



Luiz Fernando Bermero Nardi

**Caracterização Experimental de
Jato Incidente sobre Superfície
Côncava em Espaço Anular**

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial
para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica do Centro
Técnico Científico da PUC-Rio.

Orientador: Prof. Igor Braga de Paula

Rio de Janeiro
Setembro de 2018



Luiz Fernando Bermero Nardi

**Caracterização Experimental de Jato
Incidente sobre Superfície Côncava em
Espaço Anular**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica do Centro Técnico Científico da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo assinada.

Prof. Igor Braga de Paula

Orientador

Departamento de Engenharia Mecânica - PUC-Rio

Prof. Arthur Martins Barbosa Braga

Departamento de Engenharia Mecânica - PUC-Rio

Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo

Departamento de Engenharia Mecânica - PUC-Rio

Dr. Manoel Feliciano da Silva Junior

Cenpes / Petrobras

Prof. Márcio da Silveira Carvalho

Coordenador Setorial do Centro Técnico Científico - PUC-Rio

Rio de Janeiro, 19 de setembro de 2018

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem a autorização da universidade, do autor e do orientador.

Luiz Fernando Bermero Nardi

Graduou-se em Engenharia Aeronáutica no ITA (Instituto Tecnológico de Aeronáutica) em 2008. Ingressou na Petróleo Brasileiro S.A. em 2011, onde se especializou em Engenharia de Petróleo. Atuou como projetista de completação de poços. Atualmente, trabalha com qualificação de equipamentos e engenharia de confiabilidade.

Ficha Catalográfica

Nardi, Luiz Fernando Bermero

Caracterização experimental de jato incidente sobre superfície côncava em espaço anular / Luiz Fernando Bermero Nardi ; orientador: Igor Braga de Paula. – 2018.

131 f. : il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) –Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica, 2018.

Inclui referências bibliográficas

1. Engenharia Mecânica – Teses. 2. Convecção forçada. 3. Impinging jet. 4. Escoamento anular. 5. PIV. 6. Vibração induzida por escoamento. I. Paula, Igor Braga de. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Mecânica. III. Título.

CDD: 621

Dedicado ao Prof. Antonio Carlos Vieira Soares.
Suas valiosas lições continuaram presentes, em toda a minha carreira.

Agradecimentos

Agradeço, primeiramente, à PUC-Rio e a CAPES, que permitiram que eu estudasse como aluno bolsista. Também agradeço à Petrobras, por permitir que eu me dedicasse ao mestrado em tempo parcial.

Em seguida, agradeço ao professor orientador, pela grande dedicação com o projeto e por toda a atenção dispensada durante este período. Obrigado aos funcionários do Departamento de Engenharia Mecânica, que viabilizaram a execução deste trabalho.

Obrigado à minha família, pelo apoio durante a elaboração desta dissertação. Obrigado aos colegas e amigos que me incentivaram a superar desafios e alcançar esta importante meta em minha formação. Entre eles: Ana Paula Lixa e Anderson Rapello.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001

Resumo

Nardi, Luiz Fernando Bermero; De Paula, Igor Braga. **Caracterização Experimental de Jato Incidente sobre Superfície Côncava em Espaço Anular**. Rio de Janeiro, 2018. 131p. Dissertação de Mestrado - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Vibrações induzidas por escoamento tem apresentado cada vez mais importância na indústria do petróleo. A vibração de colunas produção, somada aos ciclos normais de oscilação de temperatura e pressão dos poços, pode causar o desgaste dos diversos micro-componentes presentes no sistema. Uma potencial fonte de perturbação, em poços injetores, é a turbulência do escoamento formado por um jato que sai em alta velocidade da coluna de injeção e atinge a parede do revestimento. No presente estudo, investiga-se o efeito causado por jatos confinados no espaço anular formado por dois tubos concêntricos. A geometria assemelha-se àquela de um poço injetor, entretanto os números de Reynolds analisados são inferiores ao caso real. O objetivo do presente trabalho foi analisar o comportamento desse tipo de escoamento sob diferentes condições, no que diz respeito a número de Reynolds, distância em relação a superfície e número de jatos presentes no espaço anular. O escoamento no interior do espaço anular foi caracterizado com a técnica de velocimetria por imagem de partículas com alta resolução temporal (time resolved PIV). O comportamento dinâmico das perturbações foi analisado e as estruturas espaciais mais relevantes foram estimadas utilizando a decomposição por modos próprios ortogonais. Os resultados mostram que na presença de dois jatos o escoamento apresenta flutuações periódicas mais intensas, com frequências bem definidas, sugerindo um acoplamento dos jatos. Foram realizados experimentos para estimar os coeficientes de transferência de calor associados com esse escoamento. Para isso, foram realizados experimentos com aquecimento da superfície do tubo externo. Nos casos com jatos próximos a superfície, os resultados sugerem que ocorre uma redução da transferência de calor na região de estagnação do jato.

Palavras-chave

Convecção forçada ; Impinging jet ; Escoamento anular ; PIV ; Vibração Induzida por Escoamento

Abstract

Nardi, Luiz Fernando Bermero; De Paula, Igor Braga (Advisor). **Experimental characterizing of outward annular impinging jet**. Rio de Janeiro, 2018. 131p. Dissertação de Mestrado - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Flow induced vibration has shown an increasingly higher relevance in oil and gas industry. The vibration of completion strings, plus normal cycles of wells, can cause premature failure of micro-components present in the system. Flow turbulence is a potential source of vibration for the system. In injection wells, the fluid flows from the inner pipe (completion string) towards the surface of the external pipes (casings). This flow frequently has a turbulent behaviour, due to the high flow rates employed. In the present study, flow resulting from jets in a confined annular space is investigated, for different parameters, including Reynolds number, pipe diameters and number of jets. The geometry resembles that of an injection well, however the Reynolds numbers analyzed are lower than the actual case. The flow field inside the annular space is characterized using time resolved PIV (Particle Image Velocimetry) techniques. The dynamic behavior of the perturbations was analyzed and the most relevant spatial structures were estimated using Proper Orthogonal Decomposition (POD). Results show that, in presence of two jets, flow exhibits intense periodic fluctuations, with well-defined frequencies. This suggests the presence of a coupling between jets. Experiments are carried out to estimate the heat transfer coefficients associated with this flow. In the cases with jets close to the surface, results suggest that a reduction of heat transfer occurs in the region of jet stagnation.

Keywords

Forced convection ; Impinging jet ; Annular flow ; PIV ; Flow induced vibration

Sumário

1 Introdução	20
1.1 Contribuições do trabalho	24
1.2 Organização do trabalho	25
2 Revisão bibliográfica	26
2.1. Regiões de um jato incidente com bocal cilíndrico	29
2.1.1. Jato livre	29
2.1.2. Estagnação	36
2.2. Jato de parede	37
2.3. Campos de velocidade do jato incidente sobre superfícies côncavas	39
2.4. Vibração induzida por escoamento	41
2.5. Transferência de calor	43
3 Metodologia	49
4 Aparato experimental e técnicas de medição	53
4.1. Sistema de circulação de fluido	53
4.2. Sistema de regulação térmica	58
4.3. Arranjo para medição dos campos de velocidade com a técnica de PIV	58
4.4. Calibração das imagens	61
4.5. Pré-processamento	63
4.6. Processamento PIV	66
4.7. Pós-processamento dos campos de velocidade	67
4.8. Proper Orthogonal Decomposition (POD)	67
4.9. Ensaios de transferência de calor	70

5 Caracterização do Escoamento	75
5.1. Casos analisados e exemplos de campos de velocidade medidos	75
5.2. Validação	87
5.3. Escoamento na saída do orifício	89
5.4. Região de desenvolvimento	90
5.5. Escoamento na linha de centro	92
5.6. Jato de parede	93
5.6.1. Definições	94
5.6.2. Evolução do jato de parede	95
5.6.3. Perfis de velocidade e flutuações	100
6 Análise de frequências	105
7 Transferência de calor	116
8 Conclusões	123
9 Referências bibliográficas	126

Lista de figuras

Figura 1 - Esquema típico de coluna de produção. Adaptado de https://petrowiki.org/	20
Figura 2 – Geometria do problema proposto.....	24
Figura 3 — (a) Regiões de um jato incidente em placa plana ; (b) Sub-regiões do jato livre. Fonte: (Viskanta, 1993).	27
Figura 4 – Arranjo típico de um jato do tipo fenda. Adaptado de (Zuckerman, 2006).	27
Figura 5 – Arranjo para LDV utilizado por Choi. Adaptado de (Choi, et al., 2000).	28
Figura 6 – Arranjos em fileira para (a) jatos cilíndricos ; (b) slot-jets. Adaptado de (Viskanta, 1993).	28
Figura 7 - Superfície côncava, $Re = 6000$; (a) $H/d = 3$; (b) $H/d = 2$; (Cornaro, et al., 1999).	33
Figura 8 – Superfície côncava, $Re = 6000$; $L_d = 4$ (Cornaro, et al., 1999)	34
Figura 9 – Superfície côncava, $Re = 6000$; $L_d = 1$ (Cornaro, et al., 1999)	34
Figura 10 – Definição do jato de parede; Adaptado de (Hashiehbafe, et al., 2015)	37
Figura 11 - Regiões características de um jato incidente, Adaptado de (Zuckerman, 2006)	38
Figura 12 – Planos utilizados para o PIV, em (Hashiehbafe, et al., 2015)	39
Figura 13 - Vórtices encontrados por (Hashiehbafe, et al., 2015).	40
Figura 14 – Jatos incidentes atuando sobre a parede inferior e superior da cavidade. Fonte: (Poitras, et al., 2017)	41
Figura 15 - Série temporal de $U_x U_j$, medido no ponto A. Fonte: (Poitras, et al., 2017)	42
Figura 16 – Evolução da frequência característica em função de Reynolds ; Adatpado de (Poitras, et al., 2017)	43

Figura 17 – Detalhamento do canal construído por (Kayansayan, et al., 2001)	47
Figura 18 - Seções transversais escolhidas para avaliar diferentes furações.....	51
Figura 19 - (a) Desenho esquemático do sistema de circulação de água ; (b) esquema detalhado da caixa de visualização.....	54
Figura 20 - Desenho esquemático da montagem dos tubos ; OD _{int} = 30 mm ; vista em perspectiva	55
Figura 21 - Desenho esquemático da montagem dos tubos ; OD _{int} = 20 mm ; vista em perspectiva	55
Figura 22 - Corte longitudinal da montagem dos tubos, para OD _{int} = 20 mm.....	56
Figura 23 - Plano utilizado para o PIV, no presente trabalho.	59
Figura 24 - Arranjo para PIV	60
Figura 25 – Sincronização dos equipamentos óticos	61
Figura 26 - Exemplo de calibração de imagem, utilizando a rotina implementada no Laboratório de Engenharia de Fluidos.....	62
Figura 27 - Pré-processamento das fotografias para PIV (a) imagem crua; (b) aplicação da máscara ; (c) imagem média ; (d) área de processamento após aplicação do capping	63
Figura 28 - Corte de níveis de cinza a partir de 2σ da média. Fonte: (Shavit, et al., 2007)	65
Figura 29 – Arranjo proposto, com filme de inox aquecido	70
Figura 30 - Montagem utilizada nos experimentos de condução de calor	71
Figura 31 - Vista superior do foil, em fotografia infra-vermelha (a) sem aquecimento ; (b) com aquecimento	73
Figura 32 - Média de ΔT, na parte superior do foil, para 1 jato, $\frac{L}{d} = 0,95$ e Re = 4 177	74
Figura 33 – Vetores de velocidade calculados pelo PIV	76

Figura 34 – Contornos de $ \vec{V} /\max(\vec{V})$;	78
Figura 35 – Contornos de $\frac{u_{med}}{\max(u_{med})}$ – Figura(a) ; $\frac{v_{med}}{\max(v_{med})}$ – Figura(b)	81
Figura 36 - Contornos de $\frac{u'_{rms}}{\max(u'_{rms})}$ (a) ; $\frac{v'_{rms}}{\max(v'_{rms})}$ (b)	84
Figura 37 - Contornos de velocidade radial turbulenta r.m.s - v' [m/s] ; $Re = 21\ 000$; $\frac{H}{d} = 2$; $S = 0$; Jato incidente sobre placa plana,extraído de (Abrantes, 2005).....	85
Figura 38 – Contornos de $\frac{\overline{\omega\theta}}{u_j}$, para diversos $\frac{L}{d}$; $Re = 27\ 849$	87
Figura 39 - Validação do campo de velocidades do PIV através da vazão do jato.....	87
Figura 40 - (a) Perfil de velocidade axial, na saída do jato ; (b) Intensidade turbulenta, na saída do jato ; (c), (d), curvas análogas, obtidas por (Cornaro, et al., 1999).....	90
Figura 41 - Evolução de u , para 1 jato ; $Re = 27\ 849$; (a) $\frac{L}{d} = 0,315$; (b) $\frac{L}{d} = 1,102$; (c) $\frac{L}{d} = 1,89$	91
Figura 42 - Evolução de u_{med} na linha de centro; a) $Re = 13\ 924$; (b) $Re = 20\ 886$; (c) $Re = 27\ 848$; (d) $Re = 23\ 000$; extraído de (Hashiebaf, et al., 2015)	93
Figura 43 - Definição do jato de parede ; Adaptado de (Hashiebaf, et al., 2015)	94
Figura 44 – Jatos de parede para 1 jato ; $Re = 13\ 924$	96
Figura 45 – Jatos de parede para 1 jato ; $Re = 27\ 848$	98
Figura 46 – Jatos de parede para $Re = 13\ 924$; $\frac{L}{d} = 0,9449$	99
Figura 47 – Perfis $\frac{V}{V_m}$ no jato de parede;(a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$; (c) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$; (d) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$	101

Figura 48 – Perfis $\frac{u}{V_m}$ no jato de parede ; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$; (c) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$; (d) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$	102
Figura 49 – Perfis $\frac{u_{rms}}{V_m}$ no jato de parede ; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$; (c) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$; (d) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$	103
Figura 50 – Perfis $\frac{v_{rms}}{V_m}$ no jato de parede ; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$; (c) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$; (d) (Hashiebaf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$	104
Figura 51 – Contornos de (a) $ \vec{V} = \sqrt{u^2 + v^2}$; (b) $I_{uv'} = \frac{\sqrt{u'^2_{rms} + v'^2_{rms}}}{U_j}$	107
Figura 52 – Restrição do domínio escolhida para análises de frequências dominantes	107
Figura 53 - Série temporal das flutuações em v, para o ponto A da Figura 52	108
Figura 54 – PSD global de v', em função da frequência.	109
Figura 55 – PSD global de v', em escala logarítmica.	110
Figura 56 – PSD global de v', para 2 jatos, $\frac{L}{d} = 1.89$	111
Figura 57 – POD u, para $f \in \{16.66 ; 20.66\} Hz$; 2 jatos; $\frac{L}{d} = 1,89$; $Re = 27\ 848$	112
Figura 58 – POD v, para $f \in \{16.66 ; 20.66\} Hz$; 2 jatos; $\frac{L}{d} = 1,89$; $Re = 27\ 848$	113
Figura 59 – Região com $Q < 0$, para 2 jatos;	

$\frac{L}{d} = 1,89$ e $Re = 27\ 848$	114
Figura 60 – Exemplo de medição da distribuição de temperatura na superfície, para 1 jato, $\frac{L}{d} = 0.16$; Caso (a) $Re_d = 3\ 342$; Caso (b) $Re_d = 4\ 177$	117
Figura 61 - Distribuição de Nu_d local, para 1 jato ; $\frac{L}{d} = 0.16$	118
Figura 62 – Número de Nusselt estimado experimentalmente, para diferentes distâncias entre jato e superfície	119
Figura 63 – Geometria utilizada por (Rama Kumar, et al., 2008)	121

Lista de símbolos

b	espaçamento entre jatos, para arranjos com múltiplos jatos
d	diâmetro do bocal / orifício de saída do jato (6,35 mm, no presente trabalho)
D	diâmetro do anteparo (experimentos realizados pela literatura)
D_h	diâmetro hidráulico
f	frequência [Hz]
h	coeficiente de convecção $\left[\frac{W}{m^2 \cdot K} \right]$
H	distância entre jato e parede (literatura)
ID	<i>inside diameter</i> , ou seja, diâmetro interno
$ID_{externo}$	diâmetro interno do cilindro externo
I_{uv}	intensidade de turbulência
k	curvatura do anteparo, conforme experimentos realizados pela literatura. $\left[\frac{1}{m} \right]$
k_c	coeficiente de condução do meio $\left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$
k_w	coeficiente de condução da água $\left[\frac{W}{m \cdot K} \right]$
L	distância entre jato e parede (presente trabalho)
Nu	número de Nusselt
Nu_d	número de Nusselt, calculado com base no diâmetro do orifício.
OD	<i>outside diameter</i> , ou seja, diâmetro externo
$OD_{interno}$	diâmetro externo do cilindro interno
Q	vazão volumétrica $\left[\frac{m^3}{s} \right]$
$Q(x, y, z)$	função de Okubo-Weisz $[s^{-2}]$
Pr	número de Prandtl
r	coordenada radial
Re	número de Reynolds
Re_d	número de Reynolds, calculado com base no diâmetro de saída do jato

S_{plate}	área superficial da placa aquecida [m^2]
St	número de Strouhal (no contexto de vibração induzida por escoamento) ou número de Stanton (no contexto de transferência de calor)
T	temperatura
T_0	temperatura de estagnação
U_j	velocidade nominal do jato, na saída do bocal / orifício
u, U	componente axial da velocidade do escoamento
U_{CL}	U <i>center-line</i> , ou seja, componente axial da velocidade na linha de centro do jato.
u'	flutuação r.m.s da velocidade axial do escoamento
v, V	componente transversal da velocidade do escoamento
v, V	componente transversal da velocidade do escoamento
V_2	diferença de potencial medida na placa aquecida
v'	flutuação r.m.s da velocidade transversal do escoamento
x	coordenada axial, ou seja, na direção do jato
$X_{0,5}$	espessura do jato de parede, para metade da velocidade transversal máxima
y	coordenada transversal, paralela ao eixo dos cilindros
z	coordenada binormal, perpendicular ao eixo dos cilindros e ao eixo do jato

Símbolos gregos

$\Delta \vec{s}$	deslocamento calculado pelo PIV, em cada janela de pixels.
Δt	intervalo de tempo entre pulsos de laser
θ	coordenada azimutal, [°].
ω	Vorticidade [s^{-1}]
ϕ	Modo para representação do campo de velocidades, segundo a decomposição própria ortogonal clássica.
ψ	Modo para representação do campo de velocidades, segundo a decomposição própria ortogonal com <i>snapshots</i> .

Abreviações

DIC	<i>Digital Image Correlation</i>
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i> , técnica de velocimetria baseada no efeito Doppler
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> , isto é, velocimetria por imagem de partículas
POD	<i>Proper Orthogonal Decomposition</i> , isto é, Decomposição Orthonormal em modos próprios.
PSD	<i>Power Spectrum Density</i> , ou seja, densidade espectral de potência $\left[\frac{W}{Hz}\right]$

1 Introdução

Poços injetores são comumente utilizados em reservatórios de petróleo, como método de recuperação secundária (Muggeridge, et al., 2012). A técnica consiste em aumentar a pressão no reservatório através da injeção de fluido a alta pressão. A Figura 1 apresenta um esquema típico de completação de poço, que serve tanto para a produção de petróleo como para a injeção de fluido. Na figura, os principais componentes estão destacados.

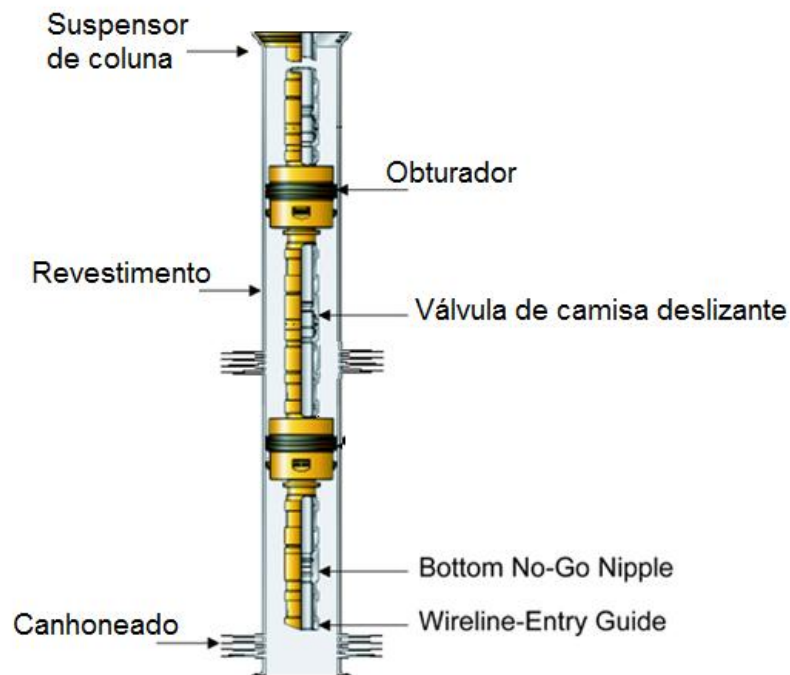


Figura 1 - Esquema típico de coluna de produção. Adaptado de <https://petrowiki.org/>

Na operação de poços de injeção, o fluido de trabalho é comprimido, na superfície, e transportado até o poço através de dutos. O fluido entra no poço pelo interior da coluna de injeção, representada em dourado na Figura 1. Da coluna de injeção, o fluido é ejetado para o espaço anular entre a coluna e o revestimento, através de válvulas de injeção, também chamadas de válvulas de camisa

deslizante. Depois de ser ejetado no espaço anular, o fluido penetra nas cavidades canhoneadas. Estas consistem em furos abertos no revestimento que dão acesso ao reservatório. O escoamento atravessa, portanto, uma geometria anular, no trecho compreendido entre as válvulas de camisa deslizante e os canhoneados.

A fim de possibilitar maior pressurização dos reservatórios de petróleo, a indústria petrolífera vem utilizando vazões de injeção cada vez mais altas. O aumento da vazão eleva os esforços mecânicos induzidos pelo escoamento na coluna de injeção e nos demais componentes da coluna que ficam localizados no espaço anular. Vibrações induzidas pelo escoamento podem ser prejudiciais aos componentes da coluna e são comumente ignoradas pelos fabricantes desses equipamentos.

No presente, trabalho buscou-se estudar o comportamento do escoamento em uma geometria anular composta por tubos concêntricos, onde jatos são expelidos do tubo interno contra a parede do tubo externo. Tal geometria é uma simplificação daquela observada nas colunas de injeção. Esse problema específico ainda não foi abordado sistematicamente na literatura. Entretanto, o problema geral pode ser, didaticamente, classificado como o de jatos incidentes sobre superfícies. Dentre os estudos de jatos incidentes um caso de especial interesse, e que se assemelha ao problema das colunas de injeção, é o de jatos sobre superfícies cônicas. Logo, escolheu-se a literatura relacionada a essa última geometria para auxiliar as análises dos resultados obtidos neste trabalho.

Tanto o problema real quanto a literatura sobre jatos incidentes sobre superfícies côncavas, abordados nesse trabalho, correspondem a jatos afogados. Por jato afogado, entende-se que o jato é expelido em um meio preenchido pelo mesmo fluido, ou seja, não há interface livre e o escoamento é monofásico.

Jatos incidentes (ou, em inglês, *impinging jets*) são amplamente utilizados, na indústria, por maximizarem a taxa de transferência de calor e de massa entre uma superfície e o escoamento. Como exemplo de aplicação, destacam-se os sistemas de refrigeração de circuitos eletrônicos, de pás de turbinas, de câmaras de combustão e de altos-fornos. De acordo com (Chauchat, et al., 2016) as taxas de transferência de calor observadas com jatos incidentes são, tipicamente, muito maiores do que aquelas obtidas somente com a convecção natural. Por essa razão, a maioria dos trabalhos encontrados na literatura dedica-se a investigar a otimização do resfriamento induzido por jatos incidentes. Como a dinâmica do escoamento tem grande influência sobre a transferência de calor, diversos trabalhos se dedicam a caracterização do escoamento de jatos incidentes (A. Hashiehbab, 2015).

De acordo com (Gardon, et al., 1965), (Hrycak, 1981), (Weigand, et al., 2011), dentre outros, os principais parâmetros que governam o problema de jatos incidentes sobre placas planas são a distância adimensional entre jato e superfície (L/d), e o número de Reynolds do escoamento ($Re_d = Ud/\nu$), baseado no diâmetro do jato, onde L é a distância entre jato e parede, U é a velocidade média do escoamento e ν , a viscosidade. Nota-se que, existem diversas combinações possíveis e regimes distintos para as diferentes combinações de parâmetros. Isso contribui, para o grande número de trabalhos, disponíveis na literatura, que foram dedicados ao estudo paramétrico do problema de jatos sobre superfícies planas.

Apesar de ser bem menos investigado, jatos sobre superfícies côncavas foram abordado em alguns trabalhos, como : (Cornaro, et al., 1999), (Lee, et al., 1999), (Kayansayan, et al., 2001), (Choi, et al., 2000), (Hashiehbaf, et al., 2015) e (Taghinia, et al., 2016). De acordo com (Lee, et al., 1999), o problema de jatos sobre superfícies côncavas adiciona a relação entre diâmetro do jato e curvatura da superfície à lista de parâmetros que influenciam o escoamento. Isso eleva ainda mais o número de combinações possíveis.

O trabalho de (Cornaro, et al., 1999) mostra que a variação de somente um desses parâmetros, o que no caso foi a distância entre o jato e superfície, pode alterar significativamente a dinâmica do escoamento. Naquele trabalho foi mostrado que, apenas para uma faixa de distâncias entre jato e superfície, ocorreram vórtices coerentes na superfície curva. Também foi observado que, em $\frac{L}{d} = 4$ e $\frac{L}{d} = 1$, ocorrem fortes oscilações do ponto de estagnação, que levam à quebra prematura dos vórtices na parede. No caso de jatos confinados, não é claro se a mesma dinâmica ocorre, para uma faixa de parâmetros similar.

Além dos parâmetros já mencionados, existe a possibilidade de utilização de múltiplos jatos para aumentar a troca de calor, no caso refrigeração/aquecimento de componentes, ou para reduzir a perda de carga no caso de injeção de fluido por orifícios, como é o caso do poço injetor. Nesses casos, a quantidade de jatos, bem como o espaçamento entre eles, pode modificar o escoamento e, conseqüentemente, a transferência de calor (Chupp, et al., 1969), (Liu, et al., 2004), (Rama Kumar, et al., 2008), (Ashok Kumar, et al., 2009). O efeito de múltiplos jatos em um ambiente confinado, como é o caso da geometria anular, ainda não é claro. Não foram encontradas referências sobre esse assunto na literatura.

Com o desenvolvimento e a disseminação das técnicas de medição de campos de velocidade, baseadas em velocimetria por imagens de partículas (PIV,

do inglês *Particle Image Velocimetry*), vem sendo possível caracterizar, em detalhe, o escoamento de jatos, sob diversas condições. Isso tem contribuído para a compreensão do problema. Exemplos recentes de aplicação da técnica, para jatos sobre superfícies planas e côncavas, são os trabalhos de (Khayrullina, et al., 2017) e (Hashiehba, et al., 2015), respectivamente. No presente trabalho, a técnica de PIV com alta resolução temporal é utilizada para caracterizar o escoamento.

Com base no que foi apresentado, brevemente, nesta introdução, pode-se inferir que ainda existem vários aspectos do escoamento de jatos confinados, na região anular de tubos concêntricos, que ainda carecem de investigação. O presente trabalho insere-se nesse contexto.

1.1

Contribuições do trabalho

Um estudo detalhado dos campos de velocidade de jatos incidente em espaço anular confinado é inédito na literatura. Essa geometria possui elementos semelhantes à geometria de jato incidente contra superfície côncava combinados com a de escoamento em anular confinado. Além disso, a presença de múltiplos jatos, nesse ambiente confinado, pode alterar significativamente o comportamento do escoamento e consequentemente a transferência de calor. A Figura 2 ilustra as distribuições de jatos investigada no presente trabalho.

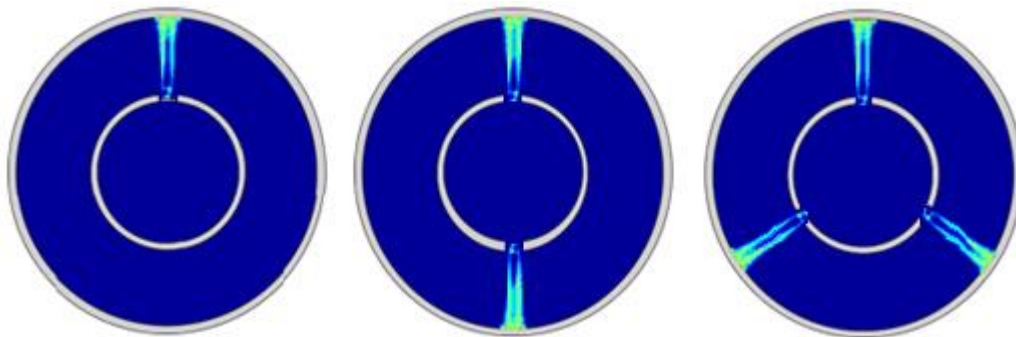


Figura 2 – Geometria do problema proposto

A principal contribuição deste trabalho foi, portanto, caracterizar esse tipo de escoamento. Uma vez feita essa caracterização, buscou-se avaliar se havia interferência entre os jatos. Além disso, observaram-se a contribuição das flutuações de velocidade do escoamento para a vibração das estruturas mecânicas localizadas no espaço anular e na troca de calor com a parede externa do anular.

1.2

Organização do trabalho

No capítulo 2, é apresentada uma descrição do fenômeno do jato incidente, concomitantemente com a revisão bibliográfica sobre o tema. O capítulo está dividido em diversos subitens, cada um referente a uma das regiões do jato incidente, a saber: jato livre, jato em desenvolvimento, estagnação e jato de parede. Também são apresentados os trabalhos realizados sobre fenômenos de vibração e condução de calor, para jatos incidentes sobre superfícies côncavas.

No capítulo 3, é apresentada a metodologia desenvolvida para a abordagem do problema, bem como critério de escolha para as variáveis de relevância.

O capítulo 4 descreve o aparato experimental e os procedimentos de medição utilizados. São descritas as principais técnicas utilizadas, como a velocimetria por imagem de partículas (PIV) e a termografia.

No capítulo 5, são apresentados os resultados obtidos para os campos de velocidade. Também é analisada a influência de diversos parâmetros sobre o escoamento, como número de Reynolds, *gap* anular entre os tubos e tipo de furação empregada. Com base nas flutuações dos campos de velocidade, é desenvolvida a análise vibracional, no capítulo 6.

No capítulo 7, constam os resultados dos experimentos de transferência de calor, sendo o principal deles a distribuição do número de Nusselt ao longo da tubulação. Será apresentada a análise de sensibilidade dessa distribuição com os diversos parâmetros relevantes, analogamente ao executado para os campos de velocidade.

O capítulo 8 apresenta as conclusões do trabalho, pontos de melhoria e sugestões para futuros trabalhos relacionados ao tema.

2

Revisão bibliográfica

O efeito de jatos incidindo sobre superfícies começaram a ser estudados em detalhe nos anos 60 (Gardon, et al., 1965). A principal utilização prática desse tipo de escoamento consiste no aumento da transferência de calor entre um fluido e uma superfície. Existe uma vasta literatura dedicada a caracterizar esse tipo de escoamento, cinemática e termodinamicamente. Os trabalhos de revisão de (Hrycak, 1981), (Weigand, et al., 2011) e (Molana, et al., 2013) ilustram isso. Apesar de bastante investigado, o problema ainda atrai interesse tanto da indústria como da academia, conforme exemplificado nos recentes trabalhos de (Zhang, et al., 2016) e (Khayrullina, et al., 2017). A atividade recente nesse campo é, em parte, motivada pelo desenvolvimento de ferramentas numéricas e experimentais que permitem estudar o problema em maiores detalhes.

O grande número de estudos dedicados à caracterização do escoamento de jatos incidentes é motivado pela grande influência que tal configuração possui na transferência de calor entre a superfície e o fluido. As características deste tipo de jato são altamente complexas e, de acordo com a revisão de (Molana, et al., 2013), inúmeras correlações de transferência de calor podem ser encontradas na literatura, para pequenas variações na geometria dos jatos. De maneira geral, os estudos da literatura podem ser didaticamente divididos em dois principais grupos: i) que tratam de jatos provenientes de bocais cilíndricos ou axi-simétricos (Figura 3) e ii) que estudam geometrias não simétricas de bocais, tais como fendas, rasgos etc. (Figura 4). A Figura 3 exemplifica esquematicamente o escoamento de um jato sobre uma placa plana. A figura ilustra diferentes regiões do jato. Na região mais afastada da parede o jato pode se comportar como um jato livre. A figura mostra também uma região onde o jato incide sobre a parede. Nessa região, tipicamente, ocorre a maior troca de calor entre o fluido e a superfície. A região de camada limite engloba a parte do escoamento onde o escoamento do jato se desenvolve paralelamente a superfície. Essa imagem é típica para diversos tipos de jatos, mas não é universal. De acordo com (Hashiehbaf, et al., 2015) a distância entre o jato e a parede pode modificar essa estrutura. por fendas podem exibir uma separação de regiões similar à de jatos axi-simétricos (Azimi, et al., 2015).

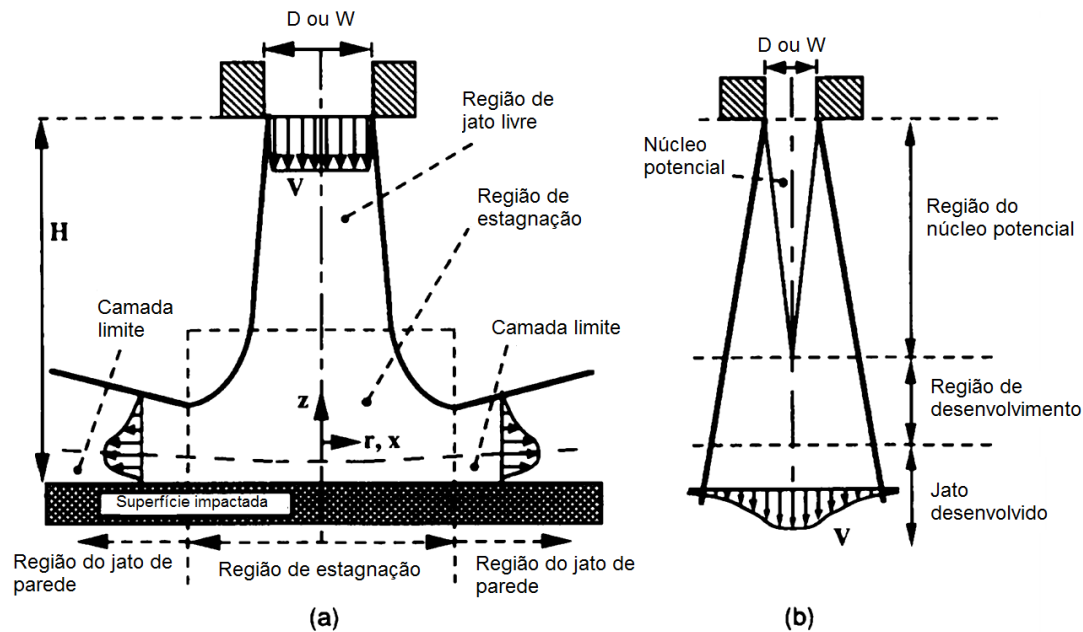


Figura 3 — (a) Regiões de um jato incidente em placa plana ; (b) Sub-regiões do jato livre. Fonte: (Viskanta, 1993).

A Figura 4 ilustra esquematicamente o escoamento de um jato proveniente de uma fenda. Apesar da geometria ser bastante diferente daquela ilustrada na Figura 3, os jatos gerados

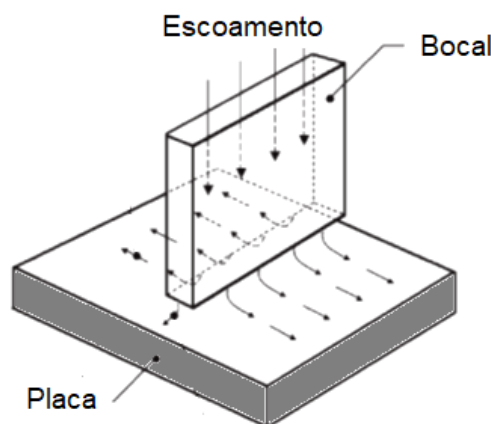


Figura 4 – Arranjo típico de um jato do tipo fenda. Adaptado de (Zuckerman, 2006).

Uma referência muito importante, para o presente estudo, foi o trabalho sobre o um jato de uma fenda sobre um superfície côncava, (Choi, et al., 2000). Outros trabalhos seguiram a mesma geometria de Choi, como (Hashieba, et al., 2015) , (Azimi, et al., 2015), (Kayansayan, et al., 2001) e (Taghinia, et al., 2016).

Aquela geometria se aproxima mais da que se pretende estudar no presente trabalho.

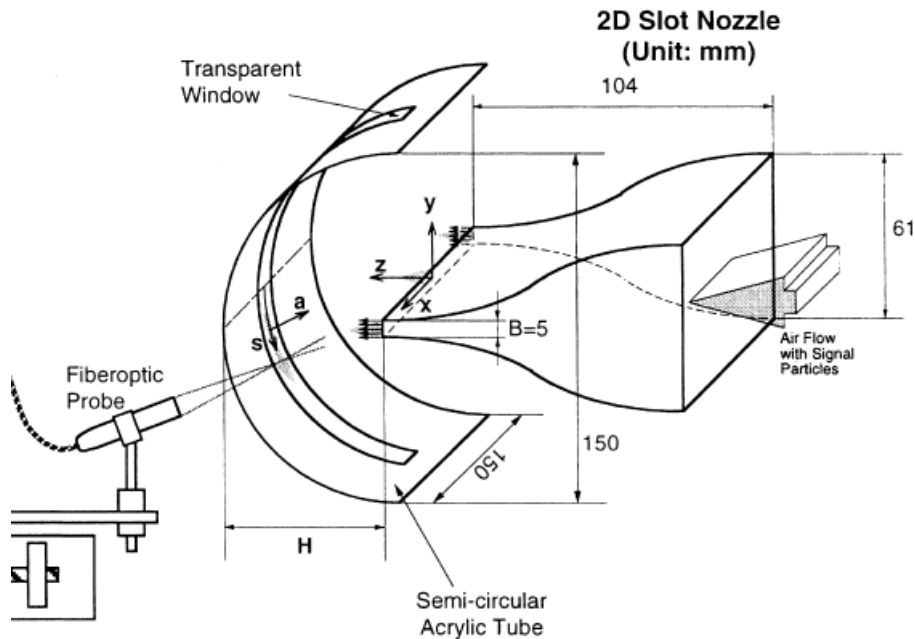


Figura 5 – Arranjo para LDV utilizado por Choi. Adaptado de (Choi, et al., 2000).

Na literatura, podem-se encontrar, ainda, combinações contendo um jato ou um conjunto de jatos, conforme descrito nos trabalhos (Goldstein, et al., 1991), (Li, et al., 2013) e (Viskanta, 1993). Este último caso é ilustrado na Figura 6.

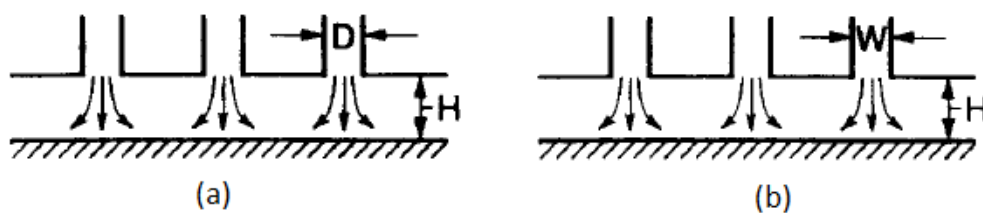


Figura 6 – Arranjos em fileira para (a) jatos cilíndricos ; (b) slot-jets. Adaptado de (Viskanta, 1993).

No caso de múltiplos jatos, um parâmetro adicional ao problema é a distância entre esses jatos. De acordo com (Goldstein, et al., 1991), dependendo do espaçamento entre os jatos, o escoamento na região de incidência (Região II - Figura 3) pode ser modificado significativamente. Nesse caso, ocorre uma mudança tanto na dinâmica do escoamento como na transferência de calor.

No presente trabalho, estudou-se o efeito de múltiplos jatos circulares em uma superfície curva, composta por um cilindro externo ao cilindro onde o jato era gerado. Com esse caso específico ainda não foi reportado na literatura, buscou-se descrever essa revisão bibliográfica com base na vasta literatura existente sobre jatos incidentes. A ideia é agrupar o que já se conhece acerca do fenômeno, para auxiliar na interpretação dos resultados obtidos neste trabalho.

2.1.

Regiões de um jato incidente com bocal cilíndrico

O comportamento do escoamento em cada uma das regiões do jato foi exaustivamente estudado na literatura para diferentes geometrias de bocal e placa, distâncias entre jato e superfície, números de Reynolds, dentre outros parâmetros. Neste trabalho, escolheu-se detalhar separadamente cada uma das regiões do jato, como apresentado a seguir.

2.1.1.

Jato livre

De acordo com a Figura 3, pode existir um núcleo potencial do jato, onde a velocidade do escoamento é igual à velocidade de saída do jato. À medida que o jato avança, o raio do núcleo potencial torna-se menor, pois intensifica-se a mistura com o fluido externo. Desse modo, o núcleo potencial, quase sempre, tem o formato de um cone. De acordo com (Hrycak, 1981), o conhecimento do comprimento do núcleo potencial do jato é importante para a eficiência de resfriamento de jatos, pois a eficiência máxima de transferência é observada no vértice do cone desse núcleo.

Conforme descrito no trabalho de (Livingood, et al., 1973), o comprimento do núcleo potencial estende-se até 6-7 diâmetros da saída do bocal, para jatos axi-simétricos. No caso de jatos retangulares ou criados por fendas, o núcleo potencial apresenta uma maior variação, ficando em torno de 4.7 a 7.7 vezes a distância entre as placas. De acordo com (Hashiehbafe, et al., 2015), para distâncias entre o jato e a superfície, menores que 4 diâmetros, esse núcleo potencial pode não ser observado. No presente trabalho, essa condição é observada para todos os casos estudados. Logo, de acordo com (Hrycak, 1981),

é esperado que a transferência de calor do tipo de jato estudado neste trabalho não tenha a eficiência máxima.

Existe uma solução analítica para a distribuição de velocidades de um jato livre, axi-simétrico com baixa intensidade de turbulência, conforme descrito no livro de (Schlichting, 1968).

$$\frac{U(x, y)}{U_j} = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(C_1 \frac{y - \frac{e}{2}}{x} \right) \right] \quad (2.1)$$

Na eq. (2.1), C_1 é uma constante empírica, onde o valor sugerido por (Schlichting, 1968) é $C_1 = 13.5$. As variáveis x , y correspondem às coordenadas na direção do jato e perpendicular ao jato, respectivamente. Já a variável e denota a largura do jato na saída do bocal. De acordo com (Reichardt, 1942), o perfil de velocidade de um jato desenvolvido possui o formato bastante semelhante ao de uma curva Gaussiana. À medida que o jato avança, o espalhamento dessa curva aumenta, ocorrendo uma diminuição do perfil de velocidade axial média. No trabalho de (Maurell, et al., 2001) e em diversos outros da literatura, foi mostrado que, para jatos livres, a velocidade média diminui linearmente com a distância do bocal. O trabalho de (Viskanta, 1993) e diversos outros associam a queda da velocidade média do jato com as altas dissipações viscosas que ocorrem na fronteira entre o jato e o fluido estagnado. Logo, jatos com intensa turbulência tendem a apresentar uma redução mais acelerada da velocidade média. No caso de jatos incidentes, o decaimento depende fortemente da distância entre o jato a superfície (Hashiehba, et al., 2015).

Na fronteira entre o jato e o fluido ao redor, que tipicamente está em repouso, existe um forte cisalhamento, que favorece a ocorrência de instabilidades do escoamento. Essas instabilidades induzem o crescimento de perturbações, que, por sua vez, tendem a aumentar a dissipação viscosa na fronteira. No caso de jatos, o problema é reconhecidamente associado a instabilidades do tipo Kelvin-Helmholz [ver livro de (Drazin, et al., 2004)].

No caso de jatos em números de Reynolds moderados, a instabilidade de Kelvin-Helmholz frequentemente dá origem a vórtices-anéis, conforme mostrado nos experimentos de (Violato, et al., 2012). O efeito desses vórtices na dinâmica dos jatos já havia sido reportado no trabalho pioneiro de (Gardon, et al., 1965). Esses vórtices promovem grande transferência de massa na fronteira do jato e são objeto de grande interesse, pois eles estão associados a mudanças nas taxas

de transferência de calor e esforços periódicos sobre o bocal e a superfície. Logo, a caracterização do comportamento do escoamento é muito relevante para o problema de vibração de estruturas mecânicas.

Os vórtices na fronteira do jato podem se comportar de maneira distinta, dependendo do número de Reynolds do escoamento. Logo, é de fundamental importância a distinção entre os regimes de escoamento laminar e turbulento. De acordo com (Hrycak, 1981), quatro diferentes regimes são observados, de acordo com o número de Reynolds, sendo eles:

1. Jato laminar “dissipado” (*‘Dissipated laminar jet’*, de acordo com (Hrycak, 1981)). Esse regime é observado para números de Reynolds, baseados no diâmetro do jato, menores que 300.
2. Jato laminar. Regime observado para $Re_d \in [300 ; 1.000]$
3. Jato semi-turbulento, que começa laminar e eventualmente se torna turbulento. Ocorre para $Re_d \in [1.000 ; 3.000]$
4. Jato turbulento, que ocorre para $Re_d > 3.000$

O presente trabalho trata dos jatos turbulentos. Nessa faixa, a dinâmica do escoamento é bem mais complexa que a dos jatos laminares e a interação entre turbulência interna do jato e das fronteiras pode acontecer (Weigand, et al., 2011).

Embora a fronteira do jato seja uma fonte importante de turbulência, não é a única região do domínio em que se observa o desprendimento de vórtices. Uma importante contribuição para a descrição do escoamento de jatos incidentes sobre superfícies côncavas, foi dada por (Cornaro, et al., 1999).

Cornaro et al. (1999) visualizou um jato de seção circular incidindo contra superfícies côncavas e convexas, utilizando técnica de visualização por fumaça, para valores relativamente altos de curvatura relativa, $\frac{d}{D} \in [0.18 ; 0.38]$. Para fins de comparação, no presente trabalho, a curvatura relativa é de, aproximadamente, 0.16. No trabalho de (Cornaro, et al., 1999), foram observados comportamentos distintos na fronteira do jato para um mesmo número de Reynolds. Diferenças significativas no escoamento foram reportadas para bocais com diâmetros variados. No caso de diâmetros maiores, o trabalho mostra que ocorre uma redução na interação da turbulência na região interna e na fronteira do jato e isso favoreceu a formação de anéis de vórtices. As estruturas em forma de anel não foram observadas para bocais com menores diâmetros. A conclusão foi que a liberação de vórtices de grande escala está associada à intensidade turbulenta na região da camada de cisalhamento livre, bem como na região central do jato. Para

intensidades menores que 10%, são observadas as grandes escalas, enquanto que, para turbulência maior que 14%, tais escalas não foram observadas.

Outro resultado de (Cornaro, et al., 1999) foi a medição do espaçamento entre os vórtices. Foi analisada a esteira de vórtices formada contra os anteparos, que em alguns dos casos apresentou estruturas coerentes e com período bem definido. A metodologia para medição do espaçamento entre vórtices, foi baseada na análise imagens, com uma técnica similar à que já havia sido utilizada no trabalho (Popiel, et al., 1991).

O espaçamento entre vórtices, medido por (Cornaro, et al., 1999) ficou entre $0,4 d$ e $0,7 d$. O trabalho mostrou também que o espaçamento entre os vórtices tipo anel é uma função do número de Reynolds. Conforme Re crescia, o espaçamento entre os vórtices decrescia. Isso é coerente com a ideia de (Hussain, et al., 1981), que sugeriram a existência de um modo adimensional preferencial para um jato livre. A frequência desse modo é dada pelo adimensional de Strouhal ($St = \frac{fD}{U}$), onde f é a frequência D , o diâmetro do jato e U , a velocidade do escoamento.

No trabalho de (Hussain, et al., 1981), o número de St encontrado para o jato ficou em torno de 0,3. Entretanto, no trabalho de (Cornaro, et al., 1999), os valores de St do jato não ficaram constantes e também divergiram dos valores sugeridos por (Hussain, et al., 1981).

Alguns fatores foram dados, por Cornaro, como causadores de instabilidade, provocando a ruptura dos vórtices, como se observa nas Figuras de 7 a 9. Entre eles, destacam-se

- Interferência com o jato livre

Quando o ponto de estagnação se encontra na região esperada para o núcleo potencial, ocorre baixa turbulência advinda do jato livre. Portanto, os vórtices formados no jato de parede ficam mais estáveis e coerentes. Em $\frac{H}{d} = 2$ e

$\frac{H}{d} = 3$, Cornaro observou vórtices igualmente espaçados e estáveis até o azimuth $\theta = 40^\circ$. Nessa posição, ocorria a quebra dos vórtices.

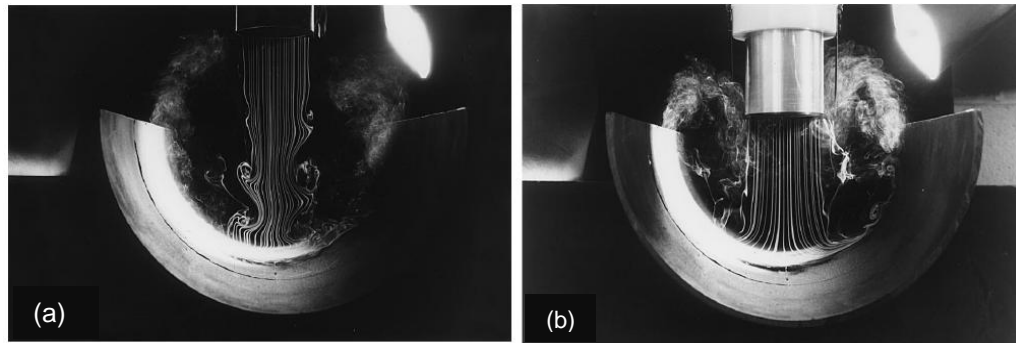


Figura 7 - Superfície côncava, $Re = 6000$; (a) $\frac{H}{d} = 3$; (b) $\frac{H}{d} = 2$ (Cornaro, et al., 1999)

Foi observada alta interferência entre o núcleo potencial do jato e o escoamento proveniente da seção 90° da placa, fenômeno conhecido por “*entrainment*”. Esse fenômeno dificultou a formação de vórtices de grande escala na região de mistura do jato livre, conforme fica visível no item (b) da Figura 7, para $\frac{H}{d} = 2$. $\frac{H}{d}$ é a distância adimensional entre o jato e a placa.

Ainda para $\frac{H}{d} = 2$, são observados vórtices pequenos, próximos à parede. Estes vórtices mantêm-se íntegros até um certo azimuth, depois decompõem-se. Nota-se, nesse caso, a recirculação do fluido para dentro do núcleo do jato.

Em $\frac{H}{d} = 3$ (b), observam-se vórtices para $Re = 6\,000$ até $\theta = 40^\circ$.

Já para a geometria $\frac{H}{d} = 4$, ou seja, com a placa posicionada no fim do núcleo potencial, não se observaram mais estruturas coerentes sobre a placa. Vórtices erráticos formaram-se na região do jato livre. Esses vórtices, ao

impactarem sobre a placa, causavam forte oscilação na posição do ponto de estagnação, afetando toda a esteria de vórtices da parede.

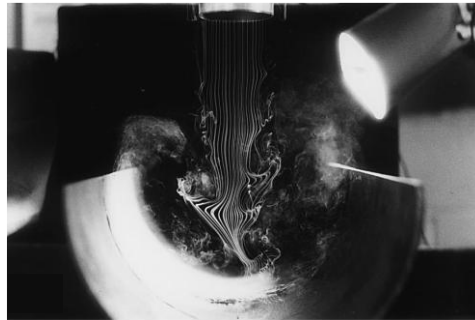


Figura 8 – Superfície côncava, $Re = 6000$; $\frac{L}{d} = 4$ (Cornaro, et al., 1999)

Em $\frac{H}{d} = 1$, aumenta-se a exposição do jato de parede à região do jato livre (*entrainment*) e a esteria turbilhonar sobre a placa fica mais suscetível às perturbações advindas da turbulência do jato livre.

Para $\frac{H}{d} = 1$, são observados alguns vórtices coerentes, de pequena escala. Esses vórtices mantêm integridade até $\theta = 90^\circ$, bordos de fuga da placa côncava. Porém, observa-se forte oscilação axial, próximo à placa.



Figura 9 – Superfície côncava, $Re = 6000$; $\frac{L}{d} = 1$ (Cornaro, et al., 1999)

Observou-se que, para $\frac{H}{d} = 1$, que a esteira turbilhonar se descola da placa curva, em um fenômeno chamado *lift-off*.

- Curvatura relativa do anteparo

A curvatura do anteparo é medida pelo inverso de seu raio $\left(\frac{1}{R}\right)$. Pode ser adimensionalizada pela curvatura do bocal, resultando na curvatura relativa.

$$k_r = \frac{\frac{1}{R}}{\frac{1}{r}} = \frac{\frac{1}{D}}{\frac{1}{d}} \rightarrow k_r = \frac{d}{D}$$

Altos valores de curvatura relativa representam altas acelerações centrípetas impostas ao jato de parede. Nas medições efetuadas por Cornaro, para superfícies convexas, altas curvaturas relativas funcionavam como fator estabilizador. Porém, para as superfícies côncavas, altas curvatura são fator desestabilizador.

Para as superfícies côncavas, a influência de $\frac{d}{D}$ ocorre de maneira combinada com $\frac{H}{d}$. Para $\frac{H}{d} = 2$ e $\frac{H}{d} = 3$, quanto menor a curvatura relativa (ou seja, quanto maior o diâmetro da placa), mais estáveis são os vórtices junto à parede. Esses vórtices desintegravam-se apenas no azimute $\theta = 40^\circ$.

O trabalho de (Cornaro, et al., 1999) mostrou ainda que a curvatura relativa do jato também é um fator que influência na dinâmica do escoamento. Nas medições efetuadas por Cornaro, para superfícies convexas, altas curvaturas relativas funcionavam como fator estabilizador. Porém, para as superfícies côncavas, altas curvatura são fator desestabilizador.

Para as superfícies côncavas, a influência de $\frac{d}{D}$ ocorre de maneira combinada com $\frac{H}{d}$. Para $\frac{H}{d} = 2$ e $\frac{H}{d} = 3$, quanto menor a curvatura relativa (ou seja, quanto maior o raio da superfície onde o jato incide), mais estáveis são os vórtices junto à parede. Um resumo das observações feitas naquele trabalho pode ser visto na Tabela 1.

Tabela 1 – Extensão da zona de vórtices coerentes, junto à superfície côncava cilíndrica. Fonte: (Cornaro, et al., 1999)

Flow situation	$H/d = 4$	$H/d = 3$	$H/d = 2$	$H/d = 1$
47.2 mm, $Re = 6000$	Immediate breakdown	Immediate breakdown	$\sim 30^\circ$	Oscillates on and off surface
72.6 mm, $Re = 6000$	Immediate breakdown	$\sim 40^\circ$	Remain as long as smoke is visible	Oscillates on and off surface
72.6 mm, $Re = 10,000$	Immediate breakdown	Immediate breakdown	$\sim 35^\circ$	Oscillates on and off surface
98.6 mm, $Re = 6000$	Immediate breakdown	Immediate breakdown	Remain as long as smoke is visible	Oscillates on and off surface
98.6 mm, $Re = 10,000$	Immediate breakdown	Immediate breakdown	Remain as long as smoke is visible	Oscillates on and off surface
98.6 mm, $Re = 15,000$	No data avail.	Immediate breakdown	$\sim 35^\circ$	Oscillates on and off surface

As investigações do presente trabalho estão focadas nos regimes com H/d entre 0,3 e 2 e com razões de curvatura da ordem de 0,16. Os números de Reynolds do escoamento, nos ensaios de medição dos campos de velocidade, são consideravelmente maiores do que aqueles utilizados no trabalho de Cornaro et. al. Sendo assim, não foi possível estimar a priori, com base na literatura, o comportamento do escoamento nas condições do presente trabalho. De qualquer maneira, as informações da literatura servirão de base para comparação entre os resultados do presente trabalho e da literatura.

2.1.2. Estagnação

À medida que o fluido se aproxima da parede, ocorre o decaimento da velocidade axial e aumento da pressão estática, até o valor da pressão de estagnação. Conforme observado por (Maurell, et al., 2001), poucos autores se interessaram pelo estudo da dinâmica da região de estagnação, também chamada de zona de recompressão ou zona de impingimento. Alguns autores, porém, reportaram resultados de velocimetria para a estagnação. É o caso de (Beltaos, et al., 1973), que obtiveram uma expressão semi-analítica para o decréscimo da velocidade, na linha de centro do jato. Recentemente, o problema foi revisitado no trabalho de (Khayrullina, et al., 2017) e medições detalhadas do campo de velocidades na região de estagnação foram realizadas com a técnica de PIV. Os resultados mostraram que a região de estagnação estende-se por 20 a 30% do comprimento do jato. Esses valores foram observados para distâncias adimensionais $\left(\frac{H}{d}\right)$ maiores que 4. Para o caso de jatos mais próximos da superfície, essa relação entre região de estagnação e comprimento do jato, ainda não é bem clara.

2.2.

Jato de parede

Corresponde à região em que o fluido se move paralelamente à parede, conforme ilustrado na Figura 10. Nessa região, ocorre aumento das tensões, devido a um aumento local da velocidade do escoamento. Isso ocorre porque as dimensões iniciais da camada limite do jato na superfície são, tipicamente, menores que a espessura do jato. À medida que se desenvolve, o jato se espalha radialmente e, no caso de jatos axi-simétricos, espera-se que ocorra uma redução da velocidade média, devido a esse espalhamento.

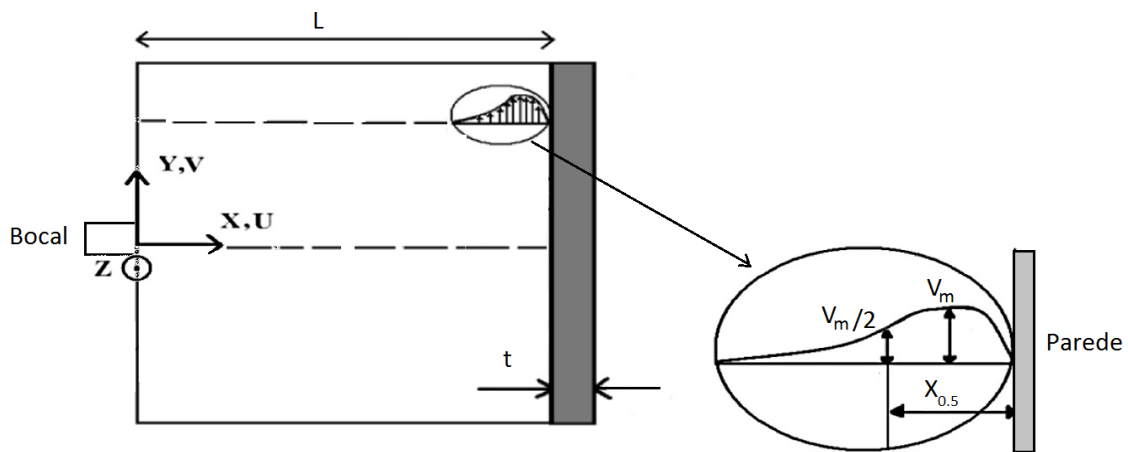


Figura 10 – Definição do jato de parede; Adaptado de (Hashiehbf, et al., 2015)

Para caracterizar o escoamento nessa região, é interessante analisar o campo de velocidade tangencial, conforme ilustrado na Figura 10. O escoamento na camada limite do jato apresenta valor de velocidade nula, junto à parede. À medida que se afasta da parede, a velocidade aumenta até um valor máximo e, depois, a velocidade volta a diminuir, tendendo a zero. De acordo com (Jenkins, et al., 1973), define-se a espessura do jato de parede em função da coordenada y , calculando-se qual a distância até a parede em que a velocidade cai a uma certa fração de seu valor máximo. Tipicamente, o valor 0,5 é utilizado na literatura [(Jenkins, et al., 1973), (Hashiehbf, et al., 2015), (Khayrullina, et al., 2017) etc.]. Segundo (Zuckerman, 2006), a espessura mínima do jato de parede ocorre em torno do ponto de estagnação e gira em torno de 0,75 a 3 vezes o diâmetro do bocai. À medida em que o jato evolui, ele se torna mais espesso. Conforme

mostrado por (Zuckerman, 2006), os vórtices provenientes da região de parede, eventualmente, podem dar origem a jatos secundários, conforme ilustrado na Figura 11. No trabalho de (Zuckerman, 2006) esses jatos secundários são chamados de fontes. Em jatos confinados esse tipo de estrutura ainda não foi reportada na literatura.

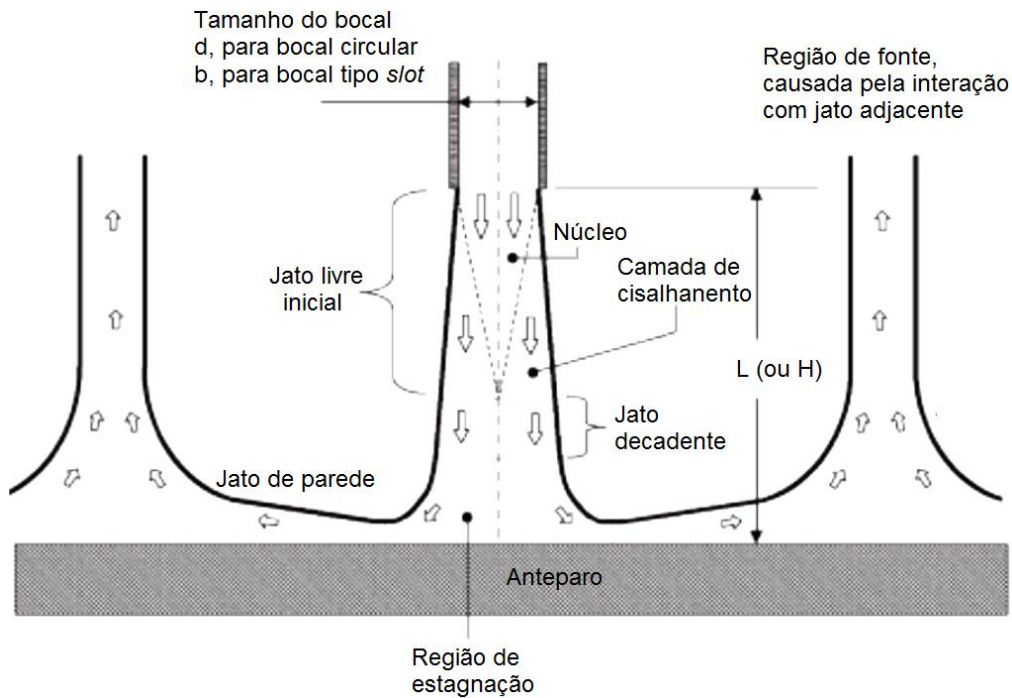


Figura 11 - Regiões características de um jato incidente, Adaptado de (Zuckerman, 2006)

2.3.

Campos de velocidade do jato incidente sobre superfícies côncavas

No trabalho de (Hashiehbaf, et al., 2015) foi investigado o campo de velocidades de um jato incidente sobre superfícies côncavas, conforme esquematizado na Figura 12. A geometria investigada naquele experimento apresenta algumas similaridades com o presente estudo, e por isso uma revisão detalhada dos resultados daquele trabalho são apresentadas nessa seção. O trabalho (Hashiehbaf, et al., 2015) apresenta medições de velocidade em diversas regiões do jato. Os resultados são comparados com a literatura disponível para jatos sobre superfícies planas. O trabalho mostrou que o comportamento do jato se assemelhava bastante ao do jato livre, exceto na região da parede, onde a velocidade caía abruptamente para zero.

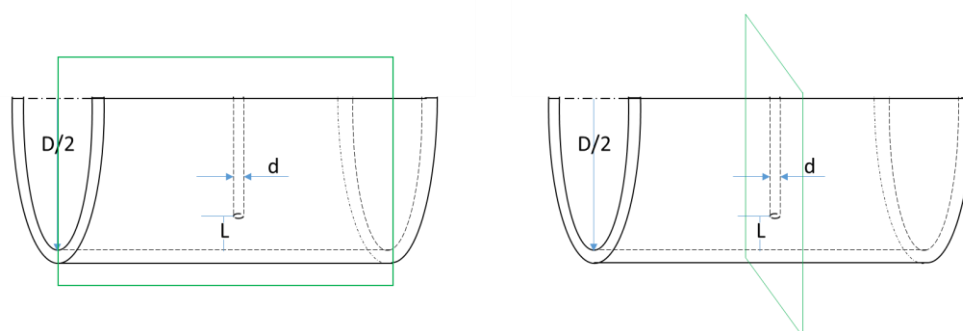


Figura 12 – Planos utilizados para o PIV, em (Hashiehbaf, et al., 2015)

O trabalho de (Hashiehbaf, et al., 2015) apresenta medições de velocidades médias e flutuações para diferentes configurações, com respeito a número de Reynolds e distâncias entre o jato e a parede. Tais medições são utilizadas para comparações qualitativas com os resultados desta tese e serão apresentadas no capítulo de Resultados. As comparações são qualitativas, porque os parâmetros não são os mesmos utilizados no presente trabalho.

As medições dos campos de velocidade na região de jato de parede apresentadas por (Hashiehbaf, et al., 2015) indicaram a presença de estruturas coerentes, na camada limite turbulenta. Como a fase das estruturas era errática, em relação a aquisição dos dados, foi utilizada a técnica de decomposição em modos próprios (ou *Proper Orthogonal Decomposition* – POD, do inglês). A técnica do POD será explicada em mais detalhes na seção 4.8. Em linhas gerais,

a técnica consiste em aplicar uma metodologia de solução do problema de autovalor aos campos de velocidade. Assim, os modos próprios dos campos de velocidade podem ser estimados. Os resultados sugeriram que as estruturas coerentes dos jatos livres são fortemente reduzidas para distâncias pequenas entre o jato e a parede. Nessa condição, algumas estruturas na região de jato de parede foram capturadas com a técnica de decomposição em modos próprios. Ainda assim, a energia dessas estruturas não era muito grande em relação a energia total das flutuações turbulentas.

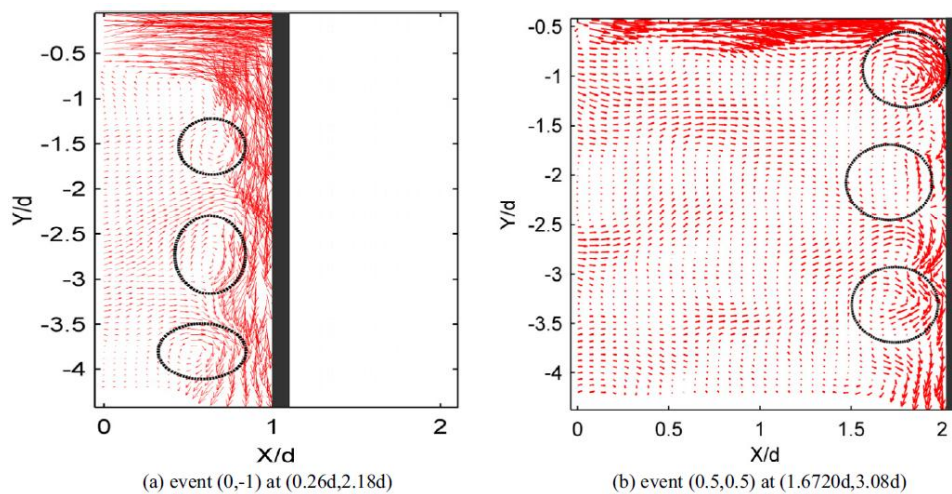


Figura 13 - Vórtices encontrados por (Hashiehba, et al., 2015).

O problema da transferência de calor não foi abordado no trabalho de (Hashiehba, et al., 2015), tendo o autor apenas sugerido as posições mais prováveis para a máxima transferência de calor, com base nas medições das tensões de Reynolds do escoamento. Tais sugestões ainda carecem de comprovação da literatura.

2.4.

Vibração induzida por escoamento

Um dos objetivos do presente estudo foi abordar o problema da formação periódica de vórtices, ou estruturas coerentes, que tendem a criar carregamentos oscilatórios em estruturas mecânicas. Alguns trabalhos da literatura dedicaram-se a analisar a periodicidade dos vórtices presentes no escoamento de jatos incidentes, sob diferentes condições.

No trabalho de (Poitras, et al., 2017), por exemplo, foram realizadas simulações numéricas para jatos incidentes contra superfícies côncavas, com geometria semelhante à utilizada por (Gilard, 2004). Diferentes distâncias entre o jato e a parede foram analisadas. Alguns dos resultados daquele trabalho são reproduzidos na Figura 14. Observa-se que os resultados daquela simulação corroboram, de maneira qualitativa, com as observações feitas no trabalho de (Cornaro, et al., 1999) e apresentadas na Figura 7 (a). Como os números de Reynolds e as relações geométricas são diferentes, os resultados mostram algumas diferenças visíveis. Ainda assim, é possível avaliar que o efeito da curvatura da superfície pode influenciar significativamente o jato, já na saída do orifício. De acordo com (Cornaro, et al., 1999), isso só é verificado para distâncias entre jato e superfície maiores que quatro diâmetros do jato.

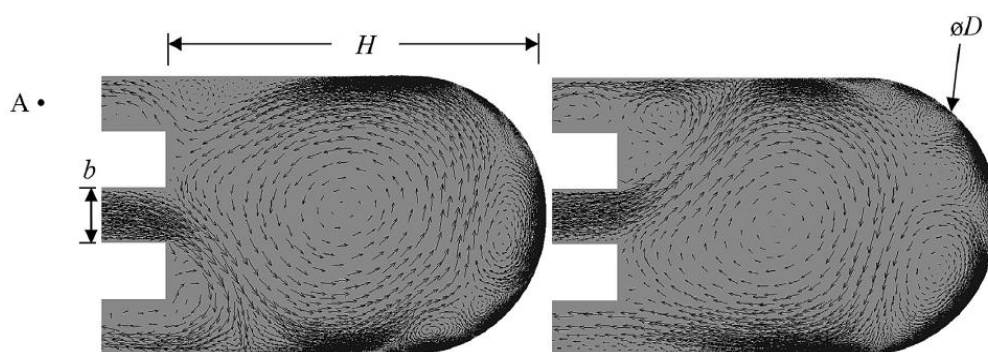


Figura 14 – Jatos incidentes atuando sobre a parede inferior e superior da cavidade. Fonte: (Poitras, et al., 2017)

Os resultados apresentados por (Poitras, et al., 2017) indicam flutuações periódicas de velocidade, conforme ilustrado na Figura 15. A frequência dessas oscilações ficou na ordem de 1Hz. Naquele caso as oscilações foram atribuídas ao confinamento do escoamento. Esse confinamento permitiu que jato de parede

perturbasse o escoamento na saída do bocal, criando assim um acoplamento entre essas regiões do jato. No presente trabalho, pretende-se estudar o efeito do confinamento em jatos próximos a superfícies e a influência da presença de mais de um jato nesse ambiente confinado. Devido às diferenças significativas em relação aos trabalhos da literatura, não é possível estimar, à priori, se o presente trabalho apresentará um acoplamento similar ao reportado por (Poitras, et al., 2017).

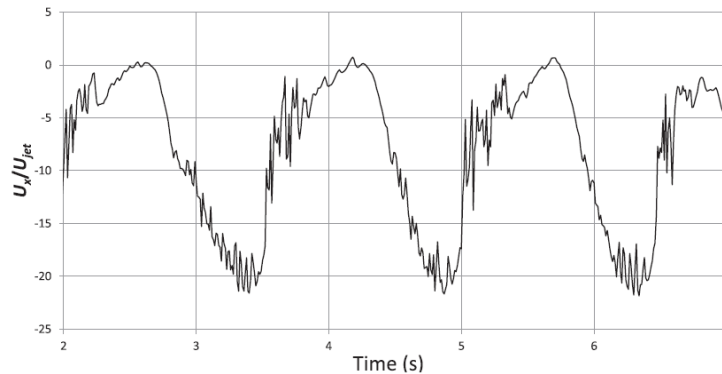


Figura 15 - Série temporal de $\frac{U_x}{U_{jet}}$, medido no ponto A. Fonte: (Poitras, et al., 2017)

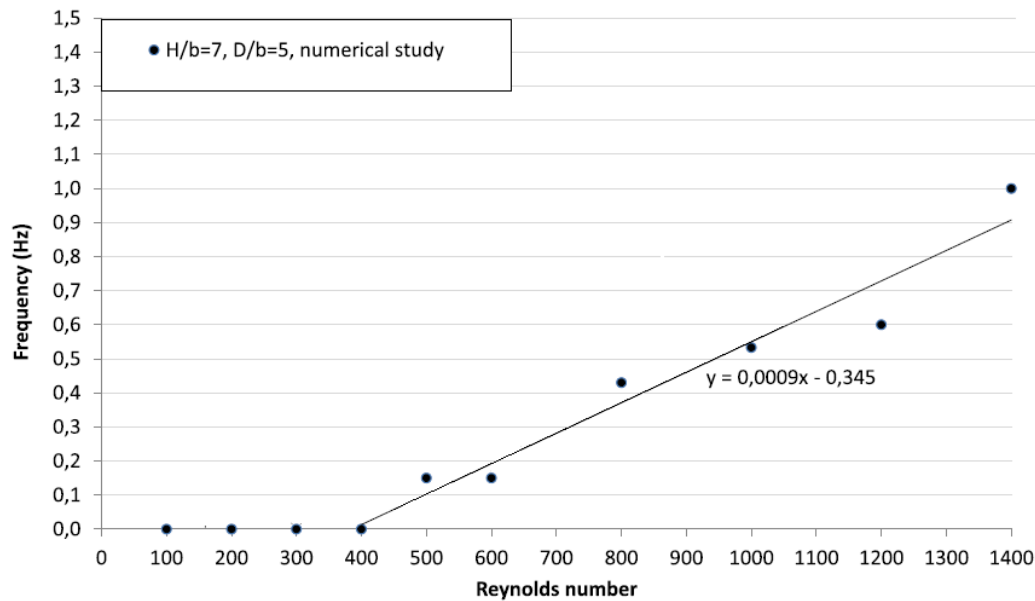


Figura 16 – Evolução da frequência característica em função de Reynolds ; Adatpado de (Poitras, et al., 2017)

Os autores obtiveram uma correlação, relacionando o número de Reynolds com a frequência característica obtida para a cavidade. Dada a semelhança geométrica da cavidade utilizada por (Poitras, et al., 2017) e do anular confinado do presente trabalho, foi possível a comparação entre os resultados de frequência encontrados, conforme será mostrado no capítulo 6.

2.5. Transferência de calor

A transferência de calor em jatos incidentes vem sendo estudada por mais de 50 anos (Gardon, et al., 1965). Os métodos de investigação utilizados dividem-se entre experimentais, numéricos e analíticos. Em todos os estudos, um parâmetro de grande importância para a medição da transferência de calor é o número de Nusselt:

$$Nu = h \frac{D_h}{k_c} \quad (2.2)$$

Na Eq. (2.2), D_h é a dimensão de referência, k_c o coeficiente de condução do meio e h , o coeficiente de transferência de calor por convecção forçada. No

caso em que os mecanismos de transferência de calor dominantes no sistema são a convecção forçada do jato e a condução normal a parede, pode-se estimar h através da conservação de calor:

$$h = \frac{-k_c \frac{\partial T}{\partial \bar{n}}}{T_{0jato} - T_w} \quad (2.3)$$

Na Eq. (2.3) ,

$\frac{\partial T}{\partial \bar{n}}$ é o gradiente de temperatura normal à parede;

T_{0jato} é a temperatura de estagnação do jato. Consiste na temperatura de parede, após a desaceleração do escoamento. Esse parâmetro ganha maior importância para altos números de Mach. Do contrário, pode ser aproximado como a temperatura estática do jato, $T_{0jato} \cong T_{jato}$.

O fator de recuperação da parede descreve qual porcentagem de energia cinética é transformada em energia térmica, durante a desaceleração do jato.

$$F.R. = \frac{T_{parede} - T_{0jato}}{U_{jet}^2 / 2 c_p} \quad (2.4)$$

c_p → Calor específico a pressão constante

U_{jet} → Velocidade do jato

Experimentos conduzidos por (Goldstein, et al., 1986) mostram que o fator de recuperação varia entre 70% a 110%, com valores menores para jatos com baixo $\frac{L}{d}$. Para jatos com $\frac{L}{d} > 6$, foram medidos fatores de recuperação 100% elevados. A mistura dos jatos é outro fator que influencia a temperatura de impacto, uma vez que o fluido ambiente interage com o jato, trocando calor com este.

Experimentos de medição da transferência de calor geralmente aplicam um fluxo de calor constante ao anteparo do jato. As variáveis medidas são a temperatura do jato, bem como a temperatura em diversos pontos do anteparo. Os resultados experimentais são, tipicamente, correlacionados pela expressão (2.5).

$$Nu = C Re^n Pr^m f\left(\frac{L}{d}\right) \quad (2.5)$$

A Tabela 2, adaptada de (Zuckerman, 2006), apresenta algumas correlações existentes na literatura para estimar o número de Nusselt.

Tabela 2 - Correlações existentes para estimativa de Nu. Adaptado de (Zuckerman, 2006).

Correlação	Tipo de bocal	Variáveis fornecidas	Range de validade
Florschuetz et al.	Fileira de jatos cilíndricos, orifício	$Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [2\,500 ; 70\,000]$ $\frac{L}{d} \in [1 ; 3]$
Gori & Bossi	Slot-jet sobre superfície externa de cilindro	$Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [4\,000 ; 20\,000]$ $\frac{L}{d} \in [2 ; 12]$
Huber & Viskanta	Fileira de jatos cilíndricos, orifício	$Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [3\,400 ; 20\,500]$ $\frac{L}{d} \in [0,25 ; 6]$
Lytle & Webb	Jato cilíndrico simples, tubo	Nu_0 $Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [3\,600 ; 30\,000]$ $\frac{L}{d} \in [0,1 ; 1]$
Tawfek	Jato cilíndrico simples, tubo e bocal afilado	$Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [3\,400 ; 41\,000]$ $\frac{L}{d} \in [6 ; 58]$
Wen & Jang	Jato cilíndrico simples, tubo	$Nu_{\text{médio}}$	$Re \in [750 ; 27\,000]$ $\frac{L}{d} \in [3 ; 16]$

Na Tabela 2, a denominação orifício aplica-se a jatos provenientes de orifícios estreitos, sobre os quais são aplicados diferencial de pressão. O exemplo mais comum de jato de orifício são os *slot-jets*. Jatos de orifício, tipicamente, apresentam perfis de velocidade mais homogêneos, em relação aos jatos de bocal. Outra diferença importante é o menor nível de turbulência dos jatos de orifício. Isso ocorre porque, em um bocal, o escoamento se desenvolve em forma de parábola, com nível considerável de turbulência na saída.

A correlação proposta por Huber & Viskanta está apresentada na Eq. (2.6). Ela é válida para jatos em fileira ou em matriz quadrangular, para jatos de orifício. Sua aplicação é limitada para $\frac{p_{jet}}{d} \in [4 ; 8]$, sendo p_{jet} o espaçamento entre bocais.

$$Nu_{avg} = 0,285 Re^{0,71} Pr^{0,33} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,123} \left(\frac{p_{jet}}{d}\right)^{-0,725} \quad (2.6)$$

Já a correlação de Lytle & Webb pode ser aplicada para jatos simples, numa ampla faixa de Reynolds. Para $Re \in [3\,700 ; 30\,000]$, a correlação consegue prever o número de Nusselt no ponto de estagnação, conforme Eq. (2.7)

$$Nu_0 = \begin{cases} 0,726 Re^{0,53} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,191} & ; \text{ para } \frac{L}{d} \leq 1 \\ 0,663 Re^{0,53} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,248} & ; \text{ para } \frac{L}{d} \leq 0,5 \\ 0,821 Re^{0,5} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,288} & ; \text{ para } \frac{L}{d} \leq 0,25 \end{cases} \quad (2.7)$$

Os picos radiais de Nusselt, no anteparo, são localizados em

$$\frac{r_{\max}}{d} = 0,188 Re^{0,241} \left(\frac{L}{d}\right)^{0,224} \quad (2.8)$$

Já os valores médios para Nusselt são dados pela Eq. (2.9)

$$Nu_{avg} = \begin{cases} 0,424 Re^{0,57} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,33} & ; \text{ em } \frac{r}{d} \in [0 ; 1] \\ 0,150 Re^{0,67} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,36} & ; \text{ em } \frac{r}{d} \in [0 ; 2] \end{cases} \quad (2.9)$$

O trabalho de (Kayansayan, et al., 2001) investigou a condução de calor advinda do resfriamento de superfície côncava através de um jato do tipo fenda. Naquele caso, o confinamento não era total, e compreendia somente meia seção de um tubo. No presente caso, o confinamento é total e deseja-se o efeito de múltiplos jatos excitados na seção transversal. Ainda assim, os resultados de (Kayansayan, et al., 2001) são interessantes e úteis para este trabalho. Naquele trabalho, foram efetuadas medições experimentais e simulações numéricas, tendo os autores conseguido obter uma correlação para a transferência de calor, medida no ponto de estagnação

$$Nu = 2,6 Re^{0,26} \left(\frac{L}{d}\right)^{-0,445} \quad (2.10)$$

A correlação foi proposta para a seguinte faixa de parâmetros: $Re \in [1\,000 ; 10\,000]$; $\frac{L}{d} \in [2,2 ; 4,2]$; $\frac{r_2}{r_1} \in [1,5 ; 2,75]$, onde r_2 e r_1 são os raios externo e interno do canal anular, conforme esquema da Figura 17.

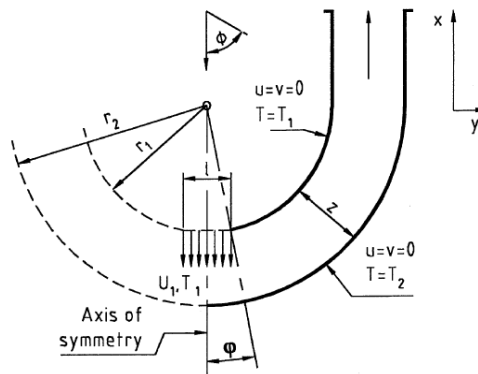


Figura 17 – Detalhamento do canal construído por (Kayansayan, et al., 2001)

Conforme sugerido pela equação (2.10), a razão $\frac{r_2}{r_1}$ não teve muita influência sobre o valor médio de Nu na placa, limitando-se apenas a mudar o formato das curvas de Nu local. O autor também efetuou medições para o coeficiente de pressão, na região do jato de parede. (Azimi, et al., 2015).

A transferência de calor de jatos do tipo fenda em superfícies côncavas também foi abordada no trabalho de (Azimi, et al., 2015). A geometria utilizada naquele trabalho tinha pequenas diferenças em relação àquela do trabalho de (Kayansayan, et al., 2001). No trabalho de (Azimi, et al., 2015) o espaço confinado foi construído com dois tubos concêntricos e a parte diametralmente oposta à superfície onde o jato incide foi cortada, para a saída do escoamento. Utilizando-se de abordagem numérica e experimental, (Azimi, et al., 2015) determinaram a transferência de calor entre um jato do tipo fenda e uma placa côncava aquecida. A temperatura do fluido no espaço anular foi medida utilizando-se interferometria de Mach-Zehnder. A faixa de parâmetros coberta pelo experimento foi $Re_j \in [100; 1\,000]$ e duas razões de espaçamento, $\frac{z}{b} \in [4,2; 12,5]$. (Azimi, et al., 2015) reportaram um decréscimo do número de Nusselt com a coordenada θ , fato que o autor atribuiu ao crescimento da camada limite térmica. Os valores do número de Nusselt obtidos naquele trabalho ficaram na faixa de 2 a 12. É interessante notar que aplicando-se os parâmetros utilizados no trabalho de (Azimi, et al., 2015) na correlação proposta por (Kayansayan, et al., 2001) obtêm-se números de Nusselt da ordem de 30 a 60. Logo, nota-se que ainda existem diferenças significativas entre os trabalhos e há espaço para melhoria das correlações existentes.

A revisão apresentada nesse capítulo teve o objetivo de definir alguns conceitos básicos acerca do problema de jatos incidentes sobre superfícies. Além disso, foram enfatizados os alguns tópicos importantes que são abordados com frequência no estudo de jatos. Uma revisão sobre os principais trabalhos relacionados com o tópico desta dissertação foi apresentada e buscou-se evidenciar a carência de trabalhos na literatura relacionados à geometria proposta para este estudo. Ainda assim, foram descritas as principais contribuições e resultados de publicações recentes que possuem alguma similaridade com o presente trabalho.

3 Metodologia

O problema de vibração induzida por jatos no interior do espaço anular formado por tubos concêntricos de diferentes diâmetros foi abordado neste trabalho, através da caracterização dos campos de velocidade do escoamento. Assumiu-se que a força periódica causada pela turbulência do escoamento pode ser uma fonte de vibração da estrutura. Analisaram-se as séries temporais dos campos de velocidade, de modo a encontrar flutuações de velocidade de alta amplitude e com períodos bem definidos. Cabe ressaltar que a interação entre fluido e a estrutura não foi considerada, tendo o estudo se limitado às características do escoamento.

Conforme descrito na revisão bibliográfica, o problema de jatos incidentes sobre superfícies côncavas foi recentemente investigado na literatura para uma faixa restrita de parâmetros (Hashieba, et al., 2015). Entretanto, o efeito do confinamento do jato em um anular fechado não é claro. Também não é claro se a presença de múltiplos jatos em uma mesma seção transversal do anular pode induzir oscilações periódicas do escoamento, como no caso da separação na esteira de cilindros.

Os experimentos deste trabalho foram realizados em laboratório e, portanto, os números de Reynolds cobertos foram muito menores do que aqueles esperados para o problema real de poços injetores. Para deixar clara a diferença entre o caso real e o experimento, resumiram-se os parâmetros de cada caso nas Tabela 3 e Tabela 4, respectivamente.

Tabela 3 – Estimativa do número de Reynolds na saída das válvulas, em poço injetor de água

Q coluna	200	ton / hora	ρ fluido	1.000	kg/m ³
Q coluna	0,0556	m ³ /s	μ	1 E-03	Pa s
N furos	10				
D furo	1	in	A furada	0,0051	m ²
D furo	0,025	m	U jato	10,96	m/s
			Re _d furo	2,78E+05	

A Tabela 3 mostra a memória de cálculo utilizada para a determinação de Re do escoamento no poço, considerando válvulas de injeção fictícia, com 10 furos de 1 *pol* de diâmetro cada.

A vazão de injeção adotada foi extraída de (Clearwater, et al., 2015), que relatou vazões da ordem de $200 \frac{\text{ton}}{\text{hora}}$ de água, para um campo situado na Nova Zelândia.

A velocidade do jato (U_{jato}) refere-se à velocidade de saída do jato, em cada um dos orifícios. Foi calculada usando-se $U_{jato} = \frac{Q}{A_{furada}}$.

De acordo com a Tabela 3, pode-se perceber que os números de Reynolds encontrados são bastante altos, da ordem de 10^5 . Esses valores inviabilizam um estudo do problema em escalas razoavelmente próximas das de campo. Para fins de comparação, a faixa de parâmetros escolhida para os ensaios deste trabalho, e apresentadas na Tabela 4, tem magnitude da ordem 10^4 .

Tabela 4 – Estimativa do número de Reynolds máximo para o experimento com 1 furo

Q coluna	500	L/h	ρ fluido	1000	kg/m ³
Q coluna	0,000139	m ³ /s	μ	1,00E-03	Pa s
N furos	1		A furada	0,05	in ²
D furo	0,25	in	A furada	3,17E-05	m ²
D furo	6,35	mm	U jato	4,39	m/s
			Re _d furo	27 850	

Com base nas tabelas apresentadas, nota-se que os números de Reynolds envolvidos diferem em uma ordem de grandeza. Portanto, os resultados deste trabalho não podem ser diretamente extrapolados para o caso real. Ainda assim, os resultados podem ser utilizados na validação de ferramentas de simulações numéricas que se propõem a estudar o problema real.

Como a geometria pode ser aplicada em trocadores calor de tubos anulares, optou-se, também, por realizar experimentos para estimação dos coeficientes de transferência de calor dos jatos.

Para trabalhos com múltiplos jatos impactantes, a literatura estudada sugeriu que o espaçamento entre jatos também é importante, bem como o esquema de furação empregado (jatos em fileira, em matriz ou radialmente espaçados). De forma a investigar um problema similar àquele observado em poços de petróleo, foram escolhidos arranjos com jatos distribuídos na seção transversal do tubo interno, conforme ilustrado na Figura 18. Para avaliar a possibilidade de interação dos jatos foram investigados arranjos com 1, 2 e 3 jatos, igualmente espaçados ao longo da direção azimutal. Assim, buscou-se observar se nessas condições há acoplamento das oscilações dos jatos.

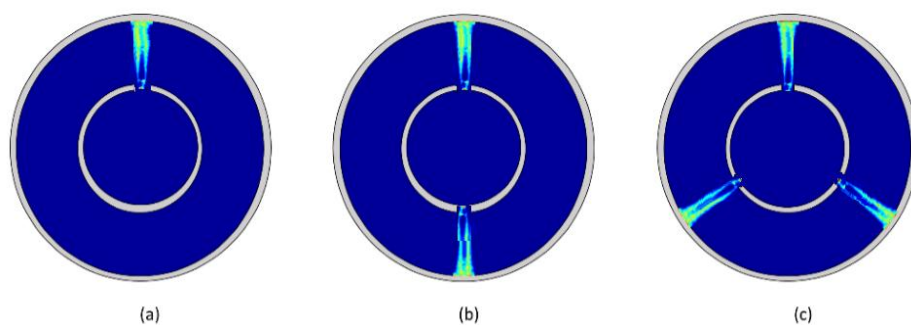


Figura 18 - Seções transversais escolhidas para avaliar diferentes furações

Para a caracterização do escoamento no interior da tubulação foi utilizado o método de Velocimetria por Imagem de Partículas com alta resolução temporal. Desse modo, além da caracterização espacial do campo de velocidades, buscou-se também avaliar a variação temporal das flutuações do escoamento.

A estimação dos coeficientes de troca de calor por convecção forçada foi realizada com o auxílio de imagens térmicas e de um filme aquecido eletricamente. A condição de contorno utilizada foi a manutenção de fluxo de calor constante, ao longo da parede da tubulação. A queda de temperatura induzida pelo impacto do jato no filme aquecido foi quantificada e os resultados são comparados com a literatura para jatos sobre superfícies curvas.

Uma vez definida a abordagem do problema, foi necessário deliberar sobre a faixa de parâmetros a ser coberta no trabalho. De acordo com a revisão bibliográfica, os parâmetros mais relevantes para o problema são:

$\frac{L}{d}$ → Distância adimensional entre o jato e o anteparo.

$Re_d = \frac{\rho U_J d}{\mu}$ → Número de Reynolds

$\frac{d}{D}$ → Curvatura relativa do jato, ou seja, razão entre o diâmetro do jato e o diâmetro da superfície côncava.

No caso de tubulações de petróleo, a distância adimensional entre o jato e o anteparo fica, tipicamente, na faixa $\frac{L}{d} \in [1 ; 5]$. No entanto, o trabalho de (Choi, et al., 2000) sugere os vórtices formados pelos jatos incidentes sobre superfícies cônicas são mais afetados pela distância em relação a superfície nos casos com razões $\frac{L}{d}$ menores que 3. As mudanças mais significativas no coeficiente de transferência de calor, ocorreram para razões $\frac{L}{d}$ menores que 1. Neste trabalho, buscou-se cobrir parte da faixa de parâmetros relevante para os dois problemas. Os valores de $\frac{L}{d}$ analisados ficaram no intervalo $[0,3 ; 2]$. A curvatura relativa da superfície em relação ao diâmetro do jato, foi mantida constante neste trabalho. Já o número de Reynolds do escoamento ficou entre na faixa $[2.000 ; 30.000]$.

4

Aparato experimental e técnicas de medição

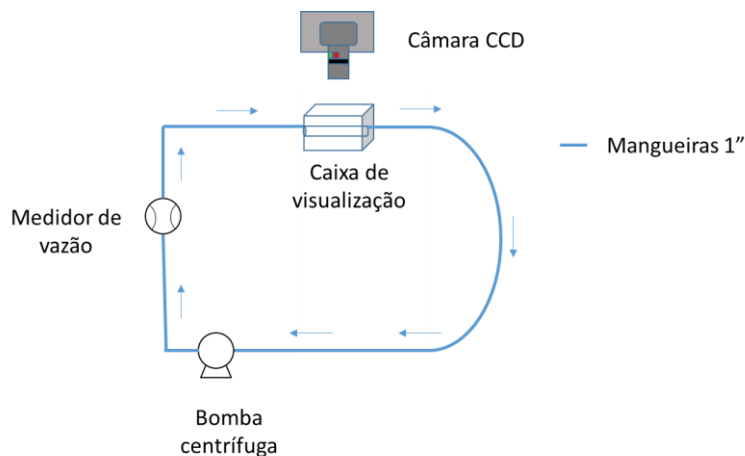
Nesta seção, são apresentadas a bancada experimental, utilizada para os ensaios experimentais, e as técnicas de medição empregadas no estudo dos jatos. Os detalhes de projeto e construção do aparato são descritos na primeira parte do capítulo.

Na segunda parte, são detalhados os procedimentos de calibração das imagens e termogramas utilizados para medição dos campos de velocidade e de temperatura, respectivamente. No final do capítulo, são descritas as técnicas utilizadas para pós-processamento dos campos de velocidade.

4.1.

Sistema de circulação de fluido

O experimento foi conduzido em um circuito fechado, conforme ilustrado na Figura 19 (a). A vazão de circulação foi medida com um rotâmetro. O dispositivo utilizado foi fabricado pela CONTECH®, para a faixa de vazões $Q \in [0 ; 1.500] \frac{L}{h}$. A vazão bombeada foi ajustada com um inversor WEG-CF08H, que foi utilizado para controlar a rotação de uma bomba centrífuga. A vazão desejada era ajustada visualmente com base na leitura do rotâmetro.



(a)

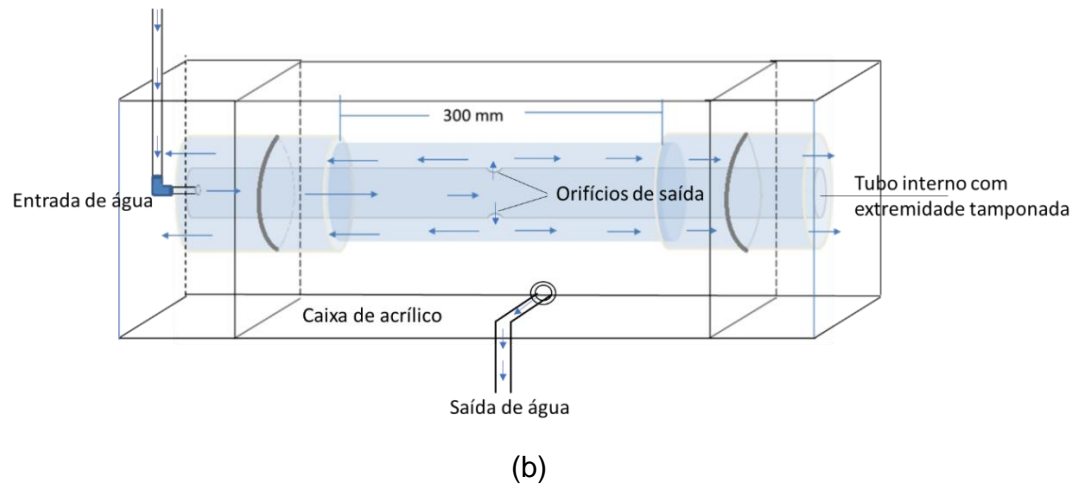


Figura 19 – (a) Desenho esquemático do sistema de circulação de água ; (b) Esquema detalhado da caixa de visualização

A Figura 19 (b) mostra a montagem dos tubos concêntricos no interior da caixa de visualização. À esquerda, está representado um trecho de mangueira de 1", que trazia água para o interior do tubo interno. Foram feitas furações de 6,35mm na parte central do cilindro interno. O número de furos, variou de 1 a 3, conforme descrito na metodologia. O jato criado entre os cilindros interno e externo escoava pelo espaço anular entre os dois tubos e passa a preencher o interior da caixa de acrílico, mostrada na Figura 19 (b).

A caixa de visualização permaneceu preenchida por água, durante a realização dos experimentos. Na parede lateral da caixa, foi aberto um orifício e, posteriormente, conectada outra mangueira de 1", para que ocorresse a saída da água e seu retorno à bomba.

O desenho da Figura 19 (b) destaca uma região de 300mm, na parte mais central da tubulação. Nessa região, a parede do tubo externo foi reduzida para 0.5mm de espessura. Isso foi feito para facilitar o acesso ótico ao escoamento no interior do tubo e para reduzir distorções. Além dos tubos, o reservatório também foi construído com placas de acrílico transparente. Isso foi importante, pois nos ensaios de medição de velocidade foram utilizadas técnicas óticas de medição de velocidade.

Para a montagem do arranjo, foram utilizados parafusos passantes, nas extremidades dos tubos. Nos casos com tubos internos com maiores diâmetros, {30 ; 40 mm}, eram utilizados 3 parafusos por extremidade, espaçados radialmente de 120°. A montagem do arranjo para tubulação interna de 30 mm de

diâmetro encontra-se ilustrada na Figura 20. Tal figura corresponde ao caso com apenas 1 jato por seção.

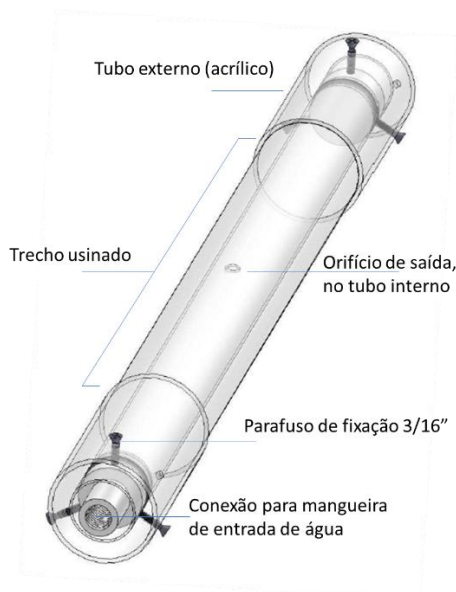


Figura 20 - Desenho esquemático da montagem dos tubos ; $OD_{int} = 30\text{ mm}$; vista em perspectiva

Para a montagem dos arranjos com tubos internos de 20mm, não foi possível a usinagem de 3 furos com rosca no tampão, devido às dimensões restritas deste componente. Portanto, para os tubos internos com $OD_{int} = 20\text{ mm}$, a montagem foi efetuada com apenas dois parafusos passantes por extremidade. A Figura 21 mostra a montagem para esse tipo de tubulação interna. Na figura, está representado o caso de 1 orifício.

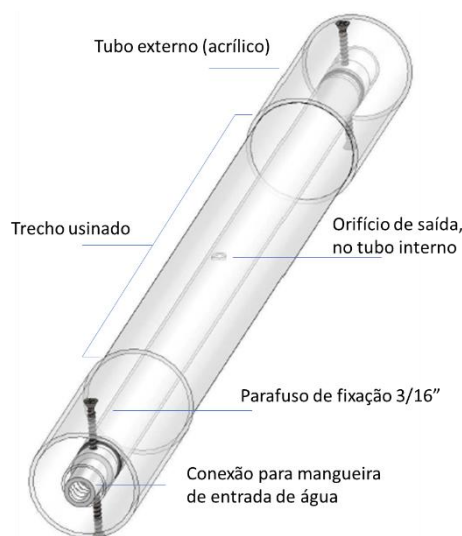


Figura 21 - Desenho esquemático da montagem dos tubos $OD_{int} = 20\text{ mm}$; vista em perspectiva

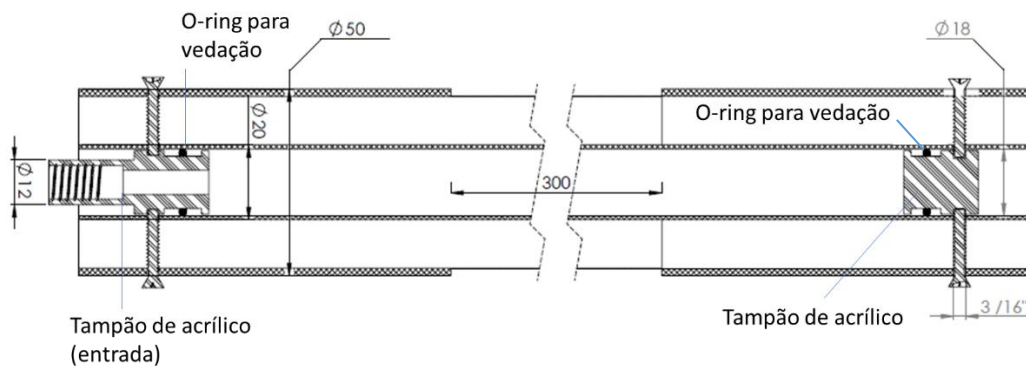


Figura 22 - Corte longitudinal da montagem dos tubos, para $OD_{int} = 20\text{ mm}$

No lado esquerdo da Figura 22, pode-se observar a extremidade de entrada de água da tubulação. A conexão hidráulica com o cilindro interno foi feita através de um tampão de acrílico de 18mm de diâmetro externo, usinado com um furo passante e uma rosca NPT de $\frac{1}{4}$ ".

A vedação entre os tampões de acrílico e as paredes do cilindro interno foi feita com o-rings, que ficavam localizados na parte mais interna dos tampões, conforme ilustrado na Figura 22.

Na parte mais externa dos tampões, foram feitos furos roscados, para que se pudesse ajustar a posição do tubo interno. Assim, foi possível garantir a centralização desse tubo, sem prejuízo para a vedação. Para auxiliar no processo de centralização dos tubos, foram usinados anéis guias, que eram encaixados no espaço anular. Tais anéis não se encontram mostrados na Figura 22. Depois de fixados os tubos, os anéis centralizadores eram removidos.

Conforme já mencionado, os casos com $OD_{int} \in \{30\text{ mm} ; 40\text{ mm}\}$ utilizaram 3 parafusos por extremidade, para a centralização. Já os casos com $OD_{int} = 20\text{ mm}$, somente dois parafusos foram utilizados, em cada extremidade.

Para os tubos externos, fixou-se o diâmetro externo em 50mm, porém duas espessuras diferentes foram empregadas. Para a tubulação interna, o menor diâmetro escolhido foi de 20mm. Limitou-se o diâmetro a esse valor para garantir que os orifícios de 6,35mm não ficassem muito grandes, em relação ao tubo interno, o que poderia levar à fragilização de sua parede.

Conforme será visto na seção de resultados experimentais, o jato sai do tubo interno com uma certa angulação, em relação ao eixo central do furo. Essa angulação depende da razão entre diâmetro do tubo interno e do furo. Neste

estudo, optou-se por abordar jatos incidentes com ângulo baixo de incidência, ou seja, com altas razões entre diâmetro do furo e do tubo interno.

A Tabela 5 mostra as dimensões dos cilindros adquiridos para a fabricação dos tubos internos, enquanto que a Tabela 6 mostra os cilindros usados para a tubulação externa. Foram adquiridos cilindros em acrílico transparente, de modo a possibilitar a medição por PIV em seu interior.

Tabela 5 – Cilindros adquiridos para tubulação interna

Diametro externo (mm)	Diametro interno (mm)	Espessura parede (mm)	Processo fabricação
20	14	3	Extrudado
30	24	3	Extrudado
40	34	3	Extrudado

Tabela 6 – Cilindros adquiridos para tubulação externa

Diametro externo (mm)	Diametro interno (mm)	Espessura parede (mm)	Processo fabricação
50	44	3	Extrudado
50	42	4	Extrudado

Combinando-se os 3 tubos internos da Tabela 5 com os 2 tubos externos da Tabela 6, obtiveram-se 6 combinações geométricas para o espaço anular. Os seis valores $\frac{L}{d}$ obtidos foram $\{0,1575 ; 0,315 ; 0,9449 ; 1,1024 ; 1,7323 ; 1,8898\}$. O espaço adimensional entre os cilindros foi calculado usando a equação (4.1)

$$\frac{L}{d} = \frac{ID_{externo} - OD_{interno}}{d} \quad (4.1)$$

d é o diâmetro do bocal do jato, que, conforme dito anteriormente, foi de $\frac{1}{4}$ ", ou seja, $d = 6,35 \text{ mm}$.

O volume total de fluido no sistema era da ordem de algumas dezenas de litros. Assim, nos casos com altas vazões de circulação, a temperatura do fluido aumentava com o tempo, devido a turbulência e ao calor transferido pelo sistema de bombeamento. Para manter os testes a temperatura constante, foi utilizado um sistema de controle de temperatura.

4.2.

Sistema de regulação térmica

O sistema utilizado para controle da temperatura do fluido durante os experimentos era composto por um sensor de temperatura do tipo Pt100 e uma serpentina ligada a um banho térmico Huber© K12. O resfriamento do fluido era feito através da circulação de água fria pela serpentina, que estava mergulhada no reservatório. Para aumentar a eficiência da troca de calor entre a serpentina e o fluido do reservatório, optou-se por colocar a serpentina imediatamente à frente do ponto onde estava conectada a sucção da bomba. Com esse arranjo, foi possível controlar a temperatura do fluido e mantê-la em torno de 32°C, durante os ensaios.

4.3.

Arranjo para medição dos campos de velocidade com a técnica de PIV

A Figura 24 mostra um desenho esquemático do arranjo utilizado na iluminação do escoamento para a medição com técnica de velocimetria por imagem de partículas. A caixa acrílica foi fixada a uma estrutura feita com vigas de alumínio. A caixa foi engastada a essas vigas, para impedir o deslocamento durante os testes.

A fonte de iluminação utilizada foi um Laser Litron®, modelo LDY304. O equipamento fornece 30mJ/pulso e possui dupla cavidade. A taxa de repetição, sem perda de intensidade, é de até 1kHz. O feixe do laser foi condicionado com lentes e espelhos para formar um plano de iluminação, ao longo da seção longitudinal da tubulação. O feixe cortava o centro do furo na tubulação interna da geometria anular. Assim, somente a seção central do jato era iluminada, conforme mostra o esquema da Figura 23.

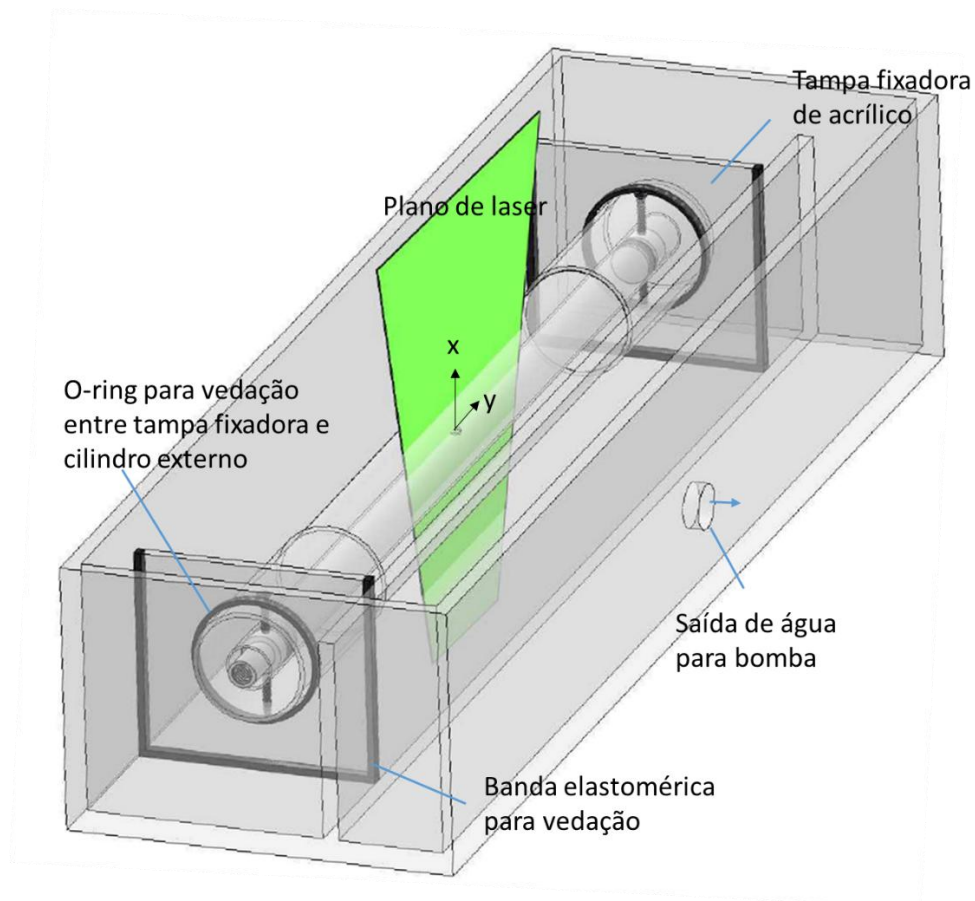


Figura 23 - Plano utilizado para o PIV, no presente trabalho.

Para visualização do escoamento, utilizou-se uma câmera IDT X3, com resolução de 2MPx e alta taxa de amostragem. A câmera possuía memória interna de 8Gb, que permitia a aquisição de imagens a uma taxa da ordem de kHz. Posteriormente, as imagens adquiridas eram transferidas para o computador de controle.

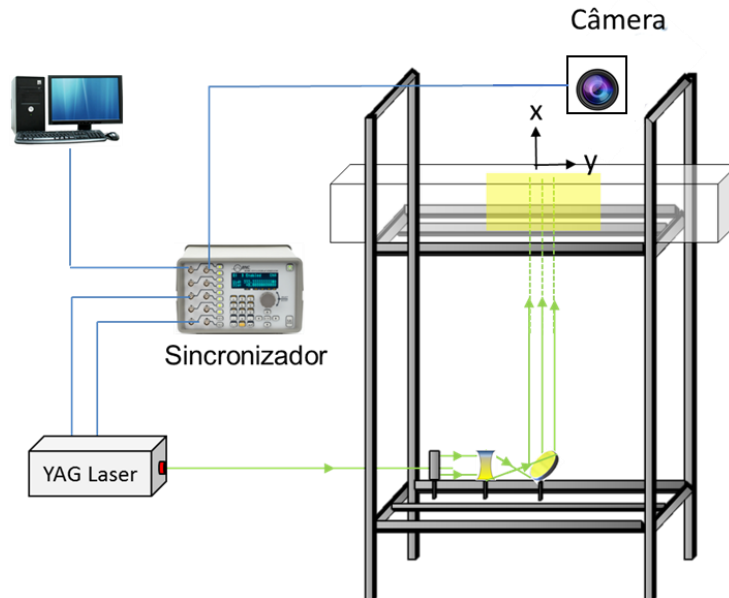


Figura 24 - Arranjo para PIV

A sincronização dos pulsos de laser com a aquisição de imagens foi feita utilizando-se um sincronizador BNC575. A configuração do sincronizador foi feita através de um supervisor, desenvolvido no laboratório de Engenharia de Fluidos, na plataforma LabView®. Todo o processo de aquisição e sincronização, foi realizado sem o uso de um supervisor de PIV comercial. Isso, conferiu maior liberdade para ajustar as configurações dos equipamentos e permitiu o processamento das imagens utilizando códigos desenvolvidos no Laboratório de Engenharia de Fluidos.

O sistema foi ajustado para trabalhar numa frequência de 400 Hz, com captura dupla. Desse modo, a cada período do sistema, $T = 2\,500\,\mu\text{s}$, eram capturadas duas imagens. Durante cada uma dessas exposições, um dos lasers era disparado, conforme o diagrama da Figura 25. O tempo entre pulsos de laser, Δt , foi regulado em cada experimento, de modo a possibilitar um deslocamento das partículas de, aproximadamente, 8 pixels entre as duas imagens capturadas. Para cada experimento foram capturadas 2 000 imagens, para que estatísticas do escoamento pudessem ser estimadas.

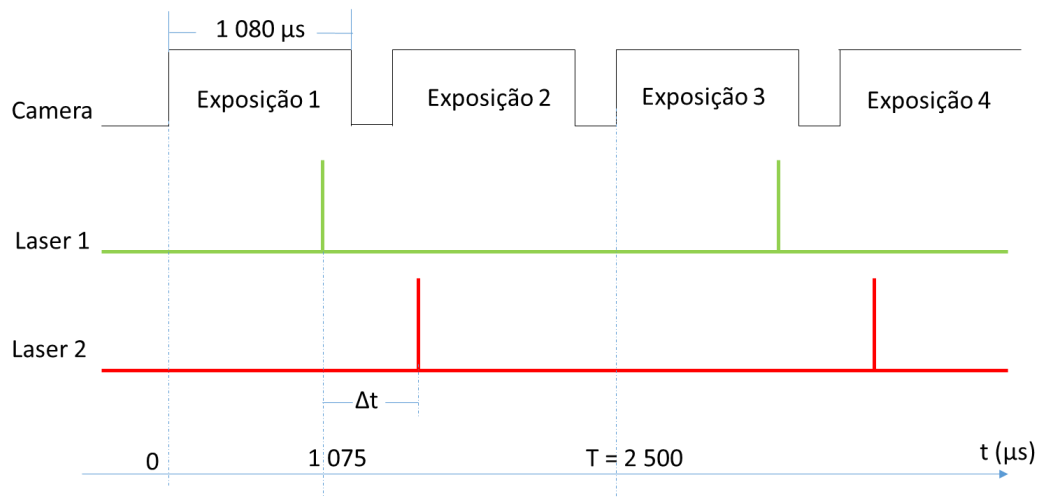


Figura 25 – Sincronização dos equipamentos óticos

As partículas traçadoras utilizadas nos experimentos foram esferas ocas de vidro, recobertas de prata. O diâmetro das partículas é da ordem de $20 \mu m$. Esse tipo de partícula foi escolhido por ser altamente refletora da luz incidente. Isso é uma característica importante, em medições com alta taxa de amostragem, pois câmeras rápidas com sensores CMOS são menos sensíveis que outros tipos de câmeras, e, portanto, demandam maior intensidade de luz. O inconveniente dessas partículas é que elas têm densidade maior que a da água e acabam se acumulando no fundo do reservatório, depois de algum tempo. Esse inconveniente pôde ser facilmente contornado, através da agitação do fluido no reservatório, entre uma coleta de dados e outra.

As partículas eram visualizadas através de um tubo de parede fina. Apesar desse tubo ter sido usinado para reduzir distorções ópticas, ainda era de se esperar alguma distorção das imagens obtidas pela câmera, principalmente próximo às paredes. Para corrigir esses efeitos, foi efetuada a calibração das imagens.

4.4. Calibração das imagens

Dada a ocorrência de distorções óticas na imagem da tubulação, foi necessário corrigir esses efeitos através de um processo conhecido pelo nome em inglês *dewarping*. Para correção da distorção das imagens foi utilizado, foi utilizado o método de (Soloff, 1997), que foi implementado em rotina do MatLab®. O método consiste em ajustar um polinômio de 3ª ordem para corrigir os

espaçamentos entre pontos de um alvo observados pela câmera e os pontos no espaço físico. A Figura 26 ilustra o procedimento e os resultados da rotina em Matlab® implementada no Laboratório de Engenharia de Fluidos.

Na primeira imagem da figura, têm-se o alvo com distorção e visão em perspectiva. Na segunda figura, mostra-se uma comparação entre os marcadores detectados na imagem e a posição em que os marcadores deveriam estar (plano do objeto). Nota-se uma diferença significativa. Na terceira imagem apresenta-se os marcadores do plano do objeto, sobrepostos a imagem após o procedimento de correção da distorção. Nota-se uma excelente concordância.

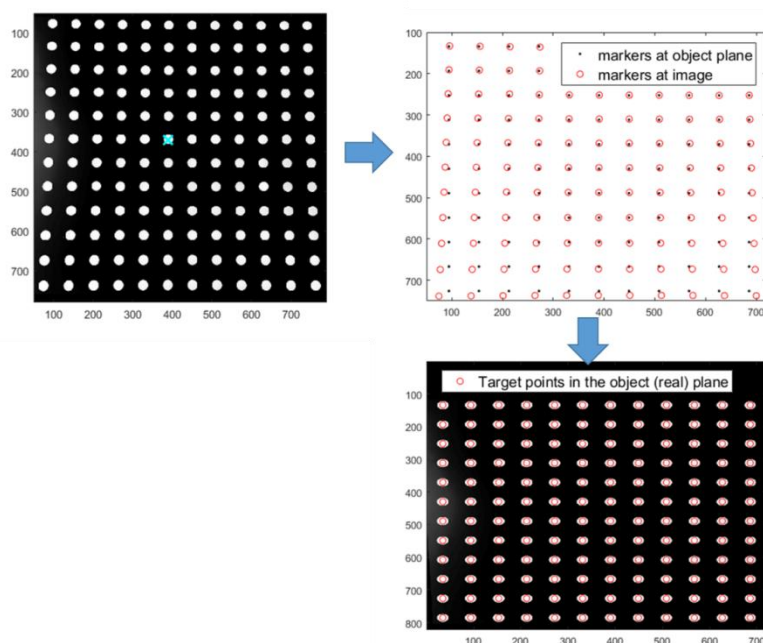


Figura 26 – Exemplo de calibração de imagem, utilizando a rotina de implementada no Laboratório de Engenharia de Fluidos.

Com base no que foi descrito, para a realização da calibração, foi necessário instalar uma placa com marcações conhecidas no interior do tubo. Sobre os alvos, foram colados desenhos impressos com padrão de pontos. Utilizou- espaçamento de 5mm entre pontos consecutivos. Para a colocação do alvo, foi usinada uma peça guia para centralizar o padrão no interior do tubo. Durante os testes de calibração o tubo interno foi retirado do anular, ficando somente a tubulação externa. Para garantir que o trajeto óptico das partículas até a câmera eram os mesmos observados no experimento, todo o tubo e o reservatório foram preenchidos com água. Além disso, foram construídos guias de suporte para os tubos, para garantir que mesmo após a montagem e

desmontagem, os tubos permanecessem sempre na mesma posição. Isso contribuiu para reduzir o número de calibrações realizadas.

4.5. Pré-processamento

Após a retificação das imagens, foram aplicadas máscaras, de modo a selecionar apenas a área de interesse para o processamento do deslocamento das partículas e consequentemente a medição do campo de velocidades.

No exemplo mostrado na Figura 27, escolheu-se o lado esquerdo da tubulação anular para o processamento. A figura, ilustra também o pré-processamento aplicado as imagens para melhorar a visualização das partículas e retirar reflexões das imagens.

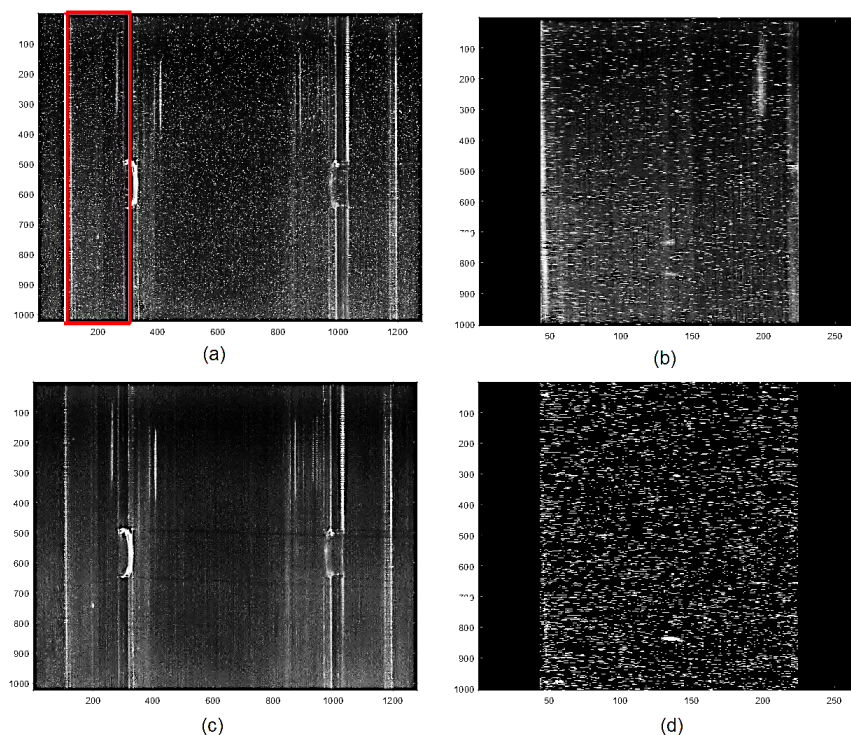


Figura 27 – Pré-processamento das fotografias para PIV (a) imagem crua; (b) aplicação da máscara ; (c) imagem média ; (d) área de processamento, após aplicação do *capping*

Para cada caso, foi calculada a imagem média. Essa média foi subtraída das imagens, de modo a remover os elementos fixos, como o contorno da tubulação e eventuais interferências luminosas sistemáticas.

As discussões sobre a metodologia do PIV foram omitidas deste texto, uma vez que a técnica já é bastante dominada. A principal referência utilizada foi (Abrantes, et al., 2012). Basicamente, o campo de velocidades é obtido através da correlação entre pares de imagens. Sejam I_1 e I_2 duas imagens em tempos consecutivos. O mapa de correlações entre as imagens é dado por:

$$R_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{r}) = \iint I_1(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{r}) I_2(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (4.2)$$

Na eq. (4.2), variáveis em negrito representam vetores. \mathbf{x} é a variável espacial; $\Delta \mathbf{r}$ é o deslocamento da janela de correlação escolhida.

O deslocamento médio das partículas da janela será o valor $\Delta \mathbf{x}$ que satisfaz

$$R_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{x}) = \text{máx} \left(R_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{r}) \right) \quad (4.3)$$

Conforme (Shavit, et al., 2007), podem ocorrer pontos brilhantes, nas imagens, advindos de diversos fatores, tais como a coalescência de partículas ou sua sobreposição. Esse fenômeno gera um aumento local nos níveis de cinza, que acaba agregando flutuações aleatórias ao campo de velocidade.

Como forma de mitigar essas flutuações, (Shavit, et al., 2007) propôs decompor as imagens I_1 e I_2 em conjuntos de pontos brilhantes e conjuntos de partículas:

$$I_1 = B_1 + P_1 \quad (4.4)$$

$$I_2 = B_2 + P_2 \quad (4.5)$$

Nas equações acima, B_1 e B_2 são *frames* compostos apenas por pontos brilhantes, enquanto que P_1 e P_2 são os *frames* exclusivamente de partículas, ou seja, descontados dos pontos brilhantes.

Substituindo-se (4.4) e (4.5) em (4.2), tem-se:

$$R_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{r}) = R_{B_1 P_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{B_1 B_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{P_1 P_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{P_1 B_2}(\Delta \mathbf{r}) \quad (4.6)$$

Em que:

$$R_{B_1 P_2} = \iint B_1(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{r}) P_2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

$$R_{B_1 B_2} = \iint B_1(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{r}) B_2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

$$R_{P_1 P_2} = \iint P_1(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{r}) P_2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

$$R_{P_2 B_2} = \iint P_2(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{r}) B_2(\mathbf{x}) d\mathbf{x}$$

A substituição em (4.3) produz:

$$R_{I_1 I_2}(\Delta \mathbf{x}) = \text{máx}[R_{B_1 P_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{B_1 B_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{P_1 P_2}(\Delta \mathbf{r}) + R_{P_2 B_2}(\Delta \mathbf{r})] \quad (4.7)$$

À medida que se reduz o volume de pontos brilhantes, reduz-se a importância das correlações que envolvem B_1 e B_2 , de modo que o vetor deslocamento é determinado, majoritariamente, por $R_{P_1 P_2}$.

De modo a reduzir a contribuição dos pontos brilhantes, (Shavit, et al., 2007) sugere que se eliminem os níveis de cinza da figura, a partir de um certo limiar, definido como $I_0 + n \cdot \sigma_I$. I_0 é a média de intensidades dos frames, enquanto que σ_I é o desvio-padrão da média e n , uma constante. O gráfico da Figura 28 mostra esse *limiar* sendo definido, para $n = 2$.

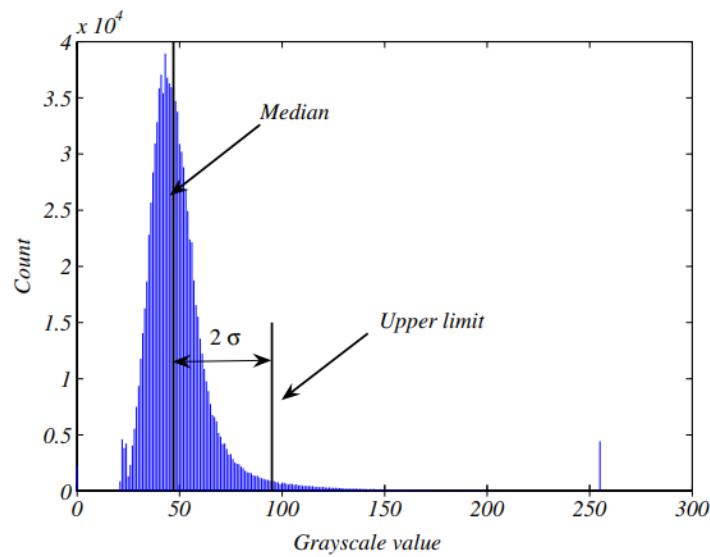


Figura 28 – Corte de níveis de cinza a partir de 2σ da média. Fonte: (Shavit, et al., 2007).

Ao se aplicar esse corte, ocorre redução da importância das parcelas de pontos brilhantes, na eq. (4.7). O vetor-deslocamento calculado, $\Delta \mathbf{x}$, passará a melhor refletir o deslocamento do conjunto de partículas do domínio analisado.

Essa técnica de corte de níveis cinzentos é denominada *capping* e também foi aplicada no presente trabalho.

Conforme mostrado na Figura 27 (d), o *capping* possibilitou o realce de partículas que, anteriormente, pareciam ofuscadas (Figura 27 (b)).

4.6. Processamento PIV

No processamento com a técnica de PIV, utilizou-se a técnica de múltiplos passes. Iniciou-se o processamento com janelas de interrogação de 32 x 32 pixels e os resultados obtidos foram utilizados para corrigir a área de interrogação de janelas de 16 x 16 pixels. Sendo essa janela a mais fina utilizada no processamento deste trabalho. Para melhorar a razão entre sinal e ruído, foi utilizado algoritmo de alta resolução proposto no trabalho de (Hart, 1999). Utilizou-se uma sobreposição de janelas de 75%. De modo a se conseguir dados mais coerentes, e evitar a influência de vetores espúrios, foi feita a eliminação de vetores através de um filtro do tipo mediana, com Kernel de 5x5. Também foi aplicada a interpolação 2-D, para substituir esses vetores. Todos os algoritmos utilizados, são descritos no livro de (Raffel, et al., 2007). Os códigos utilizados nesse processamento foram todos previamente implementados no Laboratório de Engenharia de Fluidos, em linguagem Matlab®.

O processamento com PIV permitiu obter os campos de deslocamento $\Delta \vec{s}$ das partículas, em pixels, para cada par de imagens. Esses campos foram convertidos em campos de velocidade, através da equação (4.8).

$$\vec{V} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} \cdot \text{fator_calibração} \quad (4.8)$$

Δt é o tempo entre pulsos de Laser, e o fator de calibração é a relação entre pixels e milímetros, obtida a partir da imagem do alvo de calibração, com as correções de distorção já aplicadas.

4.7.

Pós-processamento dos campos de velocidade

As séries temporais dos campos de velocidade medidos com o PIV de alta resolução temporal foram analisada no domínio da frequência, para se avaliar a existência de frequências dominantes no sinal. Para isso, foram utilizados algoritmos de transformação rápida de Fourier. Nas rotinas de análise de dados utilizaram-se as bibliotecas já existentes em Matlab®.

Outra ferramenta utilizada para se analisar a estrutura espacial das flutuações de velocidade foi a técnica conhecida tanto como decomposição em modos próprios, ou decomposição em valores singulares, dentre outras denominações. A técnica é uma ferramenta de correlação que decompõe uma série de realizações empíricas em uma base ortogonal ótima. O método é capaz de identificar padrões em uma série de dados, uma revisão sobre a técnica é apresentada no trabalho de (Berkooz, et al., 1993).

4.8.

Proper Orthogonal Decomposition (POD)

A decomposição em modos próprios consiste em uma técnica analítica que permite a extração de modos predominantes, em um campo vetorial qualquer. Foi introduzida na mecânica dos fluidos por (Lumley, 1967) e é capaz de extrair estruturas coerentes, em um escoamento turbulento.

Seja $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ uma grandeza vetorial que varia com o tempo (t) e a posição (\mathbf{r}), num dado escoamento. Como exemplo, suponhamos que \mathbf{u} denote o campo de velocidades.

A análise de decomposição em modos próprios inicia-se extraindo-se a média temporal do campo, $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{r})$ e subtraindo-a do campo $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$. As flutuações são, em seguida, escritas como uma combinação de modos $\phi_i(\mathbf{r}, t)$, conforme eq. (4.9).

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) - \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{r}) = \sum_i a_i \phi_i(\mathbf{r}, t) \quad (4.9)$$

A eq. (4.9) é uma série que representa o escoamento em um dado domínio. Aplicações mais modernas do POD utilizam-se da separação de variáveis espaciais e temporais, conforme (4.10).

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \sum_i a_i(t) \boldsymbol{\phi}_i(\mathbf{r}) \quad (4.10)$$

Supondo que o domínio espacial possua n pontos discretos, normalmente, utiliza-se uma soma finita, com n parcelas.

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n a_i(t) \boldsymbol{\phi}_i(\mathbf{r}) \quad (4.11)$$

O objetivo do POD é encontrar uma base de funções $\boldsymbol{\phi}_j(\mathbf{r})$, capaz de representar $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ de maneira otimizada e com o menor número possível de modos. O POD direto, ou clássico, visa a resolver esse problema, encontrando, diretamente, os auto-vetores da matriz de auto-covariância do campo \mathbf{U} , dada por $\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{U}^T \mathbf{U}$, conforme descrito em (Eckart, et al., 1936).

O problema de auto-valores da matriz $\tilde{\mathbf{C}}$ consiste em resolver a equação $\tilde{\mathbf{C}} \boldsymbol{\phi}_i = \lambda_i \boldsymbol{\phi}_i$. Os auto-vetores encontrados, $\boldsymbol{\phi}_i$, são chamados de modos do POD. Os auto-valores, λ_i , são ordenados conforme (4.12).

$$\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_N = 0 \quad (4.12)$$

Tais auto-valores representam os níveis de energia de cada modo e estão associados à energia cinética do escoamento.

No caso de escoamento tridimensional, tem-se $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} u(\mathbf{r}, t) \\ v(\mathbf{r}, t) \\ w(\mathbf{r}, t) \end{bmatrix}$, sendo

u, v, w as componentes de \mathbf{u} nas direções x, y, z , respectivamente.

Utilizando-se m fotografias, num domínio espacial com n nós, pode-se escrever o campo de flutuações $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ através de uma super-matriz:

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} u_1^1 & u_1^2 & \dots & u_1^m \\ u_2^1 & u_2^2 & \dots & u_2^m \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ u_n^1 & u_n^2 & \dots & u_n^m \\ v_1^1 & v_1^2 & \dots & v_1^m \\ v_2^1 & v_2^2 & \dots & v_2^m \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ v_n^1 & v_n^2 & \dots & v_n^m \\ w_1^1 & w_1^2 & \dots & w_1^m \\ w_2^1 & w_2^2 & \dots & w_2^m \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ w_n^1 & w_n^2 & \dots & w_n^m \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

Dado que \mathbf{U} é uma matriz $3n \times m$, tem-se:

$$\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{U} \mathbf{U}^T \rightarrow \tilde{\mathbf{C}} \in \mathbb{R}^{3n \times 3n} \quad (4.14)$$

O cálculo de auto-valores e auto-vetores de $\tilde{\mathbf{C}}$ torna-se muito custoso, para altos números de nós. (Sirovich, 1987) demonstrou que a matriz de correlação

temporal, \tilde{T} , consegue fornecer os mesmos modos dominantes espaciais, com a vantagem de reduzir consideravelmente o custo computacional.

$$\tilde{T} = U^T U \rightarrow \tilde{T} \in \mathbb{R}^{m \times m} \quad (4.15)$$

Esse método de decomposição ficou conhecido como POD por *snapshots*. O problema de auto-valor a ser resolvido é dado por:

$$\tilde{T}\psi_i = \lambda_i \psi_i, \quad \psi_i \in \mathbb{R}^m \quad (4.16)$$

Embora (4.16) seja diferente do problema original, os auto-valores não-nulos de \tilde{C} e \tilde{T} são os mesmos. Além disso, os auto-vetores de \tilde{C} e \tilde{T} estão relacionados pela eq. (4.17) (Taira, et al., 2017):

$$\phi_i = \frac{U \psi_i}{\sqrt{\lambda_i}} \in \mathbb{R}^{3n}, \quad \text{para } i \in [1; 2; \dots; m] \quad (4.17)$$

Ainda conforme (Taira, et al., 2017), a eq. (4.17) pode ser escrita matricialmente, como:

$$\Phi = U \Psi \Lambda^{-\frac{1}{2}} \quad (4.18)$$

$$\Phi = [\phi_1 \quad \phi_2 \quad \dots \quad \phi_m], \in \mathbb{R}^{3n \times m}$$

$$\Psi = [\psi_1 \quad \psi_2 \quad \dots \quad \psi_m], \in \mathbb{R}^{m \times m}$$

$$\Lambda^{-\frac{1}{2}} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{\lambda_1}} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{\lambda_2}} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{\lambda_m}} \end{bmatrix}, \in \mathbb{R}^{m \times m}$$

Os coeficientes temporais de (4.11) são obtidos por (4.19):

$$a_i(t) = \langle U(r, t), \phi_i(r) \rangle \quad (4.19)$$

No método do POD por *snapshots*, restringe-se o domínio temporal em $[t_1; t_1; \dots; t_m]$. Portanto, os modos do POD, $\phi_i(r)$, acabam tornado-se vetores com dimensão igual ao número de *snapshots* $\rightarrow \phi_i \in \mathbb{R}^m$. Assim,

$$a_i(t) = \langle U(r, t), \phi_i \rangle \quad (4.20)$$

4.9.

Ensaio de transferência de calor

Para os experimentos de convecção forçada, decidiu-se medir a distribuição de Nusselt na superfície côncava do tubo externo, mediante aplicação de aquecimento nessa superfície. A montagem do aparato construído é ilustrada esquematicamente na Figura 29. O experimento consiste na geração de calor através na superfície onde o jato incide e na medição da queda de temperatura induzida pelo jato. Para a realização deste teste, foi necessário abrir uma janela no tubo externo da geometria anular e cobrir essa janela com um filme fino de aço inox.

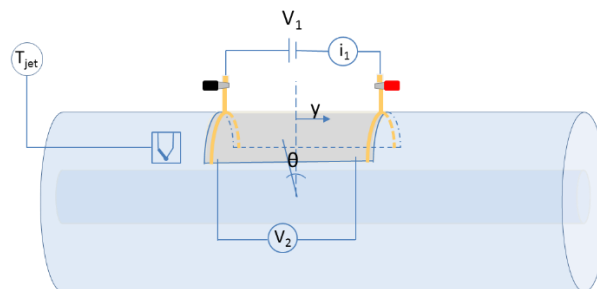


Figura 29 – Arranjo proposto, com filme de inox aquecido

Nos testes, foi utilizado um filme de inox com aproximadamente 0,125mm de espessura. O filme cobriu 100mm na direção longitudinal do tubo e 1/3 do perímetro (120° de arco). A vedação do filme foi feita com resina epóxi. Para garantir que o filme se moldava perfeitamente a superfície interna do tubo utilizou-se um molde durante o processo de colagem. Esse molde consiste em um cilindro com dimensões próximas ao do tubo externo da geometria anular. No pequeno espaço anular formado, foi colocado o filme de inox. Durante o processo de colagem pressionou-se o molde contra o tubo para manter o filme em contato com a superfície do tubo. Isso ajudou a garantir a vedação após a colagem. Depois do processo de colagem, o molde foi retirado do tubo e utilizado para moldar os

eletrodos de cobre, que foram usados para distribuir uniformemente a corrente aplicada ao filme. Os eletrodos foram deformados até atingirem uma curvatura similar à do molde. Posteriormente, esses eletrodos foram soldados no filme. Como o aço inox não é um excelente condutor de calor, foi possível concluir o processo de soldagem rapidamente, sem que a temperatura do acrílico ficasse muito alta. A montagem final pode ser observada na Figura 30.



Figura 30 - Montagem utilizada nos experimentos de condução de calor

Na montagem proposta a resistência elétrica total do filme ficou em torno de 0,2 Ohms. Logo, para o aquecimento do filme, foi necessário utilizar uma corrente elevada. Isso contribuiu para que os experimentos pudessem ser realizados em água, pois a queda de tensão no filme era baixa o que reduziu o risco de ocorrência de eletrólise da água. O aquecimento se deu por corrente contínua de 19,6 Ampère, aplicada por uma fonte Gophert®, modelo CPS-1620, com capacidade de 20A ; 16 V.

Com esse arranjo o número de Nusselt pode ser estimado experimentalmente, seguindo a relação dada pela equação (4.21).

$$Nu_d(y, \theta) = \frac{h(y, \theta) \cdot d}{k_w} = \frac{\dot{q}}{[T(y, \theta) - T_{jet}]} \cdot \frac{d}{k_w} \quad (4.21)$$

$h(y, \theta)$ → Coeficiente de convecção forçada, em cada ponto da placa

d → comprimento de referência, nesse caso, tomado como o diâmetro do orifício de saída do jato.

k_w → condutividade térmica da água, adotada como $k_w = 0.591 \frac{W}{m \cdot K}$

\dot{q} → fluxo de calor por unidade de área, a ser medido na placa.

$T(y, \theta)$ → Temperatura em cada ponto da placa

$T_{jet} \rightarrow$ Temperatura do jato, no espaço anular.

A temperatura do jato foi medida com termopar. A voltagem e corrente no filme (V_2 ; i_1) foram medidas em tempo real. Assim, foi possível calcular \dot{q} através da equação (4.22).

$$\dot{q} = \frac{V_2 i_1}{S_{plate}} \quad (4.22)$$

Onde S_{plate} é a superfície do filme metálico, V_2 é a queda de tensão medida no filme, a região onde o jato incide, e i_1 é a corrente que passa pelo filme, que foi medida com um resistor do tipo shunt. A queda de tensão no filme e no shunt foi medida com um sistema de aquisição multiplexado Agilent® 34972A.

A distribuição de temperaturas no filme foi medida com câmara térmica FLIR® E4, com resolução de 4 800 pixels. A sensibilidade dessa câmera é de 0,03°C. Para as medições com a câmera térmica, a superfície do filme metálico foi lixada e recoberta com uma tinta preta fosca de alta emissividade. Para estimar a emissividade da superfície, foram realizados ensaios isotérmicos de medição de temperatura com a câmera e os resultados foram comparados com a medição de temperatura de um termopar imerso no líquido. Assim, ajustou-se a emissividade da superfície até que os resultados fossem equivalentes. O valor de emissividade encontrado foi de 0,92.

A diferença de temperatura entre o jato e a superfície da placa foram medidas através da diferença entre imagens térmicas obtidas com e sem aquecimento da superfície. Isso foi necessário porque a potência de aquecimento utilizada era baixa, para evitar a eletrólise da água. Assim, as diferenças de temperatura da superfície com aquecimento e sem aquecimento eram de alguns poucos graus Celsius.

Com o intuito de evitar erros associados a diferença nas leituras entre o termopar e a câmera térmica, optou-se por retirar imagens do escoamento sem aquecimento e tomar essas imagens como referência da temperatura do jato. Essas imagens foram utilizadas como T_{jet} na equação de Nusselt. Já as imagens obtidas com o aquecimento ligado foram consideradas como $T(y, \theta)$ na mesma equação. Foram obtidas imagens térmicas em tons de cinza, sobrepostas aos contornos da tubulação, através do modo de captura de imagem “MSX”. Para cada experimento, foram obtidas 50 imagens sem aquecimento e 50 imagens com aquecimento.

A Figura 31 mostra exemplos de imagens obtidas, para o caso com 1 jato, $\frac{L}{d} = 0,95$ e $Re = 4\,177$. Para garantir que as imagens eram obtidas sempre na mesma posição, fixou-se a câmera a uma placa montada sobre a seção de testes. Além disso, foi necessário travar a escala de temperatura da câmera para evitar uma mudança automática da escala de cinza.

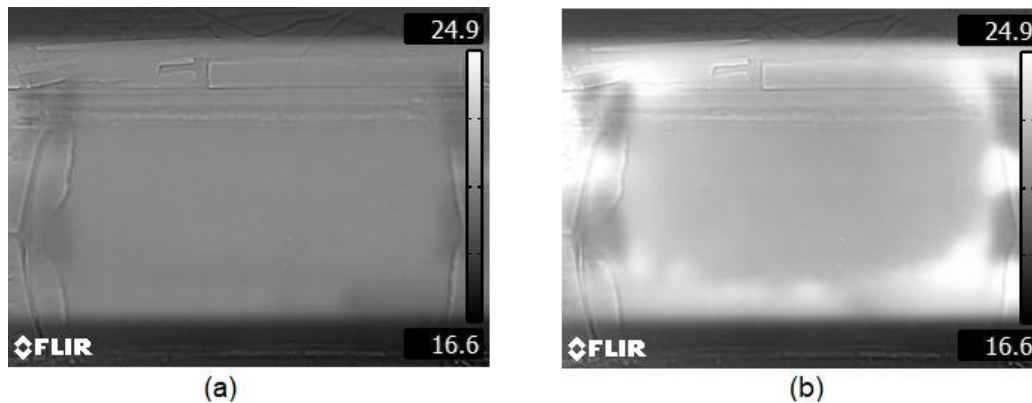
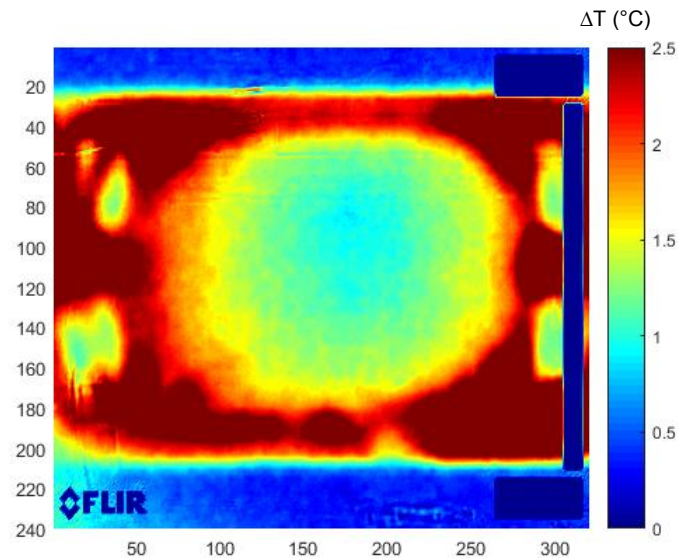


Figura 31 – Vista superior do *foil*, em fotografia infra-vermelha (a) sem aquecimento ; (b) com aquecimento

Após feita a média de cada conjunto de imagens, subtraiu-se a imagem fria da imagem quente, de modo a se obter a variação de temperatura, conforme ilustrado na Figura 32. A figura mostra um mapa de cores de diferença de temperatura (ΔT) encontrado. As imagens eram cortadas e somente a diferença de temperatura na área de interesse era avaliada.



**Figura 32 – Média de ΔT , na parte superior do *foil*, para 1 jato, $\frac{L}{d} = 0,95$
e $Re = 4\,177$**

Observa-se claramente, no centro do filme, o resfriamento causado pelo jato incidente. Infelizmente, o máximo número de Reynolds que pôde ser empregado nos ensaios foi 4 177. Ao se aumentar a vazão do jato, observava-se rápida uniformização do campo de temperatura, na placa, devido à alta eficiência do resfriamento do jato. Desse modo, para a investigação com números de Re mais elevados, seria necessário empregar uma fonte com maior potência.

Para $Re > 4\,177$, observou-se que o filme de aço se deformava. Assim, a investigação de maiores números de Reynolds também requer mecanismos para aumentar a rigidez da superfície.

5 Caracterização do Escoamento

Neste capítulo, são apresentados os resultados obtidos com a técnica de medição de velocidade por imagem de partículas. O capítulo tem o objetivo de descrever o comportamento dos campos de velocidade para os diferentes casos testados. Nas primeiras seções do capítulo, os resultados são validados e comparados com a literatura. Já na segunda parte, a influência do confinamento e do número de jatos é analisada sob a perspectiva da caracterização do escoamento. No final do capítulo, o comportamento dinâmico das flutuações é avaliado.

5.1. Casos analisados e exemplos de campos de velocidade medidos

Foram obtidos os resultados de velocimetria para diversas combinações entre furação utilizada no tubo interno (1, 2 ou 3 orifícios), número de Reynolds e distância adimensional, L/d . Com isso, obtiveram-se 45 casos diferentes, conforme resumido na Tabela 7.

Tabela 7: Resumo dos casos analisados para cada conjunto de jatos

Número de orifícios = 1, 2 ou 3			
L/d	Reynolds		
0,32	13924	20886	27849
0,94	13924	20886	27849
1,10	13924	20886	27849
1,73	13924	20886	27849
1,89	13924	20886	27849

Como o número de casos investigados é elevado, vamos omitir os resultados repetitivos, dando ênfase às análises comparativas para cada um dos parâmetros investigados.

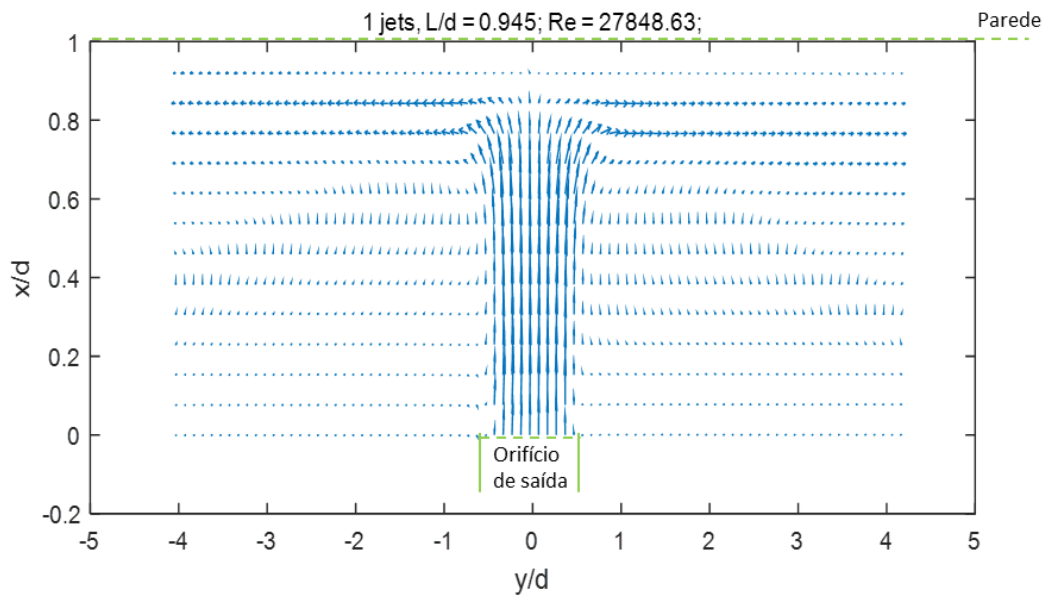
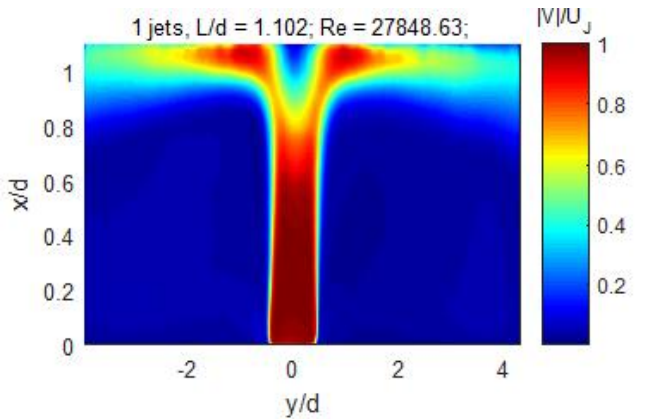
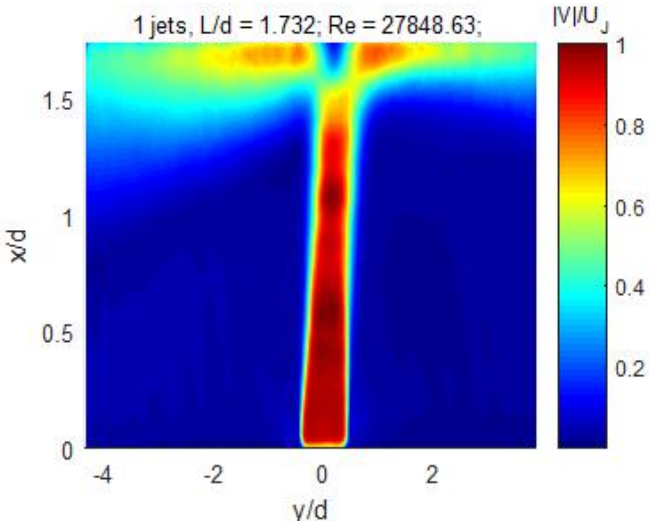
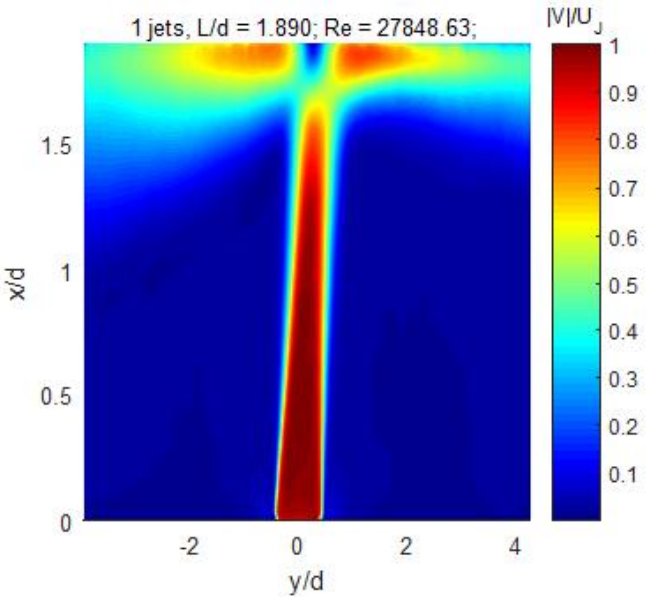


Figura 33 – Vetores de velocidade calculados pelo PIV

A Figura 33 mostra o campo vetorial de velocidade média encontrado para a configuração de 1 jato, com $\frac{L}{d} = 0.95$ e $Re = 27\,849$.

Para melhor visualização de alguns dos resultados obtidos, apresentam-se, nas figuras a seguir, os campos de magnitude de velocidade, intensidade de turbulência e vorticidade para o caso com Reynolds igual a 27 849.

Na Figura 34, apresenta-se um mapa de intensidade relativa da velocidade média do escoamento. Na figura, a coordenada $\frac{x}{d} = 0$ corresponde à parede do tubo interno, enquanto que a posição $\frac{x}{d}$ máxima corresponde à parede do tubo externo. O centro do orifício de saída encontra-se na posição $\left(\frac{x}{d}; \frac{y}{d}\right) = (0; 0)$.



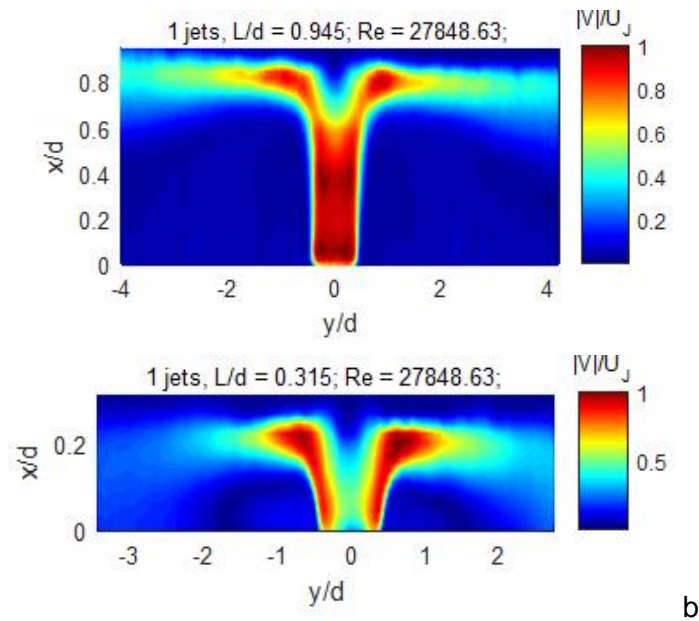
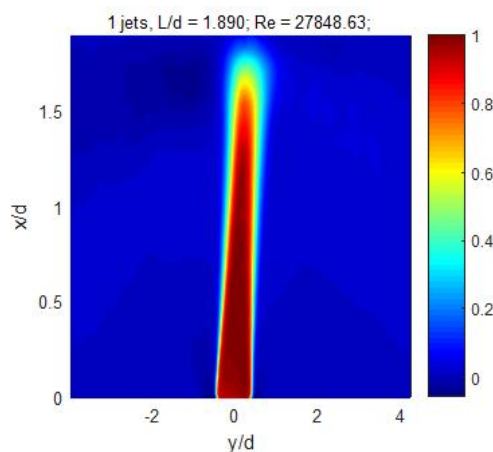
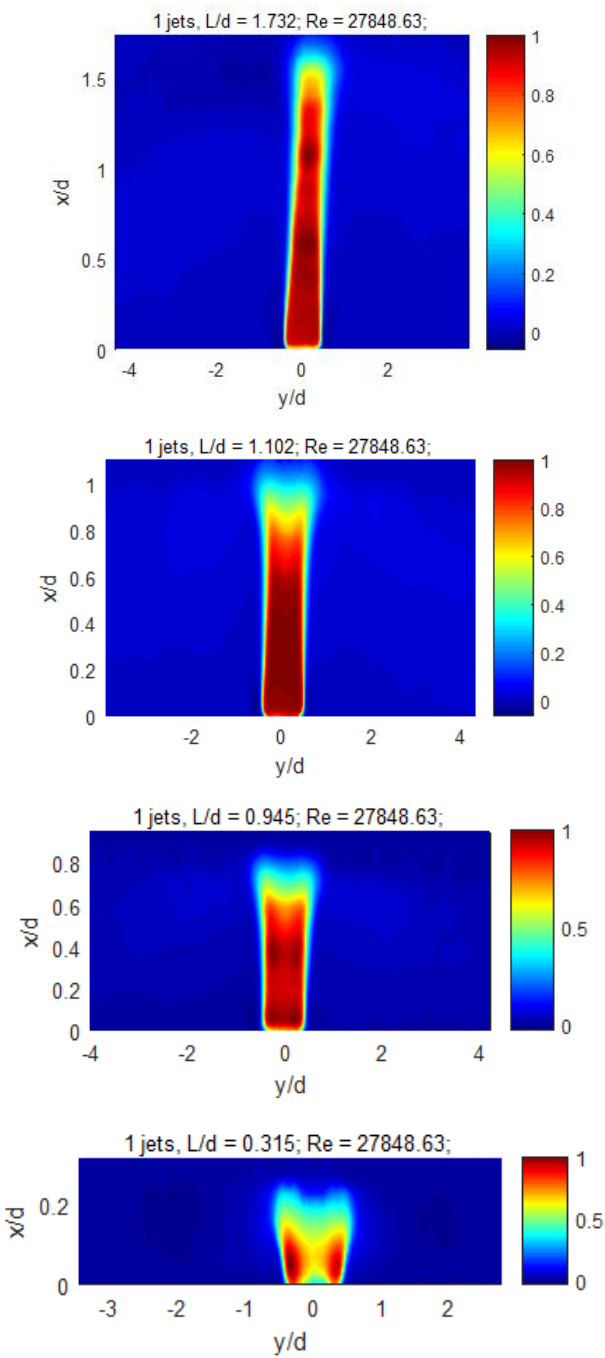


Figura 34 – Contornos de $|\vec{V}|/\max(|\vec{V}|)$;

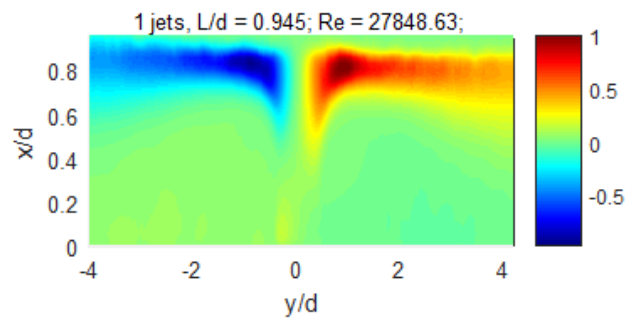
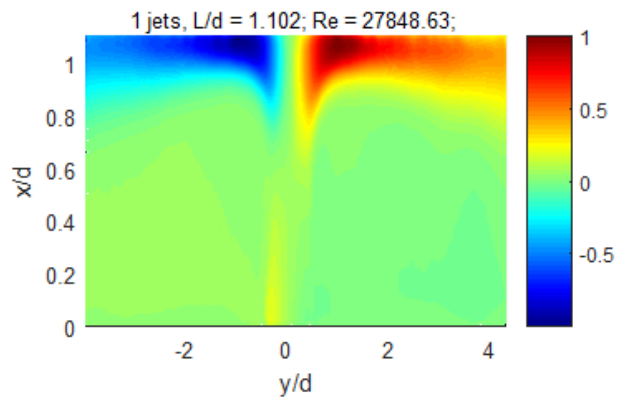
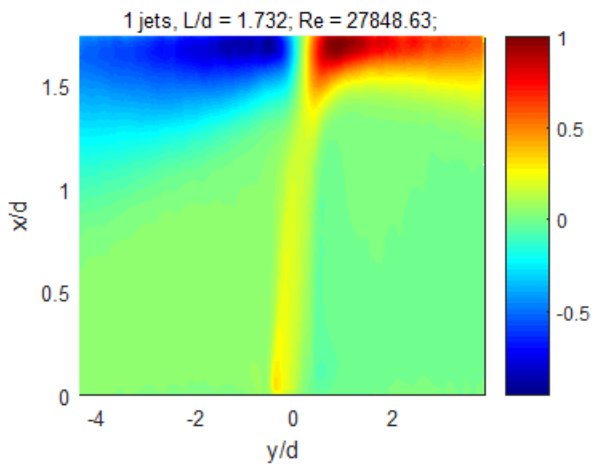
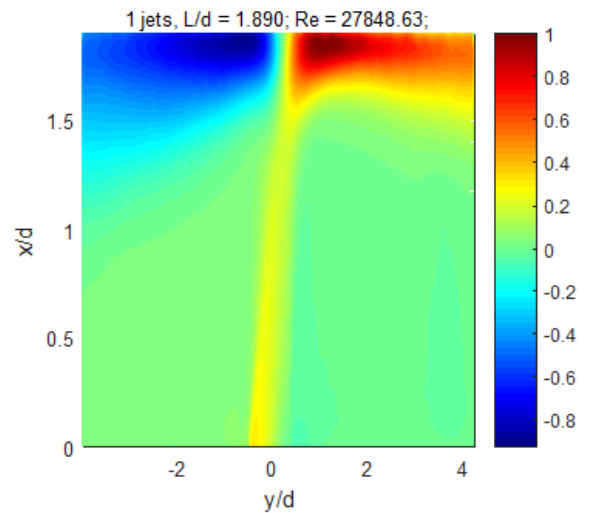
Para valores mais altos de L/d , observa-se claramente a estagnação, à medida que se aproxima da parede. Também pode-se visualizar a redistribuição de velocidade, após a curvatura do escoamento. Para baixos valores de L/d , percebe-se que o escoamento é bastante afetado pela parede, em todo o domínio.

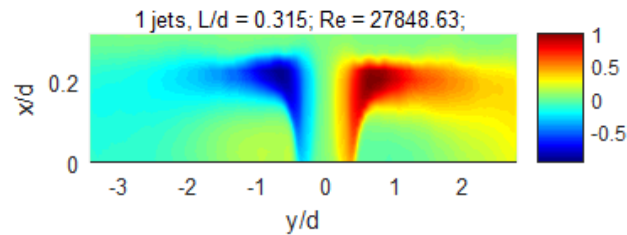
O mapa de intensidade da componente u da velocidade é apresentado na Figura 35 (a). Percebe-se claramente a influência da parede. A partir de uma certa coordenada x/d , a componente u cai abruptamente, chegando a zero, próximo da parede.





(a)





(b)

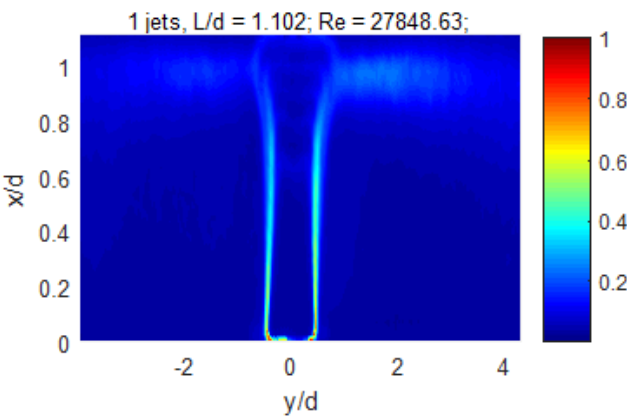
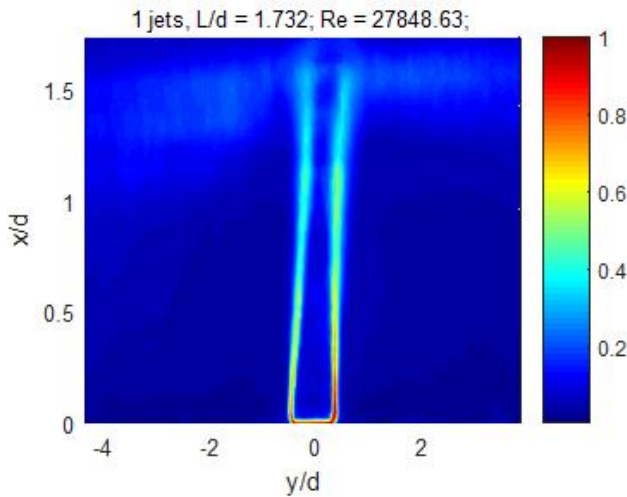
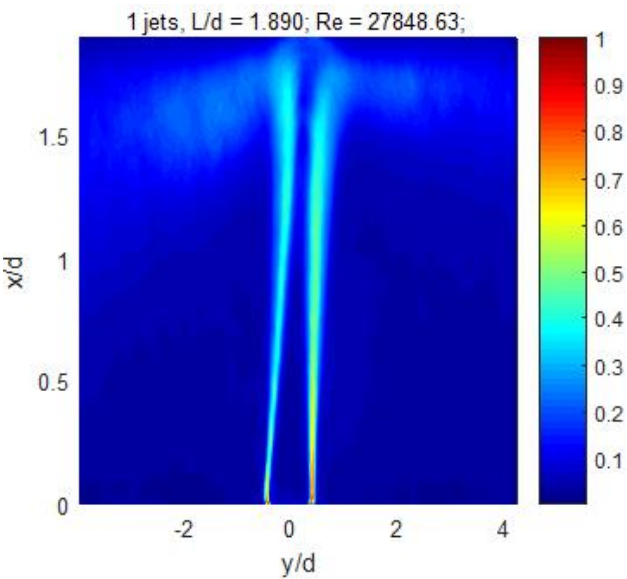
Figura 35 – Contornos de $\frac{u_{med}}{\max(u_{med})}$ – Figura(a); $\frac{v_{med}}{\max(v_{med})}$ – Figura(b)

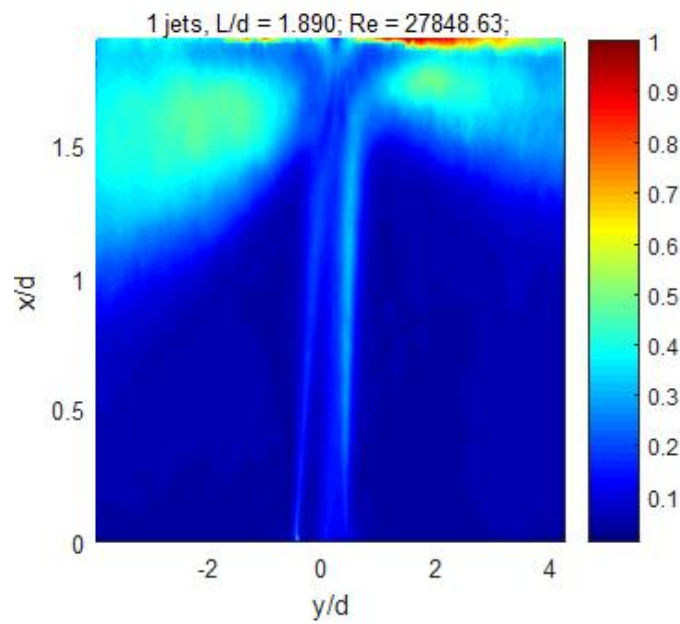
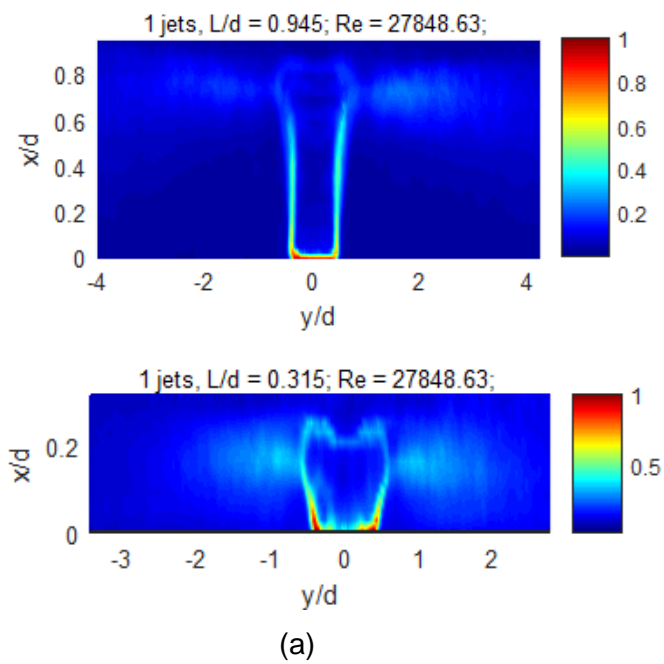
Já a Figura 35(b) apresenta a componente v da velocidade do jato, ou seja, a componente na direção y . Pode-se, próximo ao ponto de estagnação, que a queda na componente u é acompanhada pelo aumento da componente v .

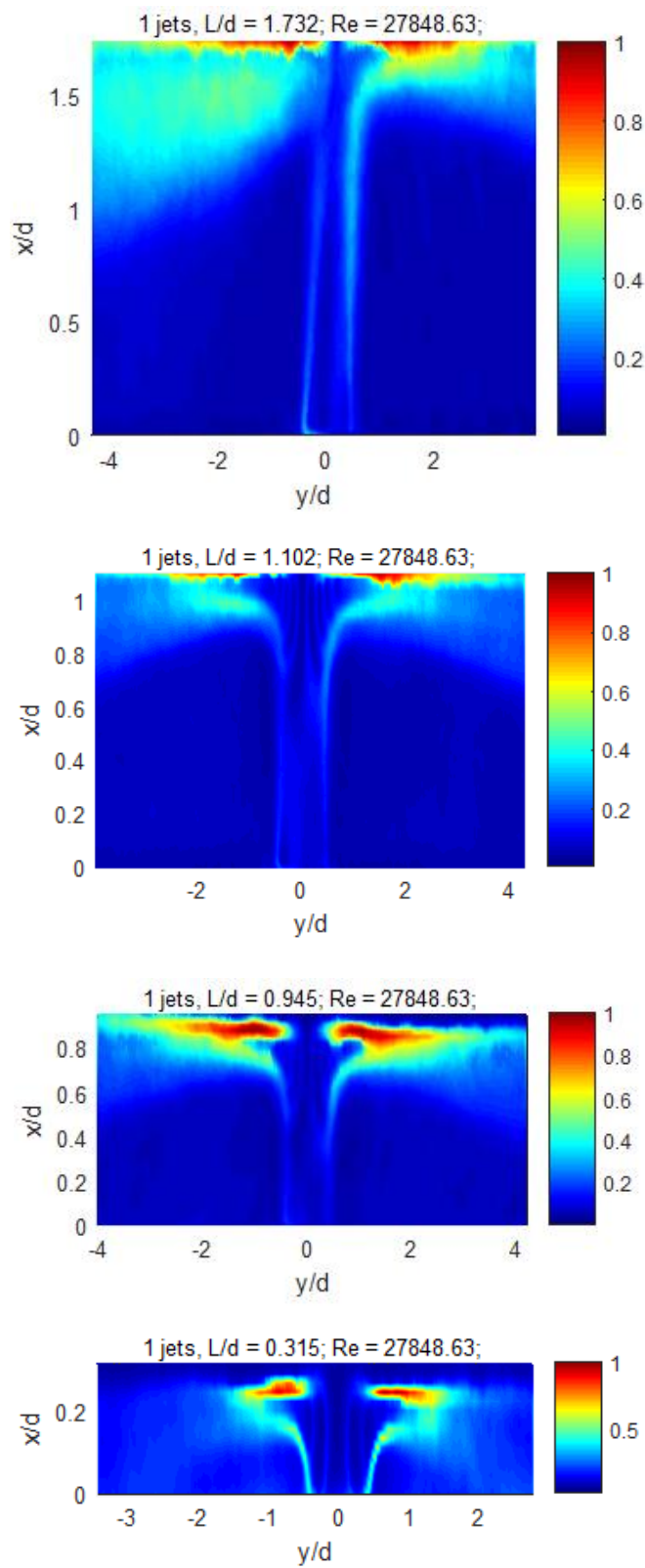
A Figura 35(b) mostra, ainda, que os jatos são assimétricos, nesse caso, inclinados levemente para a direita. Como o fluido estava sendo bombeado para a direita, no cilindro interno, ao sair pelo orifício, ele continua com componente de velocidade residual, na direção y , também para a direita.

O efeito dessa componente residual na inclinação dos jatos aumenta quanto maior o espaço anular a ser percorrido pelo jato, ou seja, quanto maior a razão L/d . Para a maioria dos casos, o ângulo de incidência do jato foi pequeno. Somente para o caso com L/d próximo a 2 foram observados ângulos de incidência mais elevados.

As flutuações de velocidade do escoamento são apresentadas na Figura 36(a) e Figura 36(b).







(b)

Figura 36 – Contornos de $\frac{u'_{rms}}{\max(u'_{rms})}$ (a); $\frac{v'_{rms}}{\max(v'_{rms})}$ (b)

De acordo com a Figura 36(a), as flutuações de velocidade, inicialmente, concentram-se na fronteira do jato. Como já foi visto na revisão bibliográfica, nessa região, o cisalhamento entre o jato e o fluido em repouso favorece a formação de instabilidades. Na parede, a flutuação de velocidade na direção longitudinal é elevada, principalmente próximo ao ponto de estagnação. Esse pico de flutuação é mais pronunciado na faixa entre 1 e 2 diâmetros do jato.

O comportamento das flutuações mostrou-se compatível com o reportado na literatura para jatos incidentes sobre placas planas. No trabalho de (Abrantes, 2005), por exemplo, os contornos de flutuação de turbulência também apresentaram um máximo na faixa entre 1 e 2 diâmetros do jato. Para referência, uma das figuras daquele trabalho, que ilustram esse comportamento, foi reproduzida na Figura 37. Os resultados deste trabalho apresentam comportamento qualitativamente similar àqueles observados por (Abrantes, 2005).

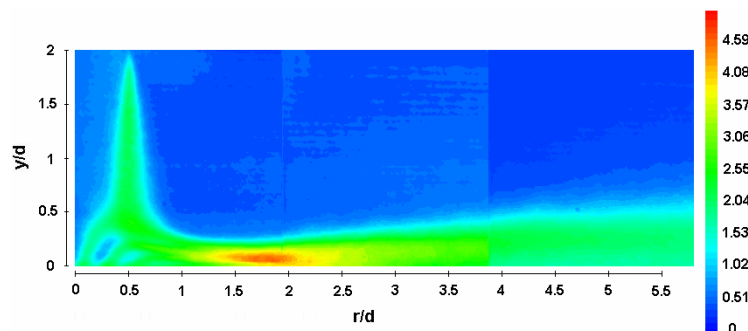
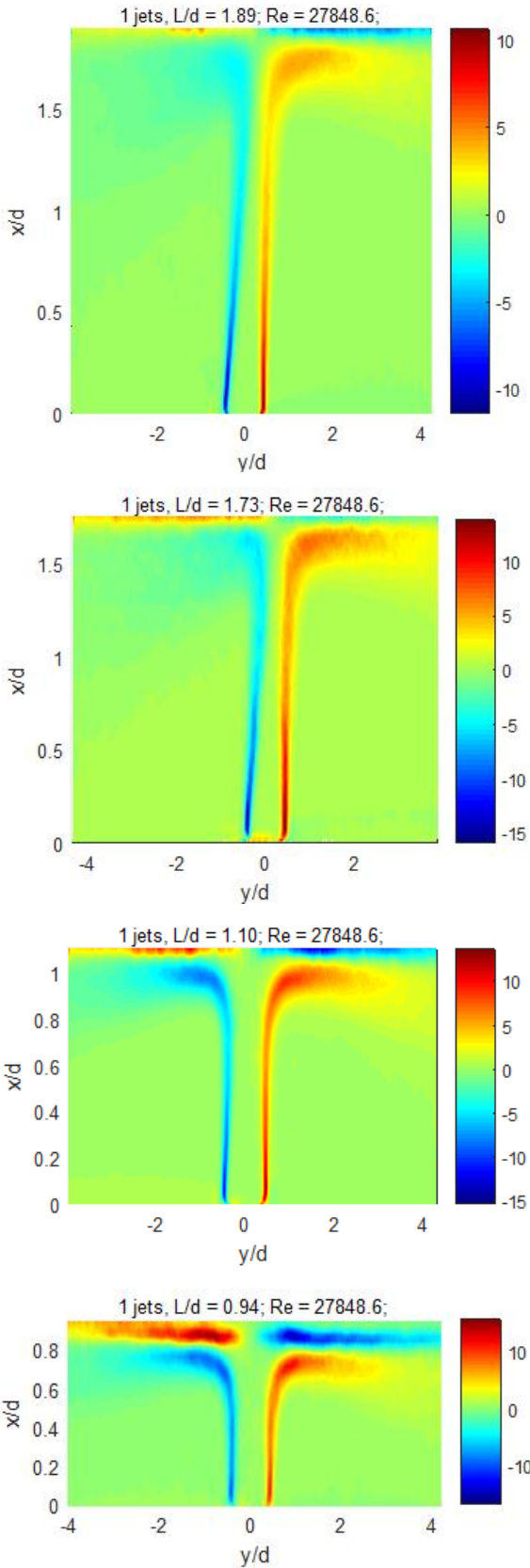


Figura 37 - Contornos de Velocidade Radial Turbulenta r.m.s. - v' [m/s]
; $Re = 21\ 000$; $\frac{H}{d} = 2$; $S = 0$; Jato incidente sobre placa plana , extraído
de (Abrantes, 2005)

A medição da vorticidade do escoamento é apresentada na Figura 38. Os resultados mostram uma mudança no comportamento dos valores de vorticidade do jato na região da parede. Isso ocorre devido à formação da camada limite e à presença de um jato de parede. A posição de máxima velocidade desse jato de parede fica localizada entre as duas regiões de vorticidade positiva e negativa. Isso pode ser comprovando analisando-se a Figura 34.



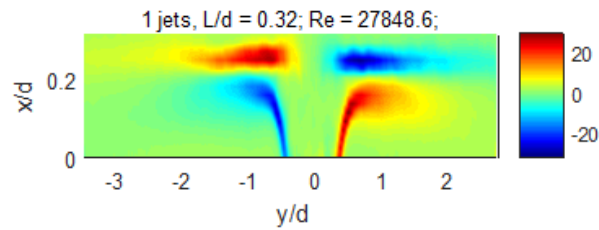


Figura 38 – Contornos de $\frac{\overline{\omega_\theta}}{U_j}$, para diversos $\frac{L}{d}$; $Re = 27\,849$

5.2. Validação

Para a validação dos resultados obtidos, decidiu-se calcular, através do campo de velocidades, a vazão volumétrica de água, através de uma superfície de controle perpendicular à direção do jato, conforme esquema da Figura 39. A superfície de controle foi escolhida próxima à saída do orifício, onde havia menores flutuações no campo de velocidade.

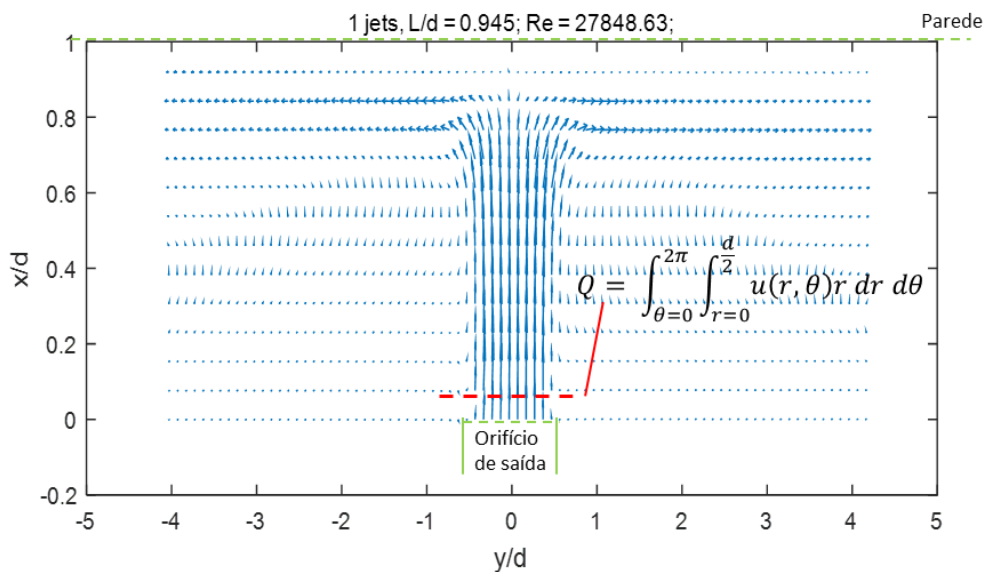


Figura 39 – Validação do campo de velocidades do PIV através da vazão do jato.

Calculou-se a integral numérica da vazão na saída dos jatos, assumindo simetria axial. O cálculo foi realizado para alguns casos, somente para a validação da metodologia e verificação da calibração utilizada. Os resultados foram comparados com as medições de vazão fornecidas pela leitura rotâmetro. Para o cálculo, foram utilizadas as seguintes relações:

$$Q = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\frac{d}{2}} u(r, \theta) r dr d\theta = 2\pi \int_{r=0}^{\frac{d}{2}} u(r) r dr \quad (5.1)$$

No sistema de coordenadas adotado, $r = x + \frac{OD_{interno}}{2}$, sendo $OD_{interno}$ o diâmetro externo do tubo interno.

$$Q = 2\pi \int_{x=0}^L u(x) \cdot \left[x + \frac{OD_{interno}}{2} \right] dx$$

$$Q \cong 2\pi \sum_{i=1}^N u(x_i) \cdot \left[x_i + \frac{OD_{interno}}{2} \right] \Delta x_i \quad (5.2)$$

A Tabela 8 apresenta alguns dos resultados obtidos.

Tabela 8 – Vazões calculadas por integração numérica

Nº de jatos	$\frac{L}{d}$	Re	$\frac{Q_{medido}}{Q_{calculado}}$ (%)
1	1,10	20 886	92,4
1	1,89	27 849	102,7
2	0,94	13 924	105,1
2	0,94	20 886	96,6

Pode-se observar que o desvio dos resultados ficou abaixo de 10%. Como a variação não é sistemática, ou seja, alguns resultados apresentaram desvio superior e inferior a vazão medida com o rotâmetro, julga-se que a calibração das imagens não teve influência significativa nos resultados. A magnitude do desvio pode ser considerada satisfatória, tendo em vista que a resolução do rotâmetro era da ordem de 10% da vazão medida, nos casos com Reynolds mais baixos.

Com a técnica validada, optou-se por analisar o escoamento em diferentes posições em relação a saída do jato. Os resultados são comparados com a literatura, quando possível.

5.3. Escoamento na saída do orifício

O comportamento do escoamento em uma estação $\frac{x}{d}$ bem próxima ao orifício foi analisado na Figura 40. Nessa figura, são apresentados resultados para um jato confinado em um espaço anular com distância $\frac{L}{d} = 1,73$. Esse caso foi eleito para fins de comparação com (Cornaro, et al., 1999), que apresentou perfis na saída de um jato de bocal, para uma distância adimensional entre o jato e a superfície $\frac{H}{d} = 2$. Logo, os valores daquele trabalho mostraram-se próximos a um dos casos analisados neste trabalho.

Além disso, a faixa de números de Reynolds do escoamento era similar. O intuito dessa comparação foi buscar possíveis fontes de divergências entre os resultados, já na saída dos jatos. Vale lembrar que, enquanto o presente trabalho trata de jato em espaço anular confinado, (Cornaro, et al., 1999) estudou jatos sobre superfícies côncavas abertas. Comparando-se os perfis de velocidade média da Figura 40(a) e (c), nota-se que ambos se assemelham a um perfil reto, como também é observado para jatos livres.

Os perfis de intensidade de turbulência, apresentados na Figura 40(b) e (d), também apresentam semelhanças. Essa intensidade de turbulência foi calculada seguindo a relação da Eq. (5.3).

$$I_{uv'} = \frac{\sqrt{u'^2_{rms} + v'^2_{rms}}}{U_j} \quad (5.3)$$

Como era esperado, na Figura 40(b) e (d), a maior flutuação de velocidade ocorre nas fronteiras do jato. O interessante é que, nessas figuras, as intensidades de turbulência tiveram magnitude similar. Isso não era esperado, uma vez que o presente trabalho utilizou jato de orifício, enquanto (Cornaro, et al., 1999) utilizou jato de bocal. Jatos de bocal possuem, em geral, maior intensidade turbulenta, próximo à saída, advinda do caminho percorrido pelo jato no interior do bocal.

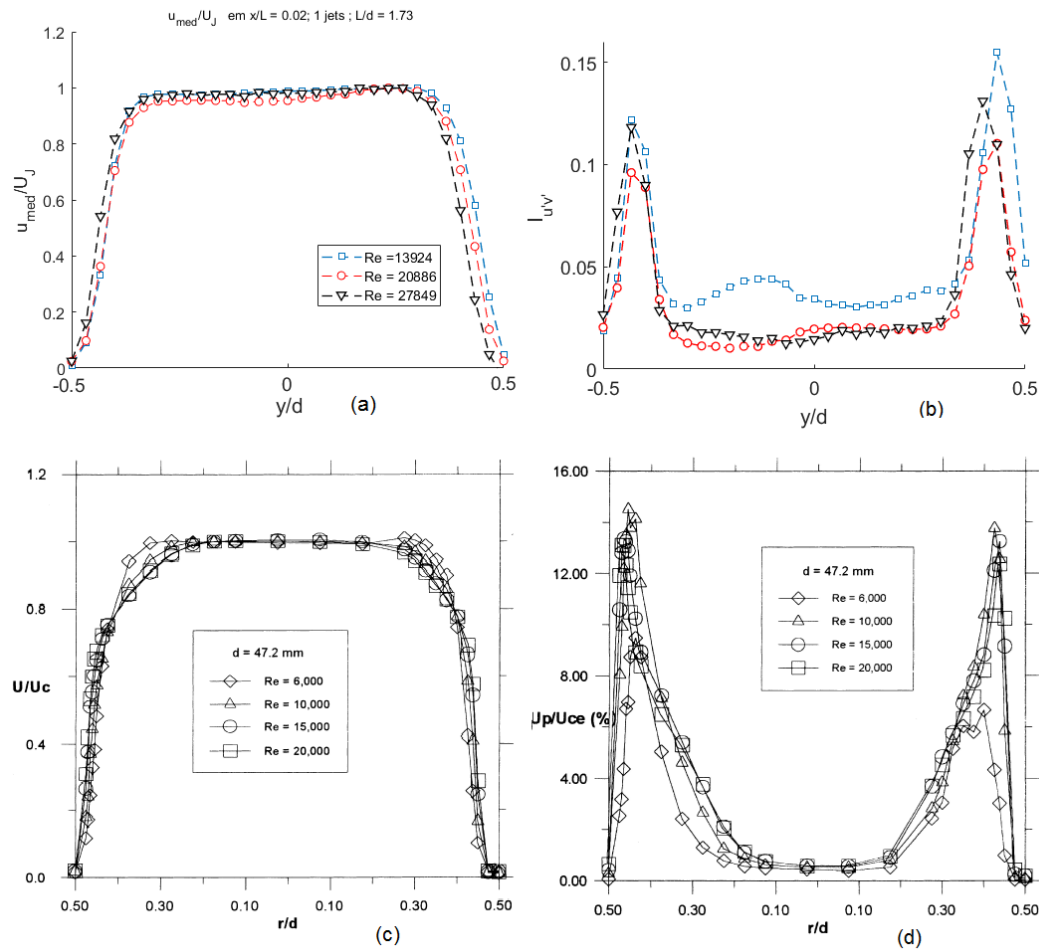
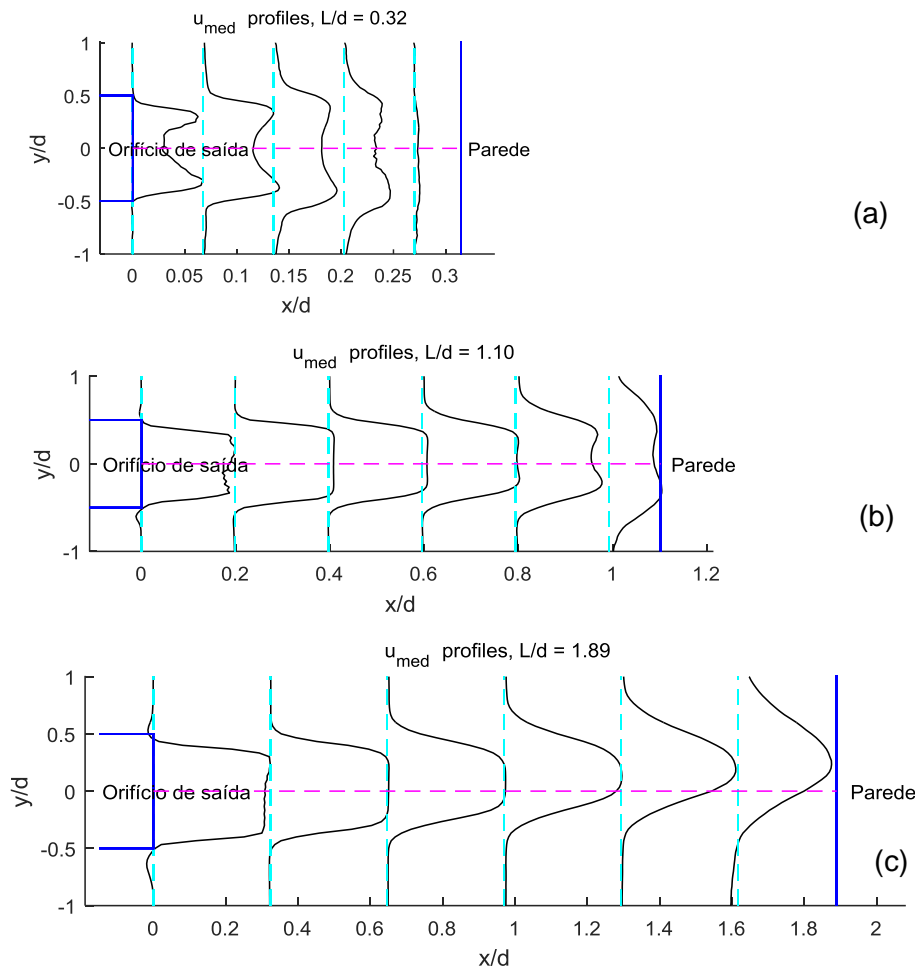


Figura 40 – (a) Perfil de velocidade axial, na saída do jato ; (b) Intensidade turbulenta, na saída do jato ; (c) , (d) curvas análogas obtidas por (Cornaro, et al., 1999)

5.4. Região de desenvolvimento

A região de desenvolvimento consiste no trecho entre a saída do orifício e o ponto de estagnação. Para detalhar a região de desenvolvimento do jato, são apresentados alguns gráficos, desta vez com a coordenada x no eixo horizontal.



**Figura 41 – Evolução de u , para 1 jato; $Re = 27\,849$; (a) $\frac{L}{d} = 0,315$;
(b) $\frac{L}{d} = 1,102$; (c) $\frac{L}{d} = 1,89$**

A Figura 41 mostra a evolução dos perfis de velocidade, para diversas seções radiais, desde o orifício até a parede. São plotados os perfis para três valores diferentes de $\frac{L}{d}$. Conforme o espaço anular é reduzido, consegue-se perceber uma mudança gradativa no perfil médio do escoamento na saída do jato. Esse efeito se deve devido à pressão de estagnação da superfície, que no caso de jatos bem próximos da parede, possui maior influência sob o escoamento na saída do jato. Nota-se que no caso com $\frac{L}{d} = 0,315$, próximo à linha de centro, perfil apresenta formato claramente côncavo.

O trabalho de (Fairweather, et al., 2002) mostra um comportamento qualitativamente semelhante, para jatos incidentes sobre superfícies planas. Naquele trabalho, a concavidade do perfil foi menos pronunciada do que a observada aqui. No entanto, o perfil de velocidade medido na saída dos jatos

daquele trabalho era sensivelmente mais desenvolvido do que o observado neste trabalho. De qualquer maneira, essa mudança do perfil na saída do jato para casos muito próximos a superfície já havia sido reportada na literatura.

5.5.

Escoamento na linha de centro

A Figura 42 mostra a evolução da componente u , ao longo da linha de centro do jato, para diversos números de Reynolds e 1 jato por seção. No eixo horizontal, está a coordenada x (distância até o orifício de saída), adimensionalizada pelo diâmetro do orifício, d . O eixo vertical mostra a componente u da velocidade, adimensionalizada pela velocidade na descarga do jato, U_{max} . U_{max} foi tomada como a máxima velocidade u em $\frac{x}{d} = 0$, ou seja, na saída do orifício. Dessa forma, U_{max} não é, necessariamente, o máximo valor de velocidade no domínio.

No item (d), está reproduzido o resultado análogo encontrado por (Hashiebaf, et al., 2015), em seu experimento de jato incidente contra superfície côncava. Para fins de comparação, plotaram-se, nas figuras (a), (b) e (c), os resultados do único caso de (Hashiebaf, et al., 2015) que se encontrava na faixa de distâncias cobertas pelo presente trabalho.

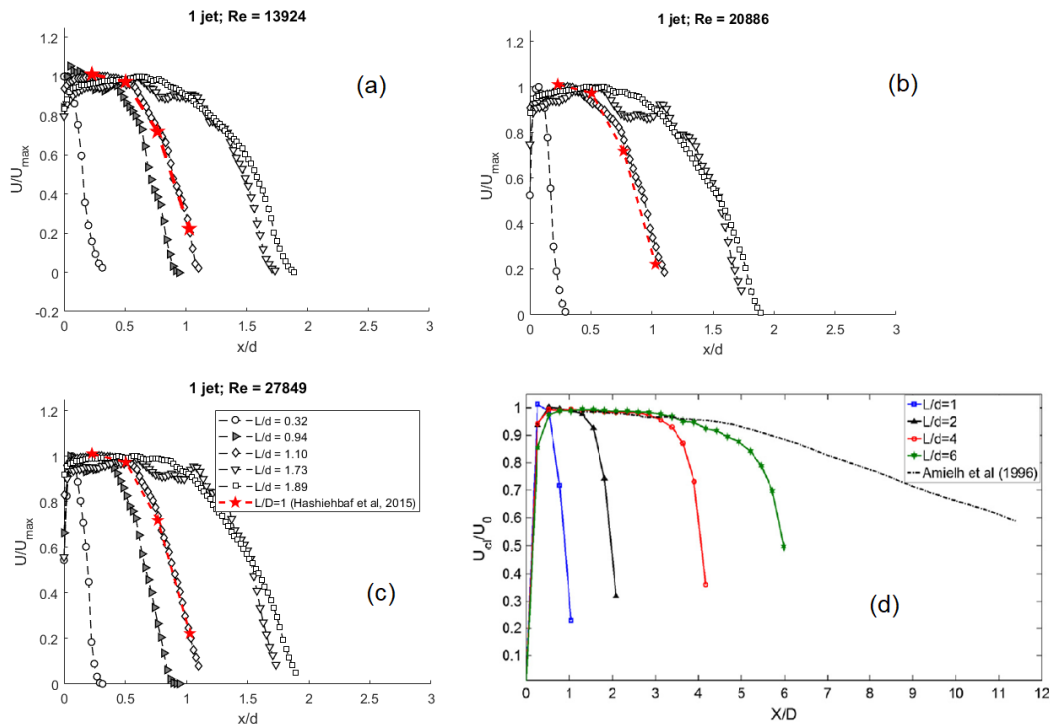


Figura 42 – Evolução de u_{med} na linha de centro. (a) $Re = 13\,924$; (b) $Re = 20\,886$; (c) $Re = 27\,848$; (d) $Re = 23\,000$, extraído de (Hashiebf, et al., 2015)

Os resultados apresentados na Figura 42(d) foram extraídos do trabalho de (Hashiebf, et al., 2015). Nota-se que as distâncias entre o jato e a parede cobertas naquele trabalho são significativamente maiores do que aquelas estudadas na presente dissertação. A linha tracejada mostrada na figura (d) representa o caso da queda de velocidade de um jato livre, medida experimentalmente por (Allmieh et. al, 1996). Logo, pode-se afirmar que as quedas abruptas de velocidade na linha de centro, observadas nas figuras (a), (b) e (c), são influência somente da parede. Essa comparação quantitativa das medições com a literatura, ajuda a validar a metodologia adotada no processamento das imagens.

5.6.

Jato de parede

Com base na concordância entre resultados deste trabalho e da literatura relacionada com jatos sobre superfícies côncavas, resolveu-se analisar comparativamente também os resultados obtidos na região do jato de parede.

5.6.1. Definições

Para definir o jato de parede, a variável x será plotada no eixo horizontal.

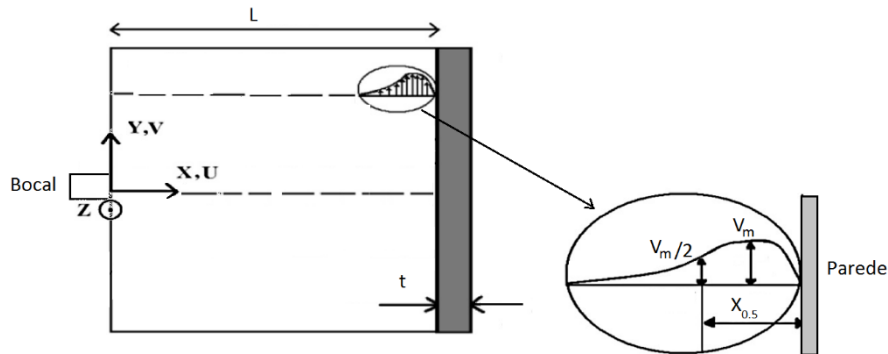


Figura 43 - Definição do jato de parede; Adaptado de (A. Hashiehbab, 2015)

Para se definir a região de jato de parede, analisa-se o campo de velocidade ao longo da superfície, conforme ilustrado na Figura 10. A magnitude da velocidade V vale zero, junto à parede, aumenta até um valor máximo e depois volta a cair, à medida que se afasta da superfície do anteparo.

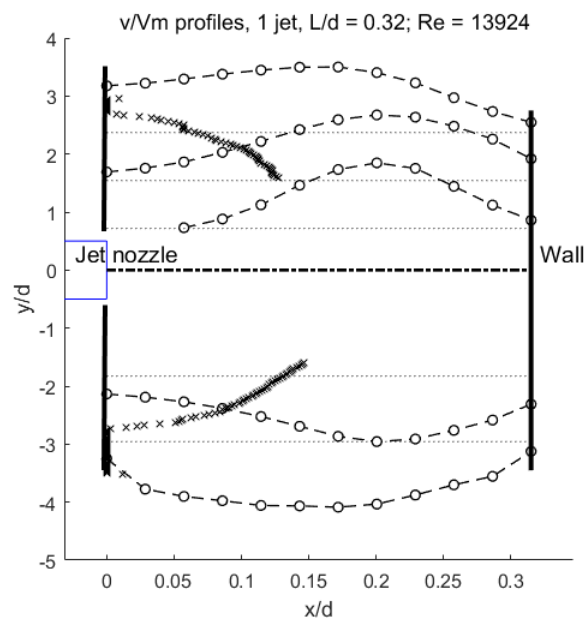
Define-se a espessura do jato de parede em função da coordenada y , calculando-se qual a distância até a parede em que a velocidade cai a uma certa porcentagem (ex.: 50%) de seu valor máximo. A espessura $X_{0.5}$ também é bastante usada, na literatura. Ela é definida como:

$$X_{0.5}(Y) = X, \text{ tal que } V(X, Y) = \frac{V_m(Y)}{2} \quad (5.4)$$

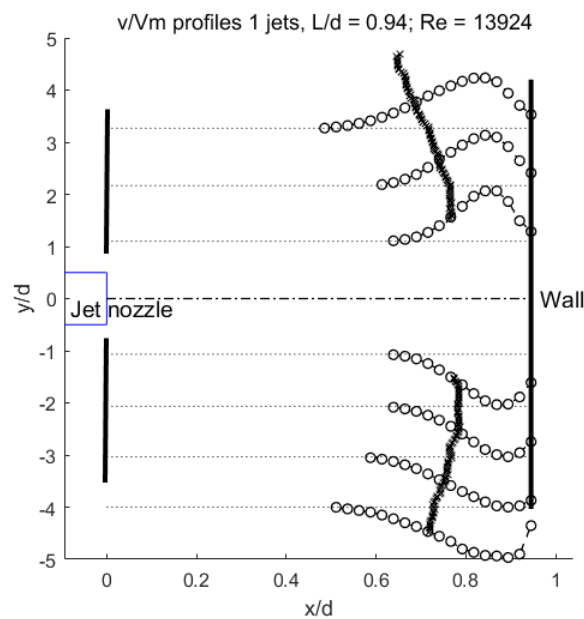
Segundo (Zuckerman, 2006), a espessura mínima do jato de parede ocorre próximo ao ponto de estagnação e gira em torno de 0,75 a 3 vezes o diâmetro do bocal. À medida em que o jato evolui, ele se torna mais espesso. Seguindo essas definições, apresentam-se, na seção a seguir, os resultados obtidos.

5.6.2. Evolução do jato de parede

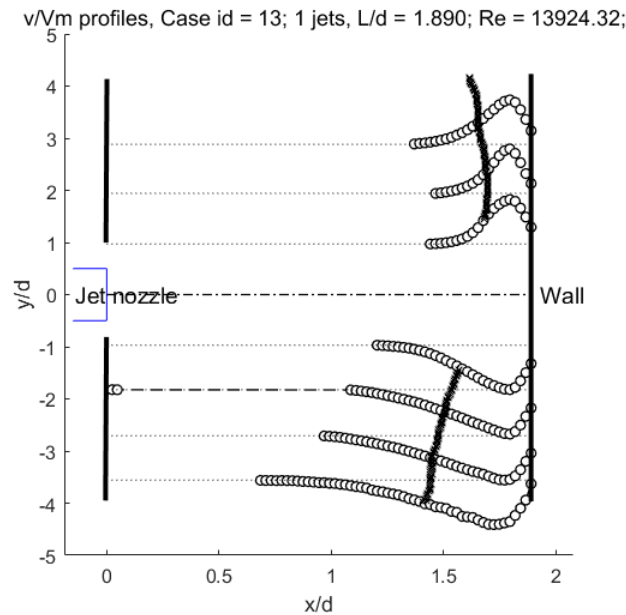
Nesta seção, novamente, x será plotado no eixo horizontal. Nas figuras a seguir são mostradas as espessuras médias dos jatos para diferentes casos. Os resultados obtidos para diferentes espaçamentos anulares e para um número de Reynolds igual a 13924, são apresentados na Figura 44. Nessa figura, os círculos correspondem ao perfil de velocidade em diferentes posições y/d e os marcadores “x”, ilustram a posição da espessura $X_{0.5}$.



(a)



(b)



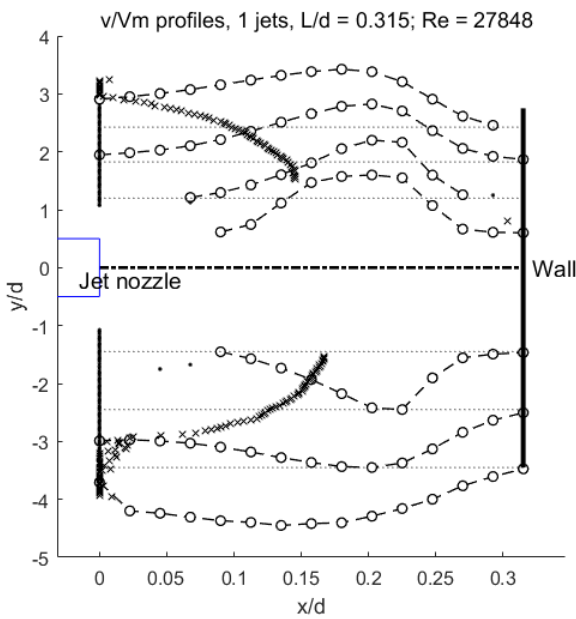
(c)

Figura 44 – Jatos de parede para 1 jato ; $Re = 13\,924$

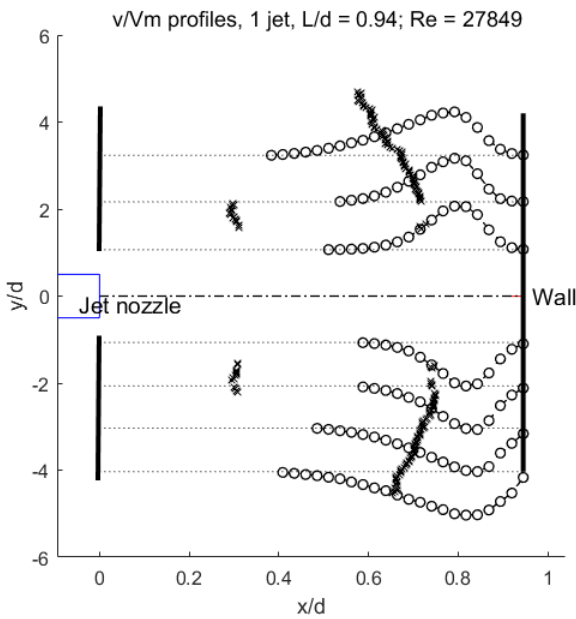
A Figura 44 mostra que, para $\frac{L}{d} = 0,315$, o jato de parede mistura-se à tubulação interna. É de se esperar que essa geometria seja a mais preocupante, do ponto de vista de vibração, uma vez que sofrerá diretamente a influência dos vórtices da região da parede. Nos demais casos, nota-se $\delta_w \cong 0,5 \cdot \frac{x}{L}$, na estação $\frac{y}{d} = \pm 4$. Vale lembrar que o jato ainda está em desenvolvimento, devendo alcançar espessuras ainda maiores, até 0,75 a 3 vezes o diâmetro do bocal, conforme previsões da literatura.

Na Figura 44(c), observa-se claramente a perda de simetria, devido a inclinação do jato. Observa-se que a espessura $X_{0.5}$ possui distribuição assimétrica, em relação ao eixo $\frac{x}{d} = 0$.

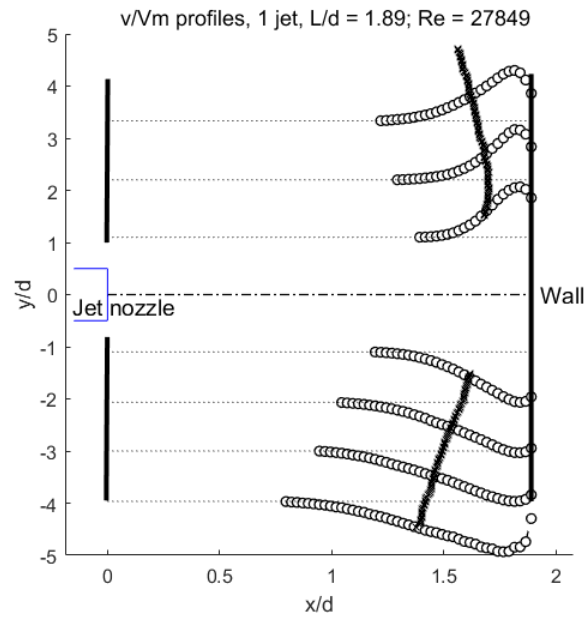
A Figura 45 mostra a evolução de jato de parede para o máximo Reynolds simulado, 27 848. A espessura relativa do jato continua aproximadamente a mesma, se comparada à do escoamento com $Re = 13\,924$. Os dados não apresentam nenhuma mudança perceptível de comportamento com a mudança do número de Reynolds.



(a)



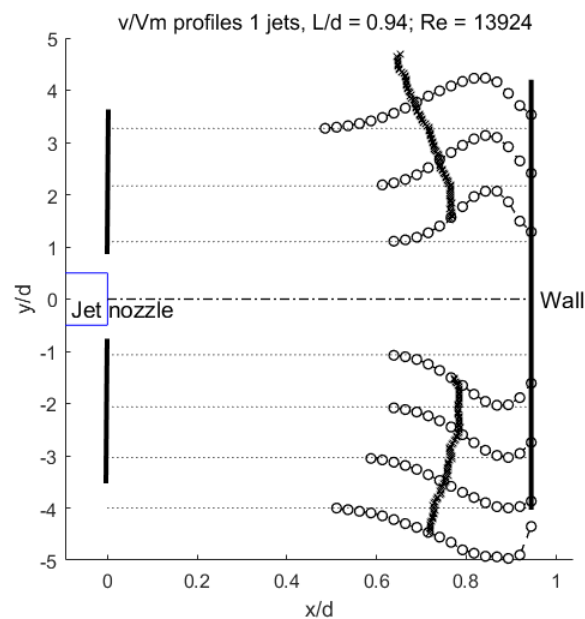
(b)



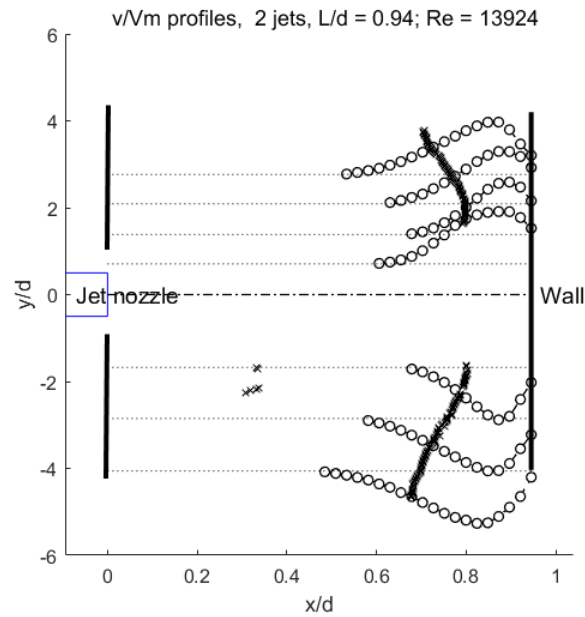
(c)

Figura 45 – Jatos de parede para 1 jato ; $Re = 27\ 848$

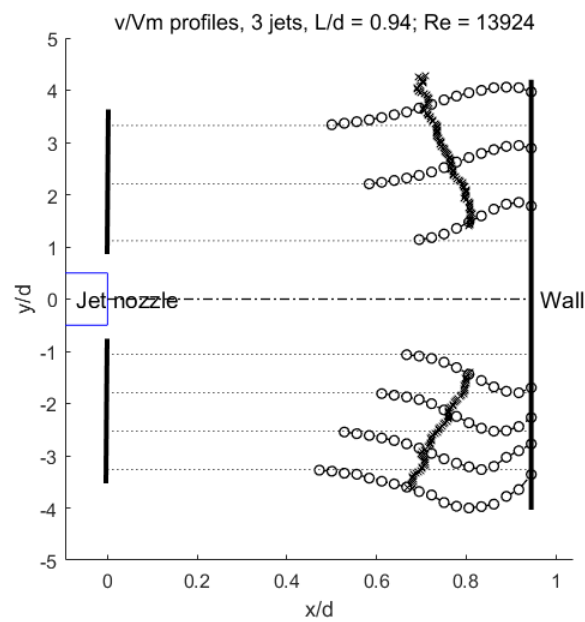
A Figura 46 mostra os escoamentos para 1, 2 e 3 jatos, fixados o número de Reynolds e a geometria. Os casos com 1, 2 e 3 jatos são mostrados nas figuras (a), (b) e (c), respectivamente. Não foram observadas diferenças significativas nos perfis do jato de parede.



(a)



(b)



(c)

Figura 46 – Jatos de parede para $Re = 13\,924$; $\frac{L}{d} = 0,9449$

A Figura 46 sugere que a presença de mais de um jato não influencia o escoamento médio. Pode-se concluir que os jatos eram separados suficientemente, para que o jato de parede de cada um deles não fosse perceptível para o outro jato.

5.6.3. Perfis de velocidade e flutuações

A Figura 47 mostra os perfis de $\frac{V}{V_m}$ obtidos, em diversas estações $\frac{y}{d}$, ao longo da parede. O eixo horizontal apresenta a coordenada x (distância a partir do orifício de saída) adimensionalizada por $X_{0.5}$, a distância de decaimento definida conforme a eq. (5.4). Vale lembrar que $X_{0.5}$ é uma função de y , de modo que a adimensionalização muda conforme a estação analisada.

O eixo horizontal dos gráficos da Figura 47 corresponde à componente v da velocidade, adimensionalizada pela velocidade transversal máxima do jato, V_m , conforme ilustrado na Figura 43. V_m também varia com y , de modo que a adimensionalização varia conforme a estação. A intenção dessa adimensionalização móvel é fazer com que as curvas de velocidade colapsem em um perfil similar, independentemente da coordenada $\frac{y}{d}$ que está sendo observada.

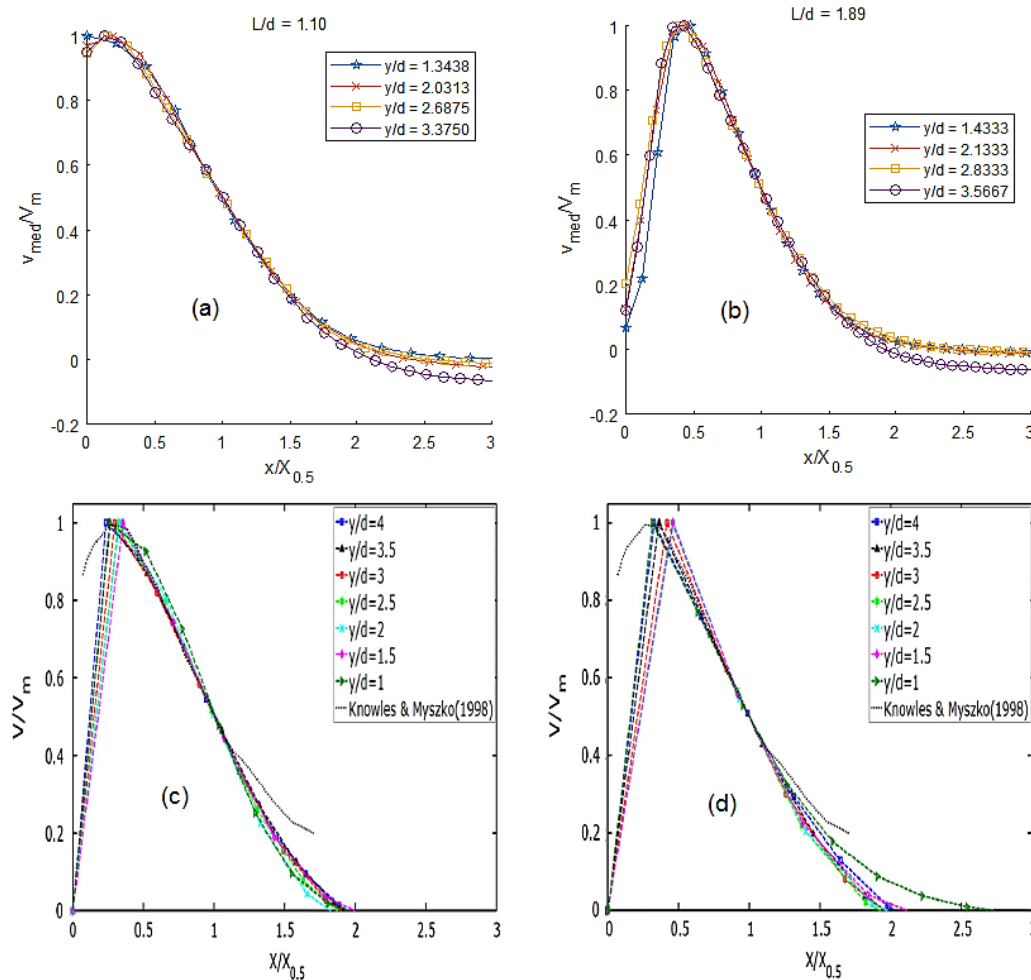


Figura 47 – Perfis $\frac{v}{v_m}$ no jato de parede; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$ (c) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$ e (d) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$

Os itens (a) e (b) apresentam dados obtidos para geometrias de 1 jato, com $Re = 20\,886$. Os itens (c) e (d) são dados medidos por (Hashieba, et al., 2015), para jato sobre superfície côncava, com $Re = 23\,000$. Nota-se boa concordância entre os resultados.

Os picos de velocidade transversal ocorrem próximos a $\frac{y}{d} = 0,5$, em todas as curvas. Quando se aumenta $\frac{L}{d}$ de 1 para 2, ou de 1,10 para 1,89, nota-se um discreto deslocamento do pico de v , em direção à direita.

Embora (Hashieba, et al., 2015) tenha iniciado as curvas a partir da origem, o autor não deixa claro se isso foi o resultado de sua medição ou apenas uma convenção.

A Figura 48 mostra os perfis de velocidade axial, u , também adimensionalizada pela velocidade transversal máxima do jato V_m , em cada estação. Os valores de u são da ordem de 10% de V_m ao longo da parede.

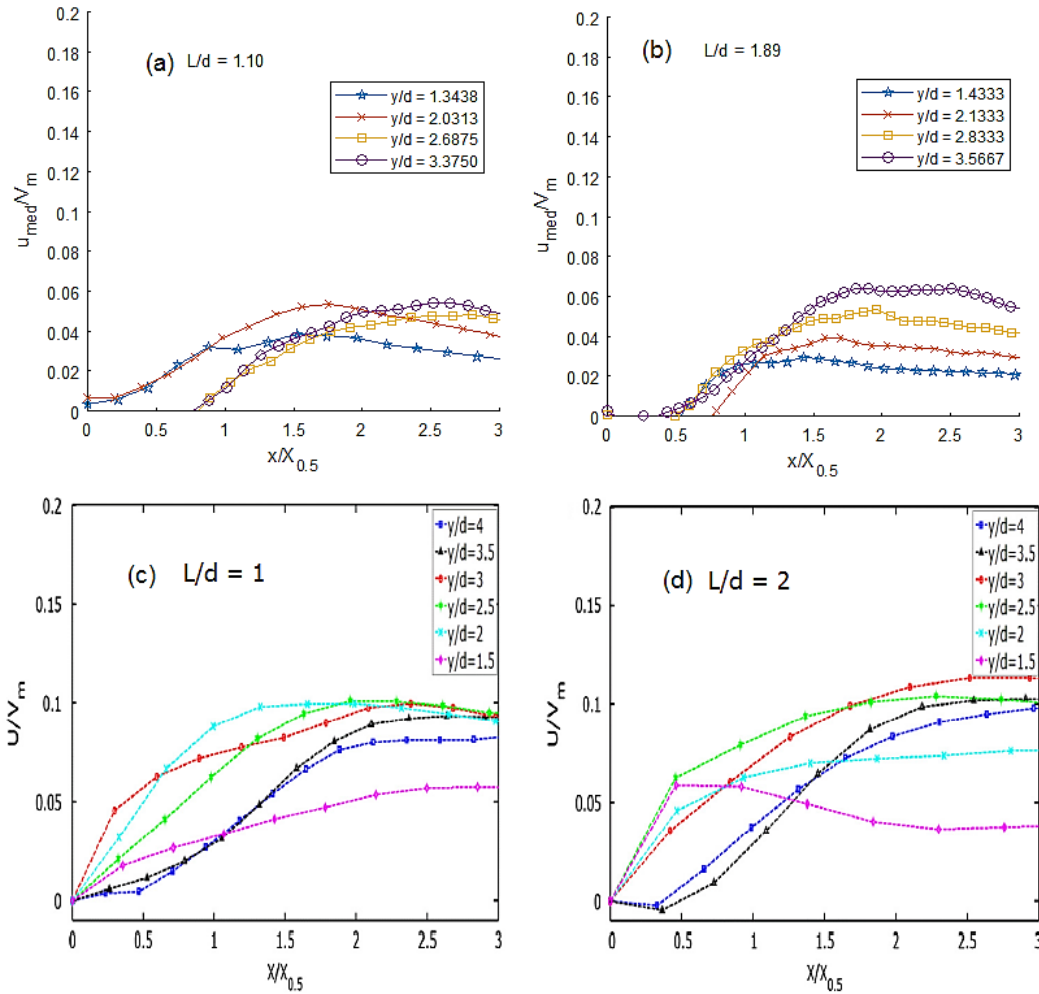


Figura 48 – Perfis $\frac{u}{V_m}$ no jato de parede; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$ (c) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$ e (d) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$

Picos nos valores de $\frac{u}{V_m}$ indicam que ocorrem vórtices, associados ao efeito-fonte, conforme explicado no capítulo 2. (Hashieba, et al., 2015) encontrou perfis parecidos para $\frac{u}{V_m}$. O autor também observou que, ao se aumentar a razão $\frac{L}{d}$ faz com que os perfis alterem seu comportamento em $\frac{y}{d} \in [2; 3]$, indicando que essa é uma zona de recirculação.

As flutuações em u são apresentadas na Figura 49.

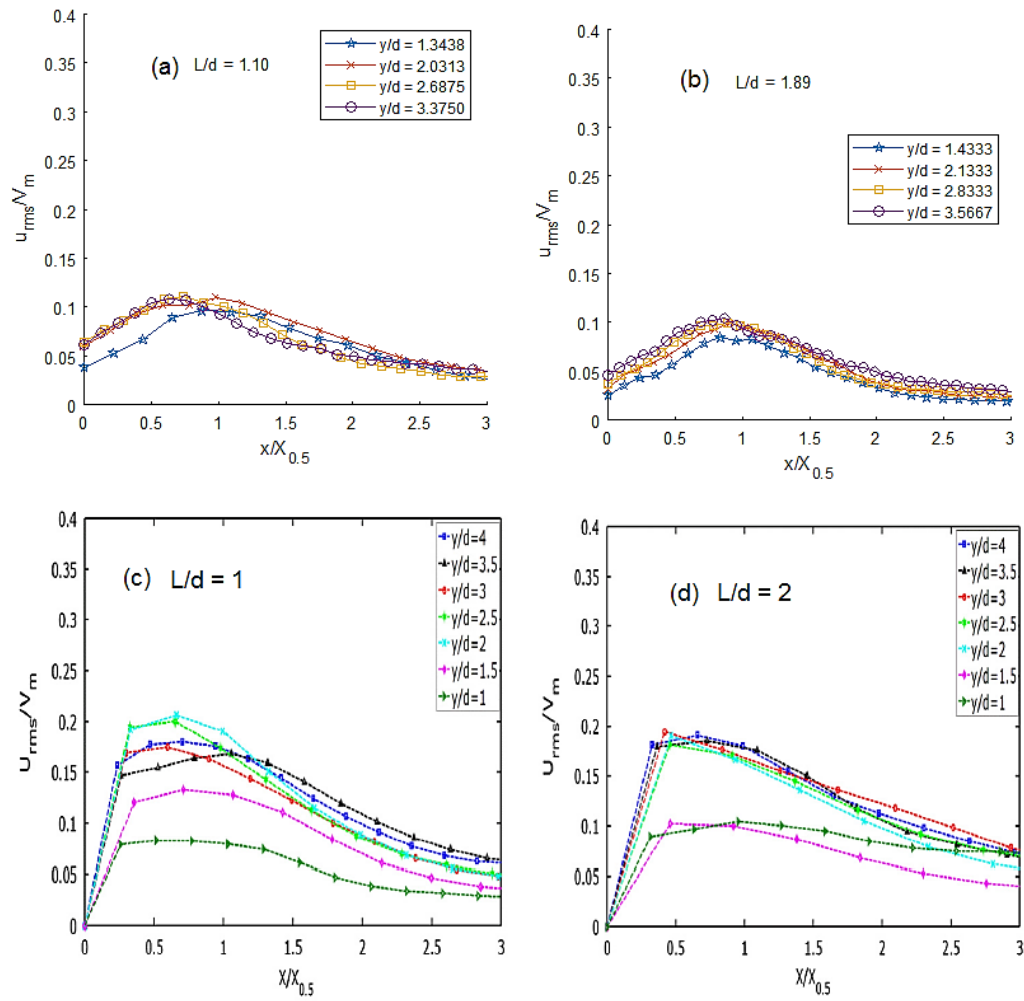


Figura 49 – Perfis $\frac{u_{rms}}{V_m}$ no jato de parede; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1,9$ (c) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$ e (d) (Hashieba, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$

Nota-se que o presente trabalho encontrou um nível menor de turbulência em u , se comparado ao jato em superfície côncava. Os picos de $\frac{u_{rms}}{V_m}$ ocorrem, consistentemente, próximos a $\frac{y}{d} = 0,7$.

A Figura 50 mostra os níveis de turbulência na velocidade transversal, v . Os níveis encontrados para o escoamento anular foram iguais aos encontrados por (Hashieba, et al., 2015). Principalmente nesse último estudo, nota-se um comportamento peculiar para as curvas de $\frac{v_{rms}}{V_m}$.

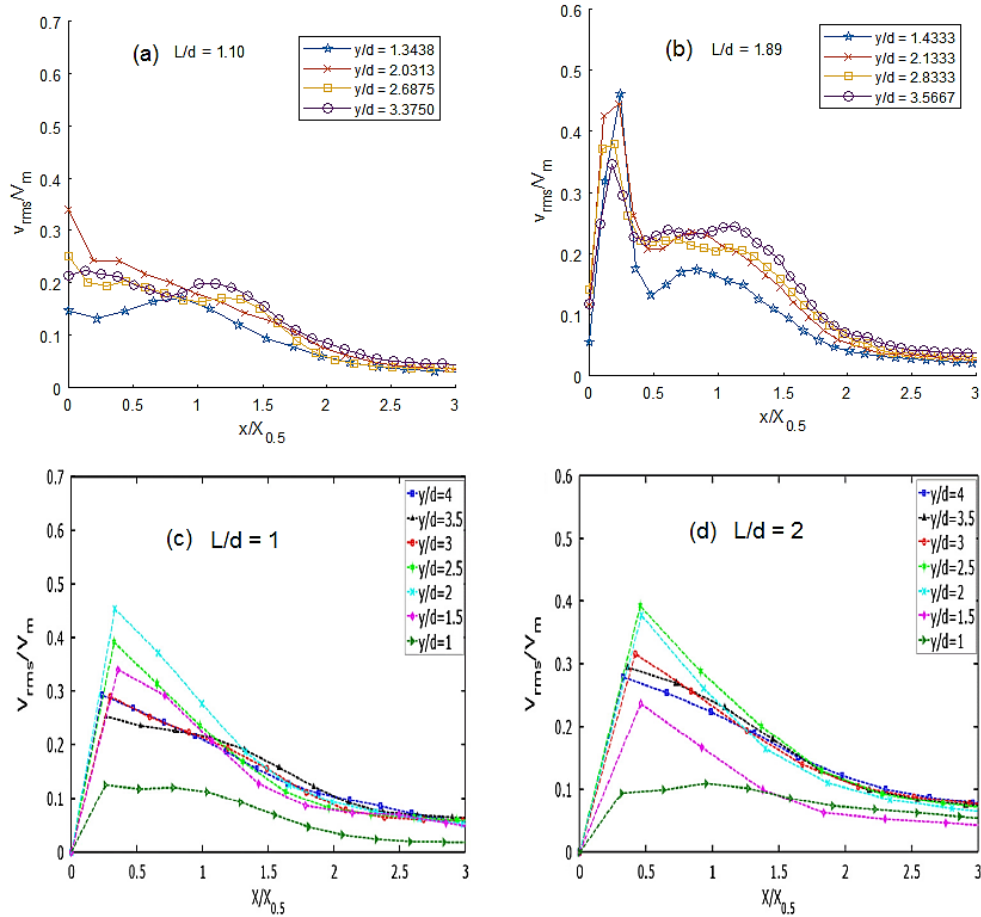


Figura 50 – Perfis $\frac{v_{rms}}{V_m}$ no jato de parede; (a) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1, 1$; (b) dados deste trabalho, $\frac{L}{d} = 1, 9$ (c) (Hashiebf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 1$ e (d) (Hashiebf, et al., 2015), $\frac{L}{d} = 2$

Para as estações $\frac{y}{d} \in [1,5 ; 2,5]$, à medida que se distancia do ponto de estagnação, observam-se maiores níveis de turbulência em v . Porém, em $\frac{y}{d} = 3$, o nível de turbulência v_{rms} volta a cair, indicando o fim de uma zona de recirculação.

6

Análise de frequências

Decidiu-se investigar as flutuações do campo de velocidade u e v medidas para o PIV, a fim de se detectarem eventuais vórtices coerentes no escoamento. O objetivo desta parte do trabalho assemelha-se ao foco do trabalho de (Cornaro, et al., 1999), conforme descrito no capítulo de Revisão Bibliográfica. Naquele trabalho, foi observado, por meio de técnicas de visualização com fumaça, que vórtices coerentes são formados para $\frac{L}{d} = 2$ e $\frac{L}{d} = 3$, principalmente para baixos números de Reynolds.

A leitura do trabalho de (Cornaro, et al., 1999) sugere que, nos jatos incidentes sobre superfícies não-planas, há 3 fatores relevantes para a instabilidade e que levam à ruptura dos vórtices:

- Altos números de Reynolds
- Curvatura relativa do anteparo

A curvatura do anteparo é medida pelo inverso de seu raio $\left(\frac{1}{R}\right)$. Pode ser adimensionalizada pela curvatura do bocal, resultando na curvatura relativa.

$$k_r = \frac{\frac{1}{R}}{\frac{1}{r}} = \frac{\frac{1}{D}}{\frac{1}{d}} \rightarrow k_r = \frac{d}{D}$$

Altos valores de curvatura relativa representam altas acelerações centrípetas impostas ao jato de parede. Nas medições efetuadas por Cornaro, para superfícies convexas, altas curvaturas relativas funcionavam como fator estabilizador. Porém, para as superfícies côncavas, altas curvatura são fator desestabilizador.

De acordo com (Cornaro, et al., 1999), quando o ponto de estagnação se encontra na região esperada para o núcleo potencial, ocorre baixa turbulência advinda do jato livre. Portanto, os vórtices formados no jato de parede ficam mais estáveis e coerentes. Em $\frac{L}{d} = 2$ e $\frac{L}{d} = 3$, Cornaro observou vórtices igualmente espaçados e estáveis até o azimute $\theta = 40^\circ$. Nessa posição, ocorria a quebra dos

vórtices. Já para a geometria $\frac{L}{d} = 4$, ou seja, com a placa posicionada no fim do núcelo potencial, não se observaram mais estruturas coerentes sobre a placa. O mecanismo por trás dessa instabilidade foram os vórtices erráticos que começavam a se formar na região do jato livre. Esses vórtices, ao impactarem sobre a placa, causavam forte oscilação na posição do ponto de estagnação, afetando toda a esteira de vórtices da parede.

Nos casos com razão $\frac{L}{d} < 1$, (Cornaro, et al., 1999) observaram que o entranhamento do jato de parede à região do jato livre aumenta. Nessa situação, a esteira sobre a placa fica mais suscetível às perturbações advindas da turbulência do jato livre. Cornaro observou, para a geometria $\frac{L}{d} = 1$, que a esteira de vórtices se descola da placa curva e não ocorrem vórtices coerentes.

Para o presente trabalho, cobriu-se uma faixa de razões $\frac{L}{d}$ entre [0.32 ; 1.89]. Caso os resultados obtidos no presente trabalho se assemelhem àqueles descritos por Cornaro e co-autores, é de se esperar que estruturas coerentes sejam observadas apenas para valores de $\frac{L}{d}$ próximos a 2.

Vale lembrar que, enquanto Cornaro estudou jato incidente contra placa côncava, este trabalho estuda jato incidente em anular confinado. Além disso, os números de Reynolds analisados neste trabalho são maiores do que aqueles avaliados pela referência da literatura. Vale lembrar também que, a condição de saída do escoamento não é clara no espaço anular confinado. Logo, vórtices criados em tempos anteriores podem modificar o jato, criando flutuações

periódicas. Sendo assim, não é óbvio que as observações de Cornaro e co-autores se aplicam ao presente estudo.

A Figura 51 mostra o contorno de velocidades média e intensidade turbulenta obtidas para a geometria de 1 furo, com $\frac{L}{d} = 1,73$; $Re = 13\,924$.

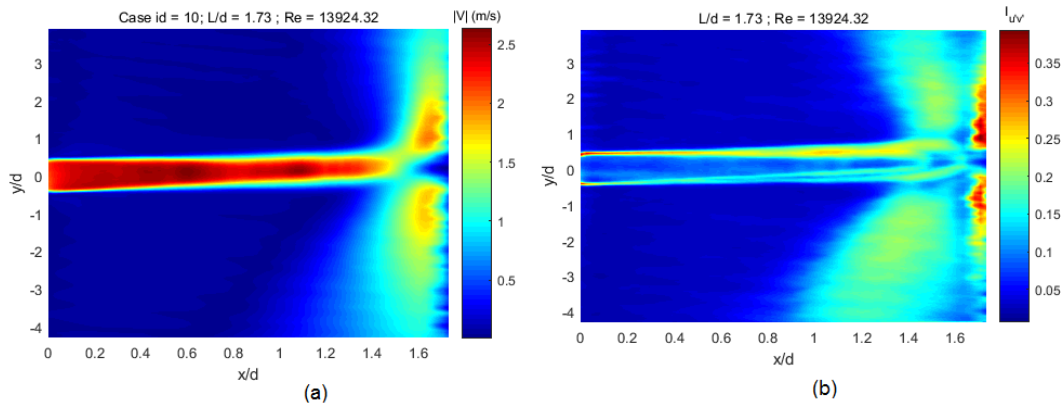


Figura 51 – Contornos de (a) $|\vec{V}| = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$; (b) $I_{u'v'} = \frac{\sqrt{u'^2_{rms} + v'^2_{rms}}}{U_j}$

Para a escolha do domínio de interesse, foi utilizada a função-critério

$$I_{u'v'} > C_1 \cdot I_{u'v'}|_{m\acute{a}x} \quad (6.1)$$

Escolheu-se um limiar de corte $C_1 = 0,15$. Os pontos que satisfazem a equação (6.1) estão mostrados em amarelo na Figura 52.

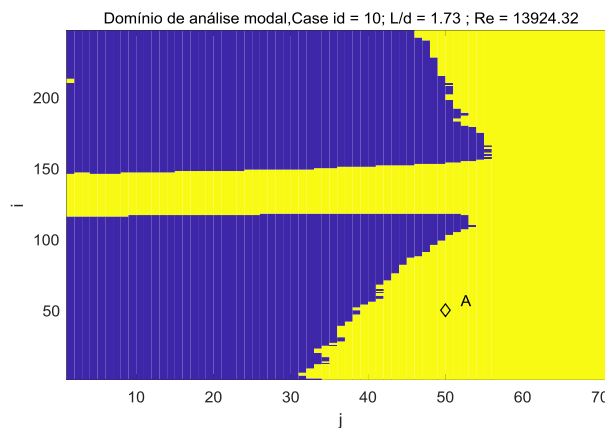


Figura 52 – Restrição do domínio escolhida para a análise de frequências dominantes.

Tais pontos englobam a fronteira do conhecido problema de instabilidade de Kelvin-Helmholz, para jato livre e também boa parte da fronteira do jato de parede.

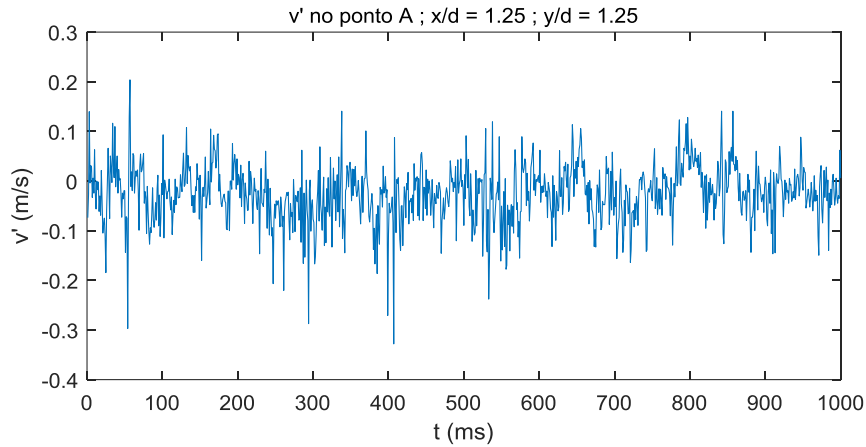


Figura 53 – Série temporal das flutuações em v , para o ponto A da Figura 52

Para cada ponto, foi feita uma análise da série temporal da velocidade transversal (v). Em seguida, essa série foi transformada para domínio da frequência, através da função *pwelch* do MatLab®.

Obtiveram-se diversos espectros de *Power Spectrum Density* (PSD), um para cada ponto do domínio. Foi então, feita a soma dos espectros, de maneira a se obter um balanço, em todo o domínio escolhido.

$$PSD_{global}(f) = \frac{\sum_x \sum_y PSD_{local}(x, y, f)}{A_{restrição}} \quad (6.2)$$

Na eq. (6.2), $A_{restrição}$ é a área da restrição de domínio analisada, correspondente à região amarela da Figura 52.

A Figura 54 mostra a função PSD global encontrada, através da Eq. (6.2).

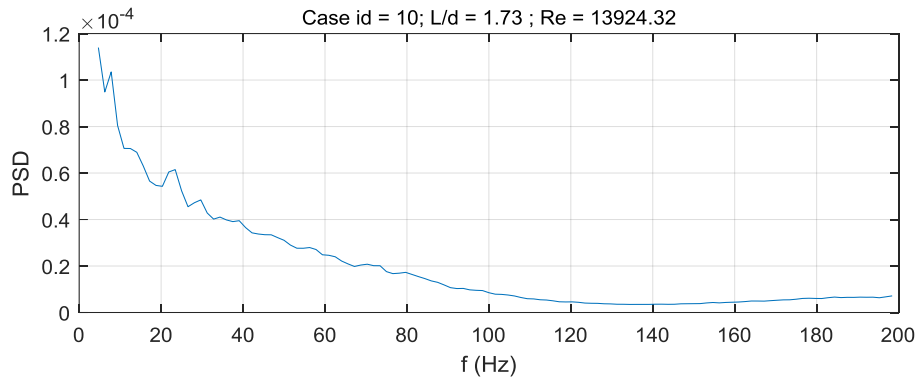


Figura 54 – PSD global de v' , em função da frequência.

Nota-se que o espectro consiste, sumariamente, em um ruído branco, com um possível ponto de interesse para f_d igual a aproximadamente, 23 Hz. Os picos próximos à frequência nula não foram levados em conta nesta análise, pois estão relacionados com variações lentas do escoamento médio.

Utilizando uma geometria bastante semelhante, (Poitras, et al., 2017), obteve, através de simulações numéricas, uma correlação para a frequência dominante esperada numa cavidade côncava atingida por jato incidente. Essa correlação é mostrada na eq.(6.3).

$$f_{d,esperado} = 0,0009 \cdot Re - 0,345 \quad (6.3)$$

Aplicando-se (6.3) para $Re = 27\,850$, obtém-se $f_{d,esperado} = 24,72\text{ Hz}$, valor este muito próximo do observado no presente trabalho. Vale observar que (Poitras, et al., 2017) realizou simulações apenas em regimes laminar, de modo que a extrapolação da equação (6.3) para altos valores de Reynolds pode apresentar erros.

Ainda com relação à Figura 54, nota-se que o pico em $f_d = 23\text{ Hz}$ não se sobressai muito às demais flutuações do escoamento. Nota-se, também, que ocorre diminuição da função PSD, conforme se aumenta a frequência.

A Figura 55 mostra a mesma densidade espectral de potência, porém em escala logarítmica. Para fins de comparação, incluiu-se, nessa figura, a taxa de transferência de energia entre as escalas turbulentas, proposta por Kolmogorov, nos anos 1940. Essa taxa foi proposta para escoamentos turbulentos desenvolvidos, longe de paredes. Ainda assim, nota-se que, para o intervalo $f \in [50 ; 100]$, o decaimento das flutuações medidas assemelha-se à taxa prevista por Kolmogorov.

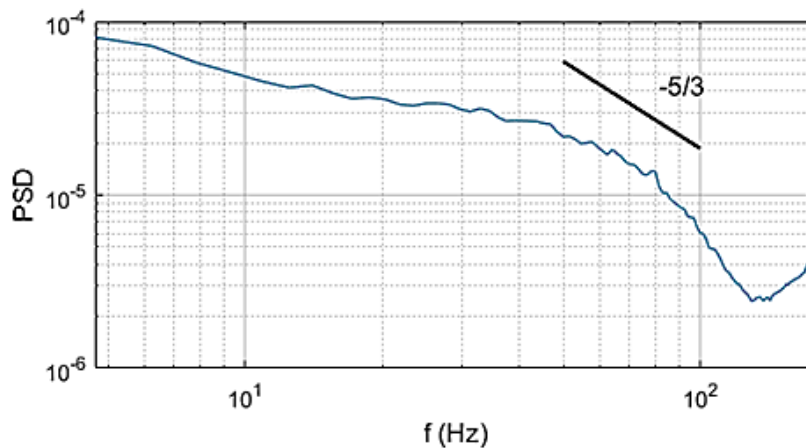


Figura 55 – PSD global de v' , em escala logarítmica.

A Figura 55 mostra, também, que o decaimento das perturbações ocorre até a faixa de aproximadamente 100Hz e que, para frequências maiores, a amplitude volta a crescer. Esse comportamento, provavelmente, está associado a efeitos de *alias* espectral. Como as medições de velocidade são feitas a partir de imagens, não é possível acoplar um filtro passa baixa anti-*alias*, antes da aquisição das imagens. Comportamentos muito similares são observados em sistemas eletrônicos, na ausência desses filtros.

O procedimento de análise modal foi repetido para o caso com dois jatos, onde se esperaria uma maior flutuação caso houvesse acoplamento entre os jatos. O espectro dos sinais foi analisado também para as diferentes velocidades do escoamento, de modo a verificar se haveria frequências dominantes. Os resultados são apresentados na Figura 56.

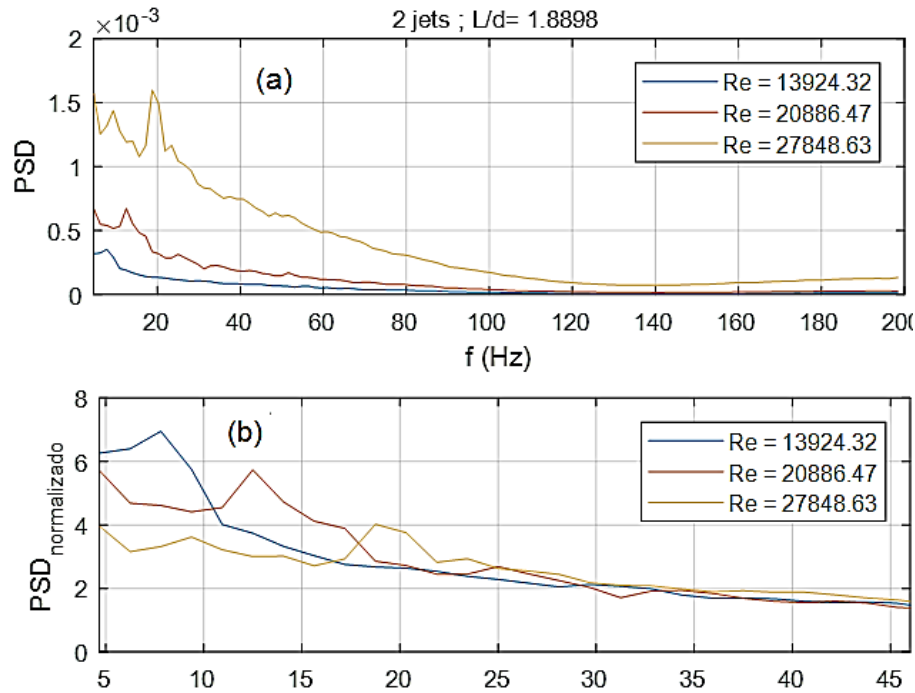


Figura 56 – PSD global de v' , para 2 jatos, $\frac{L}{d} = 1.89$.

A Figura 56(a) mostra os PSD para a geometria de 2 jatos com razão $\frac{L}{d} = 1,89$, em diversos números de Reynolds. Para $Re = 27\,848$, ocorre um pico acentuado no espectro, na frequência de aproximadamente 20 Hz. A configuração com $\frac{L}{d} = 1,89$ foi a que apresentou esse pico de maneira mais destacada.

O item (b) da Figura 56 mostra o PSD normalizado, definido conforme a Eq. (6.4)

$$PSD_{normalizado}(f) = \frac{PSD(f)}{\frac{1}{200\text{ Hz}} \int_{f=0}^{200\text{ Hz}} PSD(f) df} \quad (6.4)$$

A definição do PSD normalizado visa a comparar apenas os formatos das curvas de PSD, independentemente do nível de energia de cada uma. Por isso, cada curva de PSD foi dividida por sua média em toda a faixa analisada, de 0 a 200 Hz. Conforme pode ser visto no item (b) da Figura 56, os picos no PSD se deslocam para a direita, conforme o número de Reynolds é aumentado.

Para as demais geometrias, a análise de PSD revelou, consistentemente, picos discretos, não muito pronunciados, em torno de 20 Hz. Os PSD, nesses picos, mantiveram a mesma ordem de grandeza do resto do domínio espectral.

Os sinais de velocidade nos casos com 1 e 3 jatos sugerem, portanto, que as flutuações de se assemelham a um ruído do tipo branco.

Visando a analisar como o escoamento se comporta para a frequência dominante $f_d = 20 \text{ Hz}$, as séries temporais de u e v foram filtradas, de modo a apresentarem apenas sinais próximos a essa frequência. Aplicou-se a decomposição em modos ortogonais próprios ao sinal filtrado na frequência dominante. Essa análise permite estimar a distribuição espacial das estruturas mais relevantes do escoamento.

A Figura 57 mostra a reconstrução do campo de flutuações de velocidade na direção axiais, u' , referente aos quatro modos com mais energia, de acordo com a análise POD. Os gráficos são da fase de cada uma das oscilações. Desse modo, para o modo 1, regiões em azul apresentam oscilações em u e fase oposta às oscilações observadas para as regiões em vermelho.

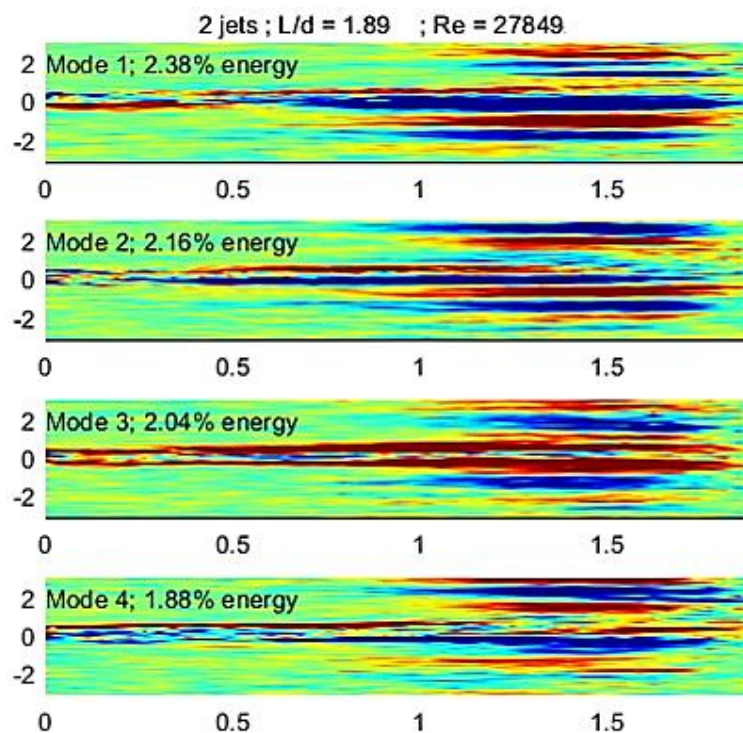


Figura 57- POD u , para $f \in \{16.66 ; 20.66\} \text{ Hz}$; 2 jatos ; $\frac{L}{d} = 1.89$; $Re = 27\,848$

Em uma análise POD bem convergida, modos consecutivos são acoplados, ou seja, defasados de 180° . Isso porque um modo seno ou cosseno tem uma estrutura espacial definida e não necessariamente, os sinais são coletados sempre na mesma fase com relação ao tempo. Assim, a análise recupera a

oscilação espacial, mas não a fase. Com isso, aparecem na análise POD, dois modos ortogonais sendo um em fase e outro em anti-fase. Em outras palavras, se o POD está bem convergido, as regiões em azul do modo 1 devem corresponder às regiões em vermelho do modo 2 e vice-versa. Além disso, espera-se que os níveis de energia sejam próximos, para os pares $\{1,2\}$; $\{3,4\}$; $\{5,6\}$ etc. Observando a Figura 57, nota-se uma correspondência razoável entre as regiões azuis do modo 1 e as regiões vermelhas do modo 2. Os níveis de energia também são próximos, para os pares $\{1,2\}$; $\{3,4\}$.

A reconstrução do campo de v' com POD é mostrada na Figura 58. Observa-se que não há bom acoplamento entre os modos 1 e 2, já que as regiões em vermelho, no modo 1, não necessariamente aparecem em azul, no modo 2. Isso sugere que um maior número de imagens seria necessário para a convergência dos modos POD da flutuação de velocidade v' . Apesar da fase dos modos não estar bem convergida, os resultados, sugerem uma periodicidade espacial bem clara, com aproximadamente 1 diâmetro do jato.

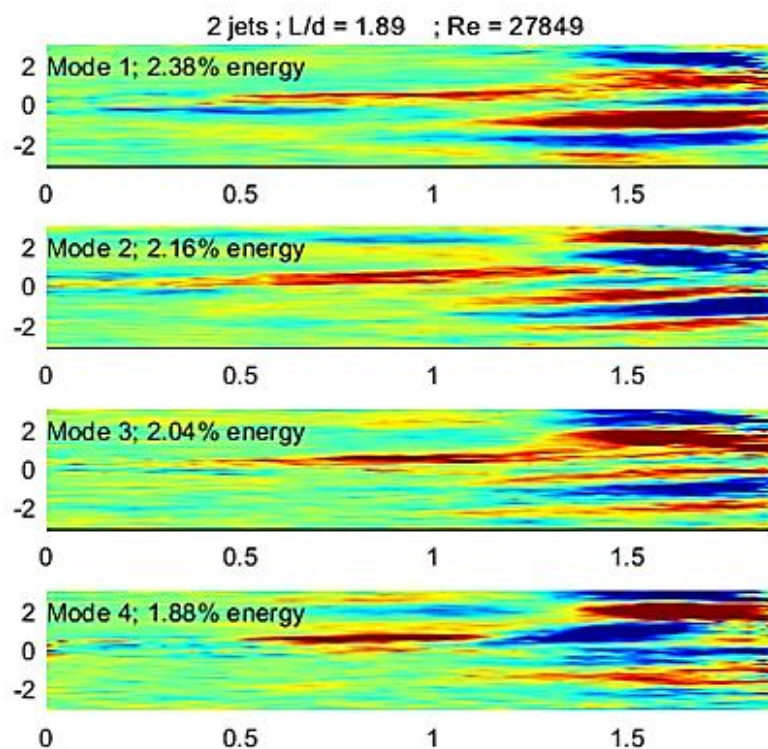


Figura 58- POD v , para $f \in \{16.66 ; 20.66\}$ Hz ; 2 jatos ; $\frac{L}{d} = 1.89$; $Re = 27\,848$

Na literatura, há outros métodos que podem ser utilizados na detecção de estruturas de vórtices no escoamento. Dentre os diversos métodos, escolheu-se a análise de contornos da função de Okubo-Weiss, definida na Eq. (6.5).

$$Q(x, y, z = 0) = \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (6.5)$$

Essa equação foi descoberta, independentemente, por (Okubo, 1970) e por (Weiss, 1991). As duas primeiras parcelas representam os termos de alongação do escoamento, enquanto que a última parcela representa a vorticidade, ω_z . A equação é válida para escoamentos em um plano, daí a notação $z = 0$.

Pontos com $Q < 0$ representam regiões do escoamento dominadas por vorticidade, enquanto que $Q > 0$ denota as regiões com predominância de alongação.

A aplicação da função de Okubo-Weiss para o caso com 2 jatos ; $\frac{L}{d} = 1,89$ e $Re = 27\,848$ mostrou que quase a totalidade do domínio é dominada por vórtices. Observa-se uma menor concentração de vórtices, somente na região de fluxo estagnado, conforme ilustrado na imagem da Figura 59.

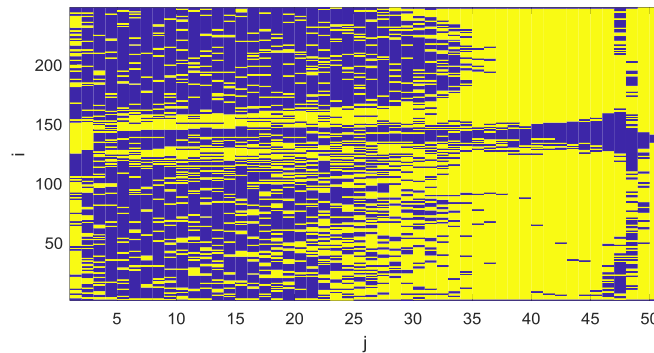


Figura 59 Região com $Q < 0$, para 2 jatos ; $\frac{L}{d} = 1,89$ e $Re = 27\,848$

Portanto, supõe-se que os resultados da análise espectral das flutuações de u ou v teriam resultados muito parecidos com os que foram obtidos para o domínio da Figura 52.

Embora seja tentador realizar a análise espectral de outras variáveis, como ω_z , $|\vec{V}|$ ou mesmo I_{uv} , vale lembrar que elas utilizam derivadas e exponenciações das variáveis calculadas pelo PIV ($u(x, y)$ e $v(x, y)$). Portanto, as incertezas de u e v seriam propagadas, caso se optasse pelo cálculo dessas outras variáveis. Mesmo que os vórtices e frequências dominantes do escoamento sejam detectados com sucesso, fica difícil conhecer seu efeito na estrutura da tubulação.

Caso se queira investigar esses fenômenos experimentalmente, podem-se combinar as medições de campo de velocidade com campos de deformação. Nesse último caso, pode-se utilizar técnicas de medição de deformação a partir da Correlação de Imagens (DIC - *Digital Image Correlation*), pois os algoritmos empregados são similares aos utilizados na técnica de PIV.

7**Transferência de calor**

Foram realizados alguns ensaios para estimar o coeficiente de transferência de calor entre o jato e o tubo. O procedimento utilizado para o cálculo do número de Nusselt (Nu_d), a partir de imagens de campos de temperatura já foi descrito no capítulo 4 deste trabalho. Nos testes, considerou-se que a perda de calor por condução ao longo do filme de metal era desprezível.

Considerou-se, também, que a convecção natural entre o filme de metal e o ar era muito pequena, comparada com a transferência de calor por convecção forçada causada pelo jato. Isso pode ser confirmado por uma análise rápida da literatura para jatos incidentes no regime turbulento. No livro de (Incropera, et al., 1998), por exemplo, podem-se encontrar coeficientes de transferência de calor por convecção forçada da ordem de $10^3 \frac{W}{m^2 K}$ para jatos, enquanto que os coeficiente convecção natural relatados são da ordem de $10^3 \frac{W}{m^2 K}$. Logo, as hipóteses assumidas se justificam.

Com as imagens térmicas, procedeu-se com o cálculo da variação de temperatura na superfície sem aquecimento em relação a superfície aquecida com uma potência de aproximadamente 12,5W. Como a área de aquecimento era pequena ($2,5E-3m^2$), a potência de aquecimento utilizada era de aproximadamente 5kW/m².

Para ilustrar o tipo de resultado obtido, são apresentados na Figura 60 resultados típicos dessa análise. Na figura, é possível observar claramente o perfil de resfriamento da superfície devido a presença do jato na parte interna do filme de metal.

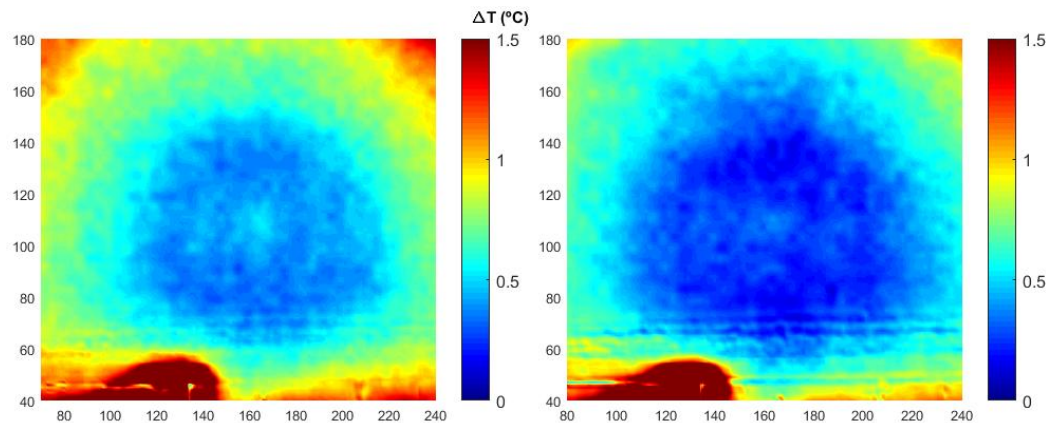


Figura 60 – Exemplo de medição da distribuição de temperatura na superfície, para 1 jato ; $\frac{L}{d} = 0.16$. Caso (a) $Re_d = 3\,342$; Caso (b) $Re_d = 4\,177$

A figura mostra ainda que as variações de temperatura, medidas na região do jato, são menores que 1°C . Logo, a incerteza das medições é elevada, considerando que a resolução da câmera térmica é de $0,03^\circ\text{C}$. Assim, os resultados apresentados nesse capítulo devem ser analisados qualitativamente. A ideia é verificar, no caso dos jatos confinados, se os coeficientes de transferência de calor têm a mesma ordem de grandeza daqueles observados na literatura para jatos sobre superfícies côncavas.

Com base nas medições de distribuição de temperatura, foi efetuado o cálculo de Nu_d . O procedimento de cálculo foi descrito no capítulo 4, utilizando-se a equação (4.21).

A Figura 61 mostra dois exemplos de mapas de distribuição de números de Nusselt. Foram utilizadas duas coordenadas para o mapeamento dessa distribuição. A variável no eixo vertical, s , é a coordenada curvilínea, ao longo da superfície do filme de metal aquecido, dada por $s = \theta \cdot R_{placa}$. Em todos os experimentos, foi utilizada o mesmo filme.

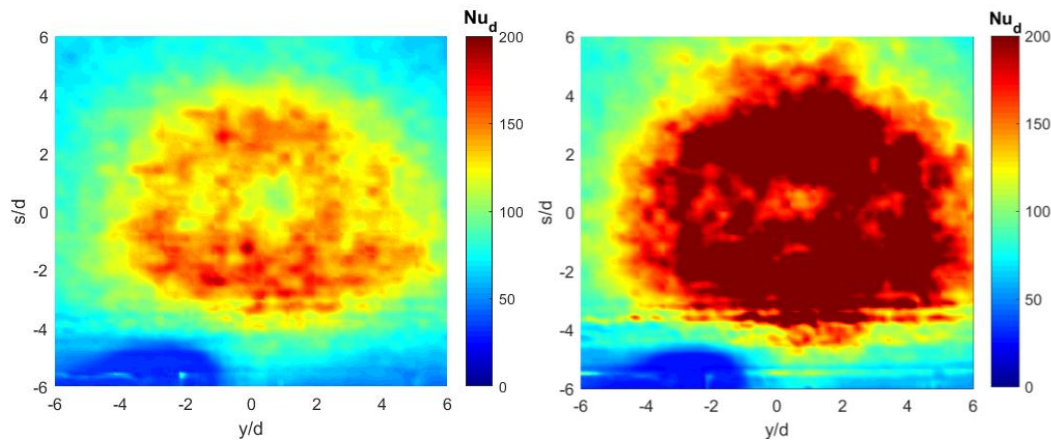


Figura 61 - Distribuição de Nu_d local, para 1 jato ; $\frac{L}{d} = 0.16$

Os perfis de Nusselt ao longo da linha de centro ($s=0$) foram analisados para as diferentes condições testadas. Os resultados são apresentados na Figura 62. Os números de Nusselt de todos os casos ficaram compreendidos na faixa entre 100 e 200.

O caso com jato mais próximo da superfície, mostrado na Figura (a), foi o que apresentou maior sensibilidade a variação do número de Reynolds. Além disso, o caso com jato mais próximo da parede foi o único em que foi possível observar uma pequena queda do número de Nusselt no centro do jato. Nos demais casos, essa queda não é claramente observável. O que é possível identificar é a quebra de simetria do jato, no caso com $L/d=1,73$.

Nota-se, claramente, que os valores de Nusselt apresentam uma tendência diferente de cada lado do centro do jato. Isso também corrobora com as observações dos campos de velocidade.

Um outro resultado interessante, mas que carece de medidas quantitativas para a comprovação, é o efeito de aparente redução do coeficiente de transferência de calor com o aumento da distância da parede. Isso está de acordo com o que se observa na literatura, mas a taxa de variação com a distância em relação a parede não pode ser estimada com base nos resultados apresentados, pois a faixa investigada é restrita e o número de casos, limitado.

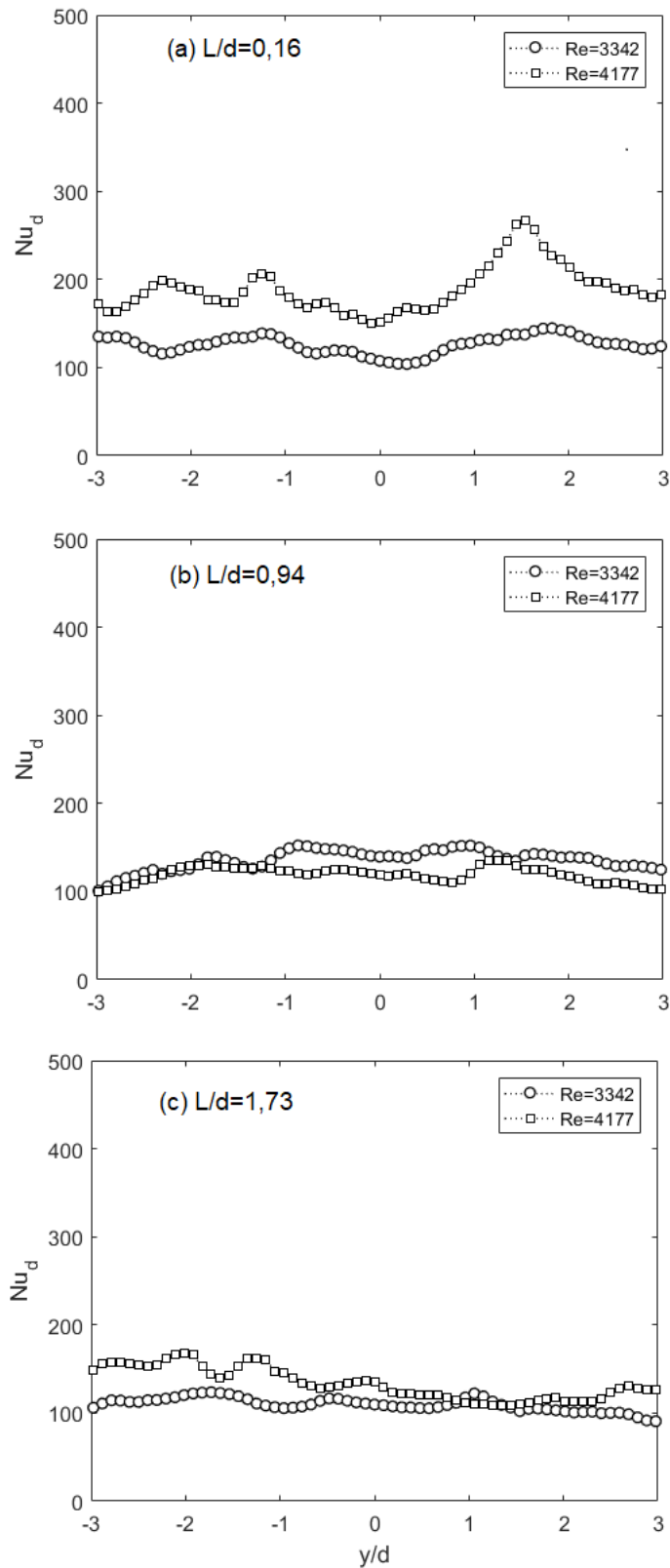


Figura 62: Número de Nusselt estimado experimentalmente, para diferentes distâncias entre jato e superfície.

A faixa de valores de Nusselt encontrada condiz com resultados da literatura para jatos com números de Reynolds bem mais elevados, como foi o trabalho de (Imbriale, et al., 2014).

Na faixa de números de Reynolds investigadas, esperava-se que os valores de Nusselt fossem da mesma ordem de grandeza daqueles apresentados nos trabalhos de (Kayansayan, et al., 2001) e (Choi, et al., 2000). Entretanto, as distribuições de Nusselt obtidas no presente trabalho estão com valores entre duas e três vezes maiores do que aqueles descritos na literatura. Inicialmente, houve a suspeita que o experimento ou o processamento pudessem conter erros. As possíveis fontes de erro foram exaustivamente avaliadas, sem ter sido encontrada explicação para tal discrepância.

Enquanto todos os experimentos da literatura utilizada haviam sido executados com jatos de ar, o presente trabalho utilizou jatos de água. Os fluidos em questão possuem grande diferença de número de Prandtl, o que poderia explicar a diferença nos valores de Nusselt observados.

Para eliminar o efeito do número de Prandtl sobre a transferência de calor, é comum utilizar-se, em vez de Nusselt, o número de Stanton, definido como

$$St = \frac{Nu}{\sqrt{Re \cdot Pr}} \quad (7.1)$$

Na Tabela 9, foram plotados alguns dos resultados de Nusselt obtidos por referências que utilizaram *impinging jets* com geometrias semelhantes. Foram escolhidos valores típicos de Nu_d médio para cada um dos trabalhos, para números de Reynolds no intervalo [2 700 ; 4 177]. Em seguida, foi calculado o St correspondente.

Tabela 9 – Comparação dos coeficientes Nu e St para diversos trabalhos

Experimento	Nu_d médio	Fluido utilizado	Prandtl a 20° C	St médio
(Kayansayan, et al., 2001)	60	Ar	0,71	0,491
(Choi, et al., 2000)	40	Ar	0,71	0,654
Presente trabalho	200	Água	7,56	0,844
(Rama Kumar, et al., 2008)	60	Ar	0,71	0,867
(Hryack, 1981)	60	Ar	0,71	1,827

A adimensionalização pelo número de Stanton permitiu descontar a diferença entre os fluidos utilizados nos experimentos, embora diferenças ainda estejam presentes, devido às particularidades de cada experimento, em termos de geometria ou mesmo dos números de Reynolds envolvidos.

Comparando-se os valores de Stanton da Tabela 9, é possível afirmar que os resultados deste trabalho estão dentro da faixa esperada, que foi de 0,49 (Kayansayan, et al., 2001) a 1,827 (Hrycak, 1981)).

(Rama Kumar, et al., 2008) apresentou os valores de Stanton mais próximos aos do presente trabalho. De fato, o experimento de (Rama Kumar, et al., 2008) foi bem parecido com o deste trabalho. O autor simulou o aquecimento de uma superfície côncava com múltiplos jatos, dispostos em fileira, conforme reproduzido na Figura 63.

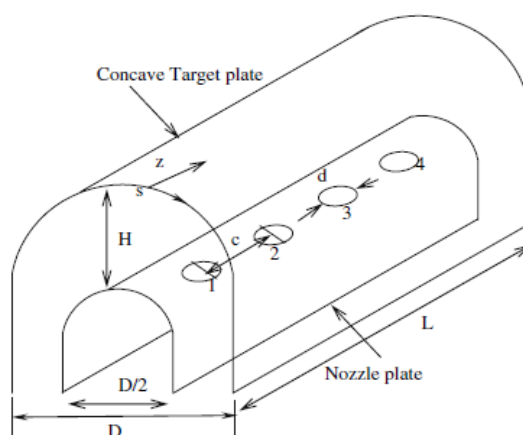


Figura 63 – Geometria utilizada por (Rama Kumar, et al., 2008).

De maneira qualitativa, as imagens dos campos de temperatura permitiram enxergar que ocorre um resfriamento assimétrico da superfície, no jato anular, com possível deslocamento do pico de número de Nusselt em relação ao ponto de estagnação. Isso merece uma investigação mais detalhada. Nos casos com jatos muito próximos da parede, as medições dos campos de velocidade sugerem que a maior transferência de calor ocorre fora do ponto de estagnação.

Para a realização de medições quantitativas, sugere-se a utilização de fontes elétricas mais potentes, para aumentar o gradiente de temperatura e reduzir as incertezas das medições. Além disso, sugere-se a utilização de um filme mais espesso para aumentar a rigidez mecânica do sistema ao carregamento induzido pelo jato. Isso deve permitir que sejam alcançados números de Reynolds mais elevados.

8 Conclusões

A montagem do experimento apresentou dificuldade acima do esperado. Apesar de a geometria ser relativamente simples, a necessidade de acesso ótico exigiu que todos os componentes fossem feitos com material transparente e com acabamento cuidadoso, de modo a evitar reflexões irregulares do plano de *laser*. Devido à utilização de parafusos passantes para a fixação entre cilindro interno e externo, tornou-se inviável o acesso ótico ao plano $r - \theta$, plano este de grande interesse da literatura correlata.

O experimento foi concluído conforme planejado, tendo apresentado alguns resultados até mesmo surpreendentes. Foi caracterizado o escoamento de jato impactante em espaço anular, pela primeira vez na literatura. As medidas de velocimetria apresentaram resultados satisfatórios e foram validadas com a vazão medida na saída da bomba.

O escoamento médio na saída do jato mostrou uma forte dependência com relação a distância em relação a superfície. Os resultados indicaram um aumento considerável na intensidade de turbulência do escoamento em posições ao longo da superfície, compreendidas entre $\frac{y}{d} \in [1 ; 2]$. Observações similares são reportadas para experimentos com jatos livres sobre placas planas, ex.: (Abrantes, 2005).

Grande parte dos jatos, ao saírem dos orifícios, apresentaram uma componente tangencial residual, proveniente do escoamento no interior do cilindro interno. Tal componente fez com que alguns jatos apresentassem inclinação para a direita. A inclinação foi maior para os casos com maiores valores $\frac{L}{d}$. Houve casos em que o eixo do jato ficou inclinado de 13° , em relação à vertical. Embora esse valor seja desprezível, para aplicações na indústria do óleo e gás, pode ser significativo, para o caso de jatos utilizados na refrigeração de micro-componentes (ex.: em circuitos elétricos).

Os perfis de velocidade obtidos neste trabalho guardam grande semelhança com os perfis observados na literatura, para jatos incidentes sobre placas planas ou sobre superfícies côncavas. Porém, alguns comportamentos peculiares foram

observados para os jatos anulares, como a bifurcação do jato em dois sub-jatos, para valores pequenos de $\frac{L}{d}$.

O jato de parede foi caracterizado, tendo evoluído até uma distância de 0,5d da parede, no domínio observado, que foi do ponto de estagnação até $\frac{y}{d} = \pm 3$. As geometrias com $\frac{L}{d} \leq 0,315$ apresentam maior suscetibilidade de interferência entre jato de parede e tubulação interna.

Ainda para a região de jato de parede, o campo de velocidades e flutuações obtidos condizem as observações dos trabalhos de (A. Hashiehbaf, 2015), (Khayrullina, et al., 2017) e (Cornaro, et al., 1999) para jatos não confinados incidindo sobre superfícies côncavas.

A análise das frequências dominantes nas flutuações de velocidade indicou uma possível interferência entre jatos para os casos com 2 orifícios. Para os demais casos, o espectro de densidade de potência não apresenta picos evidentes, assemelhando-se ao espectro esperado para escoamentos turbulentos desenvolvidos. A comparação do espectro com a taxa de decaimento de energia prevista por Kolmogorov reforça essa idéia.

No caso com dois jatos, foi observado possível ponto de interesse em torno da frequência dominante $f_d = 20 \text{ Hz}$. A frequência do pico de flutuações é diretamente proporcional ao aumento do número de Reynolds do escoamento. Apenas a geometria de 2 orifícios apresentou essa possível frequência característica. Foge ao escopo deste trabalho analisar se as vibrações associadas a essa frequência serão capazes de causar dano à tubulação. Para a investigação de fenômenos de vibração induzida por escoamento, pode ser empregada a técnica de Correlação de Imagens (DIC - *Digital Image Correlation*), bastante semelhante à técnica do PIV, porém voltada para a medição de vibrações em estruturas.

Foi estimada a distribuição do número de Nusselt, a partir de imagens térmicas. A distribuição do campo de temperaturas sugere a presença de uma queda na transferência de calor, na região do centro do jato. Essa queda parece ser mais acentuada para jatos localizados mais próximos à superfície. Tal conjectura é suportada pelos campos de velocidade, onde se observa uma queda de velocidade acentuada no centro do jato, já na saída do orifício.

Os valores de número de Nusselt estimados com os experimentos de transferência de calor ficaram acima do reportado pela literatura, para experimentos semelhantes. Porém, tal diferença pode estar associada à diferença do fluido utilizado neste trabalho (água) em relação aos demais experimentos (ar).

Ao se comparar o número de Stanton médio dos jatos, nota-se uma boa correlação com os resultados de outros autores.

Para os experimentos de transferência de calor, inicialmente, tentou-se utilizar as mesmas vazões que aquelas utilizadas para os experimentos de velocimetria, ou seja, $Re \in \{13\,924; 20\,558; 27\,848\}$. Porém, mesmo para $Re = 13\,924$, a eficiência de resfriamento do jato incidente foi tão alta que inviabilizou a observação de qualquer variação no campo de temperaturas, no entorno do jato. A placa aquecida, ao ser atingida pelo jato, assumia imediatamente o valor de temperatura do fluido impactante, o que tornava a distribuição de Nusselt homogênea. Decidiu-se, portanto, utilizar vazões mais baixas para os experimentos de transferência de calor, tendo-se optado por $Re \in \{3\,342; 4\,177\}$. Nessa faixa de valores, foi possível obter-se uma distribuição gradual de resfriamento, em torno do ponto de impacto. Assim, foram obtidas curvas suaves de Nu_d , conforme os perfis disponíveis na literatura.

As diferenças de temperatura medidas foram modestas, de 1 a 3°C. Na região de interesse, ou seja, próximo ao ponto de estagnação, ocorriam variações de temperatura de apenas 1°C. Dado que as flutuações na temperatura do sistema chegavam a 0,1°C, isto acabou afetando a precisão dos números de Nusselt obtidos.

Para trabalhos futuros, recomenda-se a medição dos campos de velocidade em uma seção reta da tubulação, utilizando a técnica de PIV estereoscópico. Nesse caso, será possível observar mais claramente a interação entre os jatos, em casos com múltiplos jatos confinados. Também será possível a obtenção das três componentes de velocidade do escoamento, o que permitirá computar, com mais propriedade, diversas variáveis (ex.: vorticidade, intensidade turbulenta).

Devido às altas perdas de carga, observou-se aquecimento do sistema, em até 10°C acima da temperatura ambiente. Esse aquecimento acabou dificultando o controle da temperatura durante os ensaios. Logo, sugere-se um aumento do volume total da bancada e a utilização de um chiller mais potente para garantir uma maior estabilidade térmica do fluido durante os testes.

Outra sugestão para trabalhos futuros é o uso de uma fonte de alimentação mais potente, para que as diferenças de temperatura sejam maiores, na ordem de dezenas de °C.

9

Referências bibliográficas

A. Hashiehbaf A. Baramade, Amit Agrawal, G.P. Romano; Experimental investigation on an axisymmetric turbulent jet impinging on a concave surface [Artigo] // International Journal of Heat and Fluid Flow 53. - 15 de Abril de 2015. - pp. 167-182.

Abrantes J.K.; Estudo do Escoamento e Transferência de Calor em um Jato Espiralado Incidente // Dissertação de Mestrado. - Rio de Janeiro : PUC-RIO, 2005.

Abrantes J.K., Paula I.B. e Azevedo L.F.A.; Medição de escoamentos turbulentos utilizando velocimetria por imagem de partículas [Seção do Livro] // Turbulência, 1ed. / A. do livro Carmo Assi, Menenghi, Aranha, Volpe. - São Paulo : ABCM USP, 2012. - Vol. 8.

Amielh M., Djeridane T., Anselmet F., Fulachier L.; Velocity near-field of variable density turbulent jets [Artigo] // Int. J. Heat Mass Transfer 39 - 1996. - pp. 2149–2164

Ashok Kumar M., Prasad B.V.S.S.S.; Computational investigations of flow and heat transfer on a effused concave surface with a single row of impinging jets for different exit configurations [Artigo] // Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics. - 2009. - Vol. 3.

Azimi A. , Ashjaee, M. , Razi, P.; Slot jet impingement cooling of a concave surface in an annulus [Artigo] // Experimental Thermal and Fluid Science. - 2015. - pp. 300-309.

Beltaos S. e Rajaratnam N; Plane turbulent impinging jets [Artigo] // Journal of Hydraulic Research. - 1973. - pp. 29-60.

Berkooz G., Holmes P. e Lumley J. L.; The Proper Orthogonal Decomposition In the Analysis of Turbulent Flows [Artigo] // Annual Review of Fluid Mechanics. - 1993. - Vol. 25.

Brahma R. K., Padhy I. e Pradhan B.; Prediction of stagnation point heat transfer for a single round jet [Artigo] // Wärme- und Stoffübertragung 26. - 1990. - pp. 41-48.

Chauchat N. [et al.]; Cooling of a heating cylinder by confined impacting air jets [Artigo] // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow. - 2016. - Vol. 26.

Choi M. [et al.]; Measurements of impinging jet flow and heat transfer on a semi-circular concave surface [Artigo] // International Journal of Heat and Mass Transfer 43. - 2000.

Chupp R. E. e Helms H.E.; Evaluation of Internal Heat-Transfer Coefficients for Impingement-Cooled Turbine Airfoils [Artigo] // J. Aircraft. - 1969. - Vol. 6.

Clearwater J. [et al.]; Changes in Injection Well Capacity During Testing and Plant Start-Up at Ngatamariki [Conferência] // Proceedings World Geothermal Congress 2015. - Melbourne, Australia : [s.n.], 2015.

Cooper D. [et al.]; Impinging jet studies for turbulence model assessment I. Flow field experiments [Artigo] // International Journal of Heat and Mass Transfer 36. - 1993. - pp. 2675–2684.

Cornaro C., Fleischer A.S. e Goldstein R.J.; Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces [Artigo] // Experimental Thermal and Fluid Science 20. - 1999. - pp. 66-78.

Drazin P. e Reid W.; Hydrodynamic Stability [Livro]. - Cambridge : Cambridge University Press, 2004. - 2.

Eckart C. e Young G.; The Approximation of One Matrix by a Another of Lower Rank [Artigo] // Psychometrika. - 1936. - Vol. 1.

Fairweather M. e Hargrave G. K.; Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. Part 1 - Velocity Field [Artigo] // Experiments in Fluids. - 2002. - 464-471 : Vol. 33.

Gardon R. e Akfirat J. C.; The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets [Artigo] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1965. - Vol. 8. - pp. 1261-1272.

Gilard V. e Brizzi L.E.; Étude d'une ligne de jets impactant une paroi concave par PIV [Artigo] // Comptes Rendus Mecanique 334. - 2006. - pp. 74-82.

Gilard V.; Thèse de Doctorat inédite // Thèse de Doctorat inédite.. - [s.l.] : Université de Poitiers (France), 2004.

Goldstein R. J. e Seol W. S.; Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment [Periódico] // International Journal of Heat and Mass Transfer. - 1991. - 8 : Vol. 34. - pp. 2133-2147.

Goldstein R. J., Behbahani A. I. e Heppelmann K. K.; Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet [Artigo] // Int. J. Heat Mass Transfer 29. - 1986. - pp. 1227–1235.

Hart D. P.; Super-Resolution PIV by Recursive Local-Correlation [Artigo] // Journal of Visualization, Visualization Society of Japan. - 1999. - Vol. 10.

Hashiehbafe A. [et al.] Experimental investigation on an axisymmetric turbulent jet impinging on a concave surface [Artigo] // International Journal of Heat and Fluid Flow 53. - 15 de Abril de 2015. - Vol. 53. - pp. 167-182.

Hryack P.; Heat transfer from a row of impinging jets to concave cylindrical surfaces [Artigo] // Int. Journal of Heat and Mass Transfer. - 1981. - Vol. 24.

Hrycak P.; Heat transfer from impinging jets. A literature review. Report AFWAL - TR81-3054 [Online]. - 1981. - <http://www.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a106723.pdf>.

Hussain A. K. M. F. e Zaman K. B. M. Q.; “The ‘preferred mode’ of the axisymmetric jet [Periódico] // Journal of Fluid Mechanics. - 1981. - Vol. 110. - pp. 39-71.

Imbriale M. [et al.]; Convective heat transfer by a row of jets impinging on a concave surface [Artigo] // International Journal of Thermal Sciences. - 2014. - Vol. 75.

Incropera F. P. e WeWitt D. P.; Fundamentos de Transferência de Calor e Massa [Livro]. - Rio de Janeiro : LTC, 1998.

Jenkins P.E. e Goldschmidt V.W.; Mean temperature and velocity measurements in a plane turbulent jet [Periódico] // Journal of Fluids Engineering. - 1973. - Vol. 95. - pp. 581-584.

Kayansayan N. e Küçüka S.; Impingement cooling of a semi-cylindrical concave channel by confined slot-air-jet [Artigo] // Experimental Thermal and Fluid Sciences. - 2001. - pp. 383-396.

Khayrullina A. [et al.]; PIV measurements of isothermal plane turbulent impinging jets at moderate Reynolds numbers [Periódico] // Experiments in Fluids. - 2017. - 31 : Vol. 58. - p. 16.

Lee D.H., Chung Y.S. e Won S.Y.; The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet [Artigo] // International Journal of Heat and Mass Transfer 42. - 1999.

Li X., Gaddis J. L. e Wang T.; Mist/steam cooling by a row of impinging jets [Periódico] // International Journal of Heat and Mass Flow Transfer. - 2013. - 12 : Vol. 46. - pp. 2279-2290.

Liu Z. [et al.]; Numerical simulation on impingement and film composite cooling of blade leading edge model for gas turbine [Artigo] // Applied Thermal Engineering. - 2004. - Vol. 43.

Livingood J. N. B. e Hrycak P.; Impingement Heat Transfer from Turbulent Air Stream Jets to Flat Plates- A Literature Survey [Relatório]. - [s.l.] : NASA, TM X-2778, 1973.

Lumley J.L.; The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows [Livro]. - Moscou : Nauka, 1967.

Maurell S. e Sollic C.; A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate [Artigo] // Experiments in Fluids, 31. - 2001. - pp. 687-696.

McCormack P.D., Welker H. e Kelleher M.; Taylor-Goertler vortices and Their Effect on Heat Transfer [Artigo] // ASME Journal of Heat Transfer. - 1970.

McDaniel C. S. e Webb B. W.; Slot jet impingement heat transfer from circular cylinders [Artigo] // Int. J. Heat Mass Transfer 23. - 2000.

Metzger D.E., Yamashita T. e Jenkins C.W.; Impingement cooling of concave surfaces with lines of circular air jets [Artigo] // ASME Journal of Engineering for Power. - 1969.

Molana M. e Banooni S.; Investigation of heat transfer process involved liquid impinging jets: A review [Periódico] // Brazilian Journal of Chemical Engineering. - 2013. - 3 : Vol. 30. - pp. 413-435.

Muggeridge A. [et al.]; Recovery rates, enhanced oil recovery and technological limits [Artigo] // Philosophical Transactions of Royal Society A. - 2012. - Vol. 372:20120320.

Okubo A.; Horizontal dispersion of floatable trajectories in the vicinity of velocity singularities such as convergencies [Artigo] // Deep Sea Res. - 1970. - pp. 445-454.

Poitras G.J. [et al.]; Aerodynamic and heat transfer analysis of a impinging jet on a concave surface [Artigo] // International Journal of Thermal Sciences. - 2017. - pp. 184-195.

Popiel C.O. e Trass O.; Visualization of a free and impinging round jet [Artigo] // Exp. Thermal Fluid Sci. 4. - 1991. - p. 253±264.

Raffel M. [et al.]; Particle Image Velocimetry - A parctical Guide [Livro]. - Heidelberg : Springer, 2007.

Rajaratnam N.; Turbulent jets [Livro]. - New York : Elsevier, 1976.

Rama Kumar B.V.N. e Prasad B.V.S.S.S.; Computational flow and heat transfer of a row of cicular jets impinging on a concave surface [Artigo] // Heat Mass Transfer. - 2008. - 44.

Reichardt H.; Gesetzmiiissigkeiten der freien Turbulenz [Artigo] // VDI Forschungsheft. - 1942.

Schlichting H.; Boundary-Layer Theory, 6th edition [Livro]. - [s.l.] : McGraw-Hill, 1968.

Shavit U., Lowe R. J. e Steinbuck J. V.; Intensity Capping: a simple method to improve cross-correlation PIV results [Artigo] // Experiments in Fluids. - 2007.

Sirovich L.; Turbulence and Dynamics of Coherent Structures [Artigo] // Quarterly of Applied Mathematics. - 1987. - Vols. 35, nº 3.

Soloff S. M., Adrian, R. J., & Liu, Z. C.; Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry [Artigo] // Measurement Science and Technology. - 1997.

Taghinia J., Rahman M.M. e Siikonen T.; CFD study of turbulent jet impingement on curved surface [Artigo] // Chinese Journal of Chemical EGINEERING. - 2016.

Taira K. [et al.]; Modal Analysis of Fluid Flows: An Overview [Artigo] // AIAA JOURNAL. - Florida : [s.n.], 2017. - Vols. 55, n. 12.

Violato D. [et al.]; Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets [Periódico] // International Journal of Heat and Fluid Flow. - 2012. - Vol. 37. - pp. 22-36.

Viskanta R.; Heat Transfer to Impinging Isothermal Gas and Flame Jets [Periódico] // Experimental Thermal and Fluid Science. - 1993. - pp. 111-134.

Weigand B. e Spring S.; Multiple Jet Impingement – A Review [Artigo] // Heat Transfer Research. - 2011. - 2 : Vol. 42. - pp. 101-142.

Weiss J.; The dynamics of enstrophy transfer in twodimensional hydrodynamics [Artigo] // Phys D. - 1991. - pp. 273-294.

Zhang J. [et al.]; Flow characteristics in free impinging jet reactor by particle image velocimetry (PIV) investigation [Periódico] // Fluid Dynamics Research. - 2016. - Vol. 48. - p. 17.

Zuckerman N., Lior, N; Jet Impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling [Artigo] // Advances in Heat Transfer, Vol. 39. - 2006.

Zuckermann N. e Lior N.; Radial Slot Jet Impingement Flow and Heat Transfer on a Cylindrical Target [Artigo] // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. - 2007. - Vol. 21.