Sólido 2, Tabela (4.2(b)), a melhora em desempenho térmico entre os casos de jato sintético e regime permanente para aumentos graduais de número de Reynolds foram 56,6%, 62,7% e 114%. Comparando-se os resultados de Sólido 1 para 1St e 2St (colunas esquerdas), observa-se que os aumentos em número de Nusselt são semelhantes independente da frequência de pulsação do jato.

Os aumentos em número de Nusselt em relação ao número de Reynolds do jato são apresentados graficamente através das Figs. (4.4) e (4.5). É possível observar a relação entre os números de Reynolds e Nusselt, quando variadas as velocidades de entrada, bem como seu comportamento térmico conforme a localização da fonte quente e variação da frequência de oscilação. Os ganhos em desempenho térmico dos jatos sintéticos excederam os resultados experimentais de Mahalingan e Glezer (2005), que obtiveram aumentos de 40% em dissipação térmica e 150% no coeficiente de convecção. O desempenho térmico excepcional

encontrado neste estudo pode ser explicado por este trabalho ter limitado a região aquecida a apenas um segmento da placa inferior enquanto que o trabalho experimental de Mahalingan e Glezer (2005) apresentava a superfície inteira aquecida. As variações de St não apresentaram uma variação tão crítica quanto indicada pelo estudo de Chaudhari et al. (2009) devido ao fato que as variações de frequência estudadas aqui foram consideravelmente abaixo dos valores de referência.

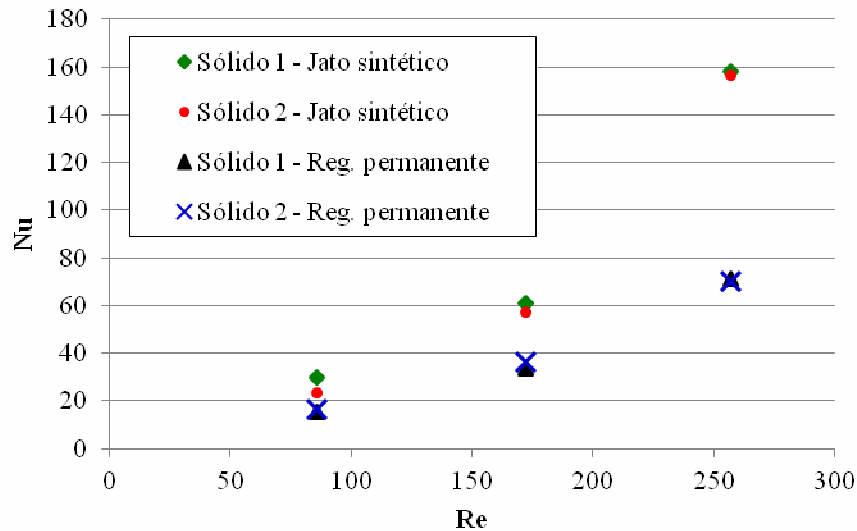


Figura 4.4 – Gráfico Nu x Re considerando 1St

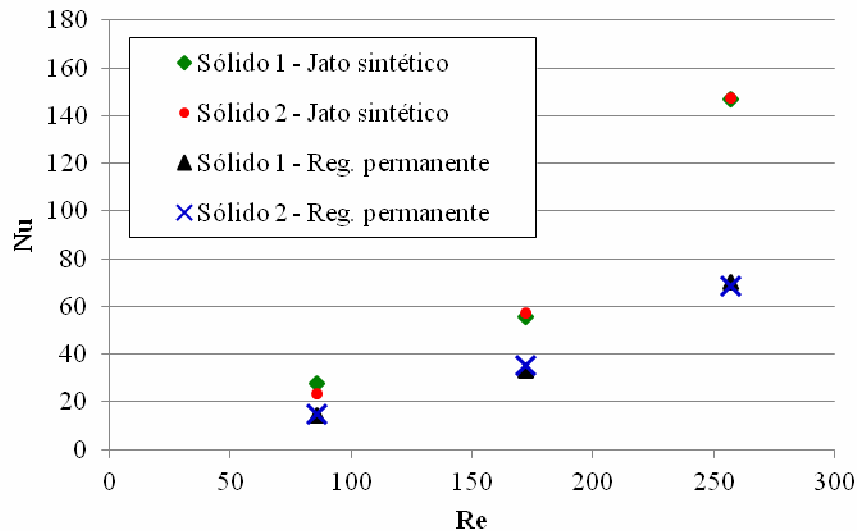


Figura 4.5 – Gráfico Nu x Re considerando 2St

A melhora em desempenho térmico pode ser visualmente confirmada através dos contornos de vorticidade instantânea normalizada para o caso de $Re = 172$, $St = 0,041$ e sólidos 1 e 2 mostrados na Fig. (4.6) após a 10ª pulsação do jato.

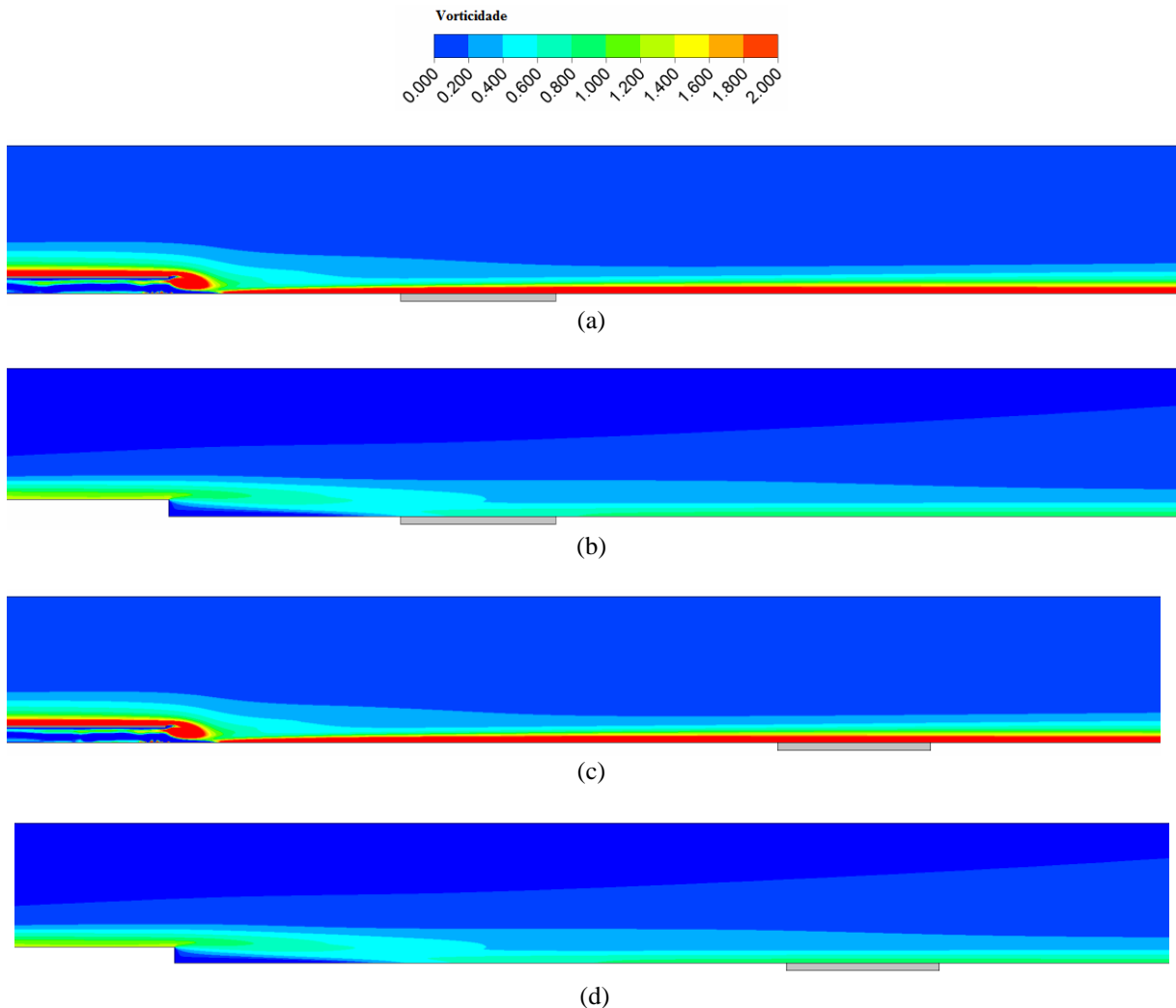


Figura 4.6 – Contornos da vorticidade instantânea normalizada, para $Re = 172$ e $St = 0,041$ em (a) “Sólido 1” na 10ª pulsação do jato sintético; (b) “Sólido 1” em regime permanente; (c) “Sólido 2” na 10ª pulsação do jato sintético; (d) “Sólido 2” em regime permanente

Conforme observa-se na Fig. (4.6), o jato sintético gera uma quantidade considerável de vorticidade que se propaga ao longo do canal. Como a vorticidade é um indicativo da presença de rotacionais de turbulência, a passagem desta vorticidade sobre a região aquecida aumenta consideravelmente a transferência de calor devido ao aumento de mistura entre as camadas de fluido. Em comparação, um escoamento de canal em regime permanente apresentaria uma camada muito menos espessa e menos intensa de vorticidade.

5 CONCLUSÕES

Jatos sintéticos apresentam-se como uma alternativa de grande potencial para aumentar a troca térmica de métodos convencionais de resfriamento por convecção forçada. Vários estudos com geometria de um jato sintético impactando diretamente contra uma superfície aquecida confirmam o aumento em desempenho térmico e indicam a possibilidade de matrizes de jatos e outras configurações mais eficientes.

Uma configuração menos convencional posiciona os jatos sintéticos paralelos a uma superfície aquecida, de modo que sua operação tem um efeito semelhante ao escoamento convencional sobre uma aleta. Esta configuração é utilizada neste estudo, onde confirmou-se que, comparado a um escoamento constante de vazão mássica média equivalente, os jatos sintéticos apresentaram melhoras no número de Nusselt e no coeficiente de convecção. Para as combinações de parâmetros geométricos e operacionais, obteve-se um aumento de número de Nusselt entre 42% a 122% maior (desprezando-se um caso de resultado questionável). Contornos de vorticidade instantânea confirmam que o desempenho térmico superior dos jatos sintéticos se dá devido ao grande aumento de turbulência que ocorre no escoamento que atravessa a região aquecida do canal, devido à maior vorticidade.

As investigações também demonstraram que alguns aspectos podem ser aprofundados, baseando-se nas informações do presente trabalho. A seguir são sugeridas motivações para futuros estudos. Devido ao tempo computacional, este estudo limitou-se à 10 pulsações para jatos sintéticos, todavia notou-se que é possível aumentar este número de pulsações e obter uma convergência de tempo maior. Também, mesmo analisando previamente as posições da superfície aquecida, é possível aprimorar esta investigação combinando o tamanho da fonte quente com uma busca para a alocação ótima termicamente. No presente estudo optou-se por utilizar como fluido refrigerante a água, por sua característica de maior acessibilidade, mas também pode servir de motivação para futuros estudos, análises com fluidos com números de Prandtl diferentes. Pode-se também agregar esta configuração com jatos impactando perpendicularmente à superfície aquecida, bem como estudar suas características geométricas para uma melhor performance. Adicionalmente, pode-se analisar os fatores geométricos que não foram incluídos neste estudo: variações no tamanho e formato do bocal do jato, adicionar a cavidade etc. Com isso poder-se-ão obter correlações mais precisas entre o aumento de Nu e os parâmetros de interesse.

Assim os jatos sintéticos podem aumentar a eficiência no arrefecimento, atendendo à demanda atual e à tendência de mercado. Através deste estudo, também conclui-se que, para velocidades maiores (aumentos do número de Reynolds), o jato sintético torna-se mais conveniente do que um método convencional. Apesar de ter englobado apenas uma parte limitada dos parâmetros geométricos e de escoamento em potencial, os resultados promissores obtidos neste estudo servem como justificativa para a continuidade de seu estudo no futuro.

REFERÊNCIAS

ANSYS CFX, **ANSYS CFX-Solver modeling Guide**. Release 12.0, 2009.

BHOWMIK, H., TSO, C. P., TOU, K.W., TAN, F. L., **Convection heat transfer from discrete heat sources in a liquid cooled**. Applied Thermal Engineering. v. 25, n. 16, p. 2532-2542, 2005.

CHANDRATILLEKE, T. T., JAGANNATHA, D., NARAYANASWAMY, R., **Heat transfer enhancement in microchannels with cross-flow synthetic jets**. International journal of thermal sciences. 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, 2010.

CHAUDHARI, M., PURANIK, B., AGRAWAL, A., **Heat transfer characteristics of synthetic jet impingement cooling**. International journal of heat and mass transfer. v. 53, n. 5 e 6, p. 1057-1069, 2010.

CROOK, A., WOOD, N. J., **Measurements and visualization of synthetic jets**. AIAA Paper 39th Aerosp. Sci. Meet. v. 145, 2001.

DIDDEN, N., **On the formation of vortex rings: rolling-up and production of circulation**. ZAMP. v. 30, n. 1, p. 101-116, 1979.

ETEMOGLU, A. B., **A brief survey economical analysis of air cooling for electronic equipments**. International communications in heat and mass transfer. v. 34, n.1, p. 103-113, 2007.

GHARIB, M., RAMBOD, E., SHARIFF, K., **A universal time scale for vortex ring formation**. Journal of fluid mechanics, v. 360, p. 121-140, 1998.

GLEZER, A., ALLEN, M. G., BRAND O., LEE, J. B., KERCHER D. S., **Microjet Cooling Devices for Thermal Management of Electronics**. IEEE Transactions on componentes and packaging Technologies. v. 26, n. 2, p. 359-366, 2003.

GLEZER, A., AMITAY, M., **Synthetic jets**. Annual review of fluid mechanics. v. 34, p. 503-529, 2002.

HESKESTAD, G., **Hot-wire measurements in a plane turbulent jet**. Journal of applied mechanics. v. 32, n. 4, p. 721-735, 1965.

HOLMAN, R., UTTURKAR, Y., MITTAL, R., SMITH, B., 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**. Proceeding of the 14th Australian fluid mechanical conference. Australia, p. 737-740, 2001.
- JAMES, R. D., JACOBS, J. W., GLEZER, A., **A round turbulent jet produced by an oscillating diaphragm**. Physics of fluids. v. 8, n. 9, p. 2484-2494, 1996.
- JAIN, M., PURANIK B., AGRAWAL A., **A numeral investigation of effects os cavity and orifice parameters on the characteristics of a synthetic jet flow**. Sensors and actuars A: Physical. v. 165, n. 2, p. 351-366, 2011.
- KALTEH, M., ABBASSI A., SAFFAR-AVVAL M., FRIJNS A., DARHUBER A., HARTING J., **Experimental and numeral investigation of nanofluid forced convection inside a wide microchannel heat sink**. Applied thermal engineering, 2011.
- KRAL, L.D., DONOVAN, J.F., CAIN, A.B., CARY, A.W., **Numerical simulation of synthetic jet actuators**. AIAA, Shear Flow Control Conference, 4th, 1997.
- KOTSOVINOS, N. E., ANGELIDIS, P. B., **The momentum flux in turbulent submerged jets**. Journal of fluid mechanics. v. 229, p. 453-470, 1991.
- LEE, C.Y., GOLDSTEIN, D.B., **Two-dimensional synthetic jet simulation**. AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 38th. 2002.
- LEE, P.S., GARIMELLA, S.V., LIU, D.. **Investigation of heat transfer in rectangular microchannels**. International journal of heat and mass transfer. v. 48, n. 9, p. 1688-1704, 2005.
- LIGHTHILL, J. **Acoustic streaming**. J. sound vib. v. 61, p. 391-419, 1978.
- MALISKA, C.R.. **Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional**. LTC Editora. 2004.
- MALLINSON, S. G., KWOK, C.Y., REIZES, J.A.. **Numeral simulation of micro-fabricated zero mass-flux jet actuators**. Sensors ans actuators A. v. 105, p. 229–236, 2003.
- MALLINSON, S. G., REIZES, J.A., HONG, G.. **An experimental and numerical study of synthetic jet flow**. Aeronaut 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. v. 28, p. 265–272, 2004.
- 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.
- MATHEWS, R. N., BALAJI, C., **Numeral simulation of conjugate, turbulent mixed convection heat transfer in a vertical channel with discrete heat sources**. International communications in heat and mass transfer. v. 33, n. 7, p. 908-916, 2006.

- 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. 2001.
- QAYOUM, A., GUPTA, V., PANIGRAHI, P. K., MARALIDHAR, K., **Influence of amplitude and frequency modulation on flow created by a synthetic jet actuator.** Sensors and Actuators A: Physical. v. 162, n. 1, p. 36-50, 2010.
- REDINIOTIS, O. K., KO, J., YUE, X., KURDILA, A. J., **Synthetic jets, their reduced order modeling and applications to flow control.** AIAA. 1999.
- SHUSTER, J. M., SMITH, D. R., **Experimental study of the formation and scaling of a round synthetic jet.** Physics of fluids. v. 19, n. 4, 2007.
- SMITH, B. L., GLEZER, A., **The formation and evolution of synthetic jets.** Physics of fluids. v. 10, n. 9, p. 2281-2297, 1998.
- SMITH, B. L., GLEZER A., **Vectoring and small scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuators.** AIAA. 1997.
- SMITH, B. L., SWIFT, G. W., **Synthetic jet at large Reynolds number and comparison to continuous jets.** AIAA. 2003.
- SMITH, B.L., TRAUTMAN, M. A., GLEZER, A., **Controlled interactions of adjacent synthetic jets.** AIAA. 1999.
- TANG, H., ZHONG, S., **Lumped element modeling of synthetic jet actuators.** Aerospace science and technology. v. 13, n. 6, p. 331-339, 2009.
- WANG, J., SHAN, R., ZHANG, C., FENG, L., **Experimental investigation of a novel two-dimensional synthetic jet.** European journal of mechanics – b/fluids. v. 29, n. 5, p. 342-350, 2010.
- WHITE, FRANK M. **Viscous Fluid Flow.** Hardcover, 1991.
- WILLIAMS R., LEE J., SAM H., MAHALINGAN R., **Synthetic jets for forced air cooling of electronics.** Magazine Eletricscooling, 2007, <http://www.electronics-cooling.com/2007/05/synthetic-jets-for-forced-air-cooling-of-electronics/>
- XU, G. P., TOU, K. W., TSO, C. P., **Numeral modeling of turbulent heat transfer from discrete heat sources in liquid-cooled channel.** Int. J. Heat mass transfer. v. 41, n. 10, p. 1157-1166, 1998.
- ZHANG, P. F., WANG, J. J., **Novel signal wave pattern to efficient synthetic jet generate.** AIAA Journal. v. 45, n. 5, p. 1058-1065, 2007.
- ZHANG, P., WANG, J., FENG, L., **Review of zero-net-mass-flux jet and its application in separation flow control.** Science in China series E: technological sciences. v. 51, n. 9, p. 1315-1344, 2008.

ZHONG, S., JABBAL, M., TANG, H., ET AL. **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, n. 3-4, p. 283-307, 2007.

**APÊNDICE A – TABELA COM DADOS EXTRAÍDOS DO CFX-POST E SOLUÇÕES
ANALÍTICAS**