



ESTUDO EXPERIMENTAL DA DISPERSÃO DE ADITIVOS QUÍMICOS EM ESCOAMENTOS EM TUBULAÇÕES

Claudia de Carvalho Magalhães

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador(es): Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Rio de Janeiro

Junho de 2011

ESTUDO EXPERIMENTAL DA DISPERSÃO DE ADITIVOS QUÍMICOS EM
ESCOAMENTOS EM TUBULAÇÕES

Claudia de Carvalho Magalhães

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA
(COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Examinada por:

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

Profa. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.

Profa. Carolina Palma Naveira Cotta, D.Sc.

Dra. Maria Helena Farias, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

JUNHO DE 2011

Magalhães, Claudia de Carvalho

Estudo Experimental da Dispersão de Aditivos Químicos em Escoamentos em Tubulações/ Claudia de Carvalho Magalhães. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2011.

XXII, 177 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Mecânica, 2011.

Referências Bibliográficas: p. 173-177.

1. Dispersão de aditivos. 2. Jato em escoamento cruzado. 3. Fluorescência induzida a laser. I. Freire, Atila Pantaleão Silva et al. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

“Bendizes, ó minha alma, o Senhor, e tudo que existe
em mim bendiga o seu santo nome”
(Salmo 102)

“A mente que se abre a uma nova ideia jamais
volta ao seu tamanho original”
(Albert Einstein)

Aos meus pais e ao meu irmão pelo imenso amor e incentivo,
Ao meu marido pelo amor e apoio incondicional.

AGRADECIMENTOS

A Deus por me guiar em todas as minhas escolhas, por me dar força nos momentos de dificuldade e por colocar na minha vida todas essas pessoas a quem dedico meus agradecimentos.

A toda minha família que sempre me acompanha e torce pela minha felicidade. A minha querida mãe Dalva por todo o amor e carinho, pelas conversas aconselhadoras, pela educação e pelo incentivo ao estudo, permitindo que eu chegasse até aqui. Ao meu pai Antônio por me receber sempre de braços abertos e pela luta diária para me proporcionar uma boa criação. Ao meu irmão Antônio Carlos pelo amor e companheirismo e pelas diversas vezes em que me “salvou” dos problemas da computação.

Ao meu marido Pablo pelo companheirismo incansável, pelo amor, pelas palavras de incentivo, pela compreensão nos momentos de ausência, mesmo nos finais de semana, enfim pelo apoio incondicional proporcionado durante a execução deste trabalho. Não podendo deixar de agradecer a minha querida sogra Vilma, pela alegria que proporciona em nossas vidas e pelas constantes orações, e ao meu sogro Marcos por todo o carinho e apoio.

A todos os meus amigos pelo carinho e compreensão dos momentos de ausência. Em especial a Fernanda pelos prazerosos almoços na Ilha do Fundão em meio a toda a correria, sem contar com as constantes palavras de otimismo.

Ao meu orientador, professor Atila P. S. Freire, a quem tenho imensa gratidão pela oportunidade e confiança que me foi dada para que eu pudesse desenvolver esse estudo experimental. A minha orientadora, professora Juliana B. R. Loureiro pela grande ajuda durante os experimentos e processamento de dados com todo o seu conhecimento especializado. Sem contar nossos prazerosos e deliciosos lanches de todas as tardes.

Ao Marcos Rodrigues por iniciar o trabalho de estudo de jatos em escoamento cruzado, no Laboratório de Mecânica da Turbulência, durante seu projeto de final de curso.

Ao amigo José Luiz, pessoa maravilhosa e de bom coração, que além de me proporcionar sua agradável companhia me ajudou bastante com ideias de projeto, montagens de tubulação e desenhos de Autocad.

A equipe do Laboratório de Mecânica da Turbulência que teve papel crucial na realização deste trabalho como o Henrique e o Laert que junto com o José Luiz confeccionaram os desenhos de projeto utilizados para fabricar meu aparato experimental. Como o Lucas, pessoa fundamental na montagem do meu experimento, que me deu várias ideias práticas e passou alguns sustos comigo com “pequenos” alagamentos do laboratório, sem contar nossas proveitosas conversas sobre psicologia humana. Como o Gabriel que entre um trabalho e outro sempre vinha me oferecer ajuda. Como o Johnny que me ajudou nas instalações elétricas dos instrumentos e equipamentos que utilizei. Como o Eric que sempre esteve disposto a ajudar, inclusive com dicas de informática. Como a Natália responsável pela prestação de contas.

Ao querido Ricardo Balian, pessoa alegre e de grandes conhecimentos técnicos, pelos momentos de descontração, almoços e *coffe-breaks*, ensinamentos e discussões técnicas e por toda a ajuda essencial durante a fase de projeto e montagem do meu experimento.

Ao Daniel Rodrigues, pessoa sincera e de ótimo coração, meu agradecimento especial, pois durante toda minha fase no laboratório em qualquer dúvida técnica ou conceitual ele era consultado e sempre esteve disposto a me ajudar, transformando coisas difíceis em fáceis com a maior simplicidade do mundo.

A todos os meus colegas de laboratório que ainda não foram citados, mas com quem troquei experiências e dividi várias manhãs e tardes durante meu tempo de permanência no laboratório: Soraya (responsável pela maior parte das gargalhadas do laboratório), Daniel Soares, Victor Gonçalves, Guilherme Magalhães, Cleber, Eridson, Ricardo, Gustavo Oliveira, Liliane, Mário Guttemberg, Rafael Lisboa, Bernardo Xavier, Liliane e Renata.

Ao Presidente da DANTEC DYNAMICS nas Américas, Kim Jensen, ao representante da DANTEC DYNAMICS, Rene Faure, e ao técnico da DANTEC DYNAMICS, Craig Goulbourne, pela atenção, dicas e auxílio no uso da técnica LIF.

Ao Laboratório de Termofluidodinâmica (LTFD) por me conceder o uso da balança e me fornecer água destilada nos momentos em que precisei. Em especial ao técnico Antônio que sempre me recebeu bem e foi muito prestativo.

Ao Laboratório de Transmissão e Tecnologia do Calor (LTTC) pela água destilada fornecida. Em especial aos técnicos Paulo César e Paulo Veiga, os quais me ajudaram e foram bastante atenciosos comigo.

Ao INMETRO por me emprestar o código para utilização da técnica LIF, ferramenta crucial para o estudo experimental realizado.

À instituição COPPE/UFRJ e ao Departamento de Engenharia Mecânica por me proporcionar um curso de mestrado de alto nível. Às instituições CAPES e Fundação COPPETEC pelo auxílio financeiro destinado à realização deste trabalho.

A KANOPUS Consultoria Ltda., primeira empresa onde trabalhei como Engenheira, pelo conhecimento profissional proporcionado e pelo incentivo a minha entrada no mestrado.

A GEOTERRA SERVIÇOS Ltda., segunda empresa da minha carreira, pelos grandes profissionais que conheci, e pela compreensão da necessidade de eu me dedicar integralmente ao mestrado.

Claudia de Carvalho Magalhães

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

ESTUDO EXPERIMENTAL DA DISPERSÃO DE ADITIVOS QUÍMICOS EM ESCOAMENTOS EM TUBULAÇÕES

Claudia de Carvalho Magalhães

Junho/2011

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Programa: Engenharia Mecânica

Neste trabalho foi apresentado um estudo experimental das características de um jato de orifício de saída circular em um escoamento cruzado confinado, utilizando as técnicas de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida a laser (LIF). O experimento consistiu de dois circuitos alimentados com água, o primeiro responsável pelo escoamento principal em uma tubulação circular e o segundo responsável pela injeção do jato posicionado a 90°, no centro do fundo da tubulação do primeiro circuito. Para as medidas com LIF o jato foi alimentado com Rodamina 6G. A razão de diâmetros jato-escoamento cruzado utilizada foi $d/D = 0,04$. Foram adquiridas imagens do plano longitudinal do escoamento para razões de velocidade, V_r , variando entre 3 e 15. O número de Reynolds do escoamento principal foi de aproximadamente 59000. Como resultado obteve-se o campo de velocidades, as quantidades turbulentas e o campo de concentração do escoamento. Estruturas coerentes foram visualizadas e verificou-se que quanto maior o V_r , maior é a penetração do jato, confirmando a existência de três regimes (de impacto do jato, de mistura do jato e de parede), conforme descrito na literatura. Observou-se ainda que a trajetória do jato baseada nos pontos de máxima velocidade não coincide com a trajetória baseada nos pontos de máxima concentração.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

EXPERIMENTAL STUDY ON THE DISPERSION OF CHEMICAL ADDITIVES IN
PIPE FLOW

Claudia de Carvalho Magalhães

June/2011

Advisors: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Department: Mechanical Engineering

This work presents an experimental study on the characteristics of a round jet in a confined cross-flow using particle image velocimetry (PIV) and laser induced fluorescence (LIF) techniques. The experiment comprises two loops fed by water, the first is responsible for the cross-flow in a circular pipe and the second is responsible for jet injection at 90° in the middle of cross-flow pipe bottom. For LIF measurements the jet was fed by Rhodamine 6G. The ratio of jet to cross-flow diameters was $d/D = 0.04$. It was acquired images in the streamwise direction for velocity ratios, V_r , ranging from 3 to 15. Reynolds number of cross-flow was approximately 59000. As a result it was obtained velocity field, turbulent quantities and concentration flow field. Coherent structures were visualized and it was noticed that as V_r increases, jet penetration is higher, confirming the existence of three schemes (jet impact, jet mixing and wall source), as described in literature. It was also noticed that jet trajectory based on the locus of maximum velocities do not coincide with the trajectory based on the locus of maximum concentrations.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	HISTÓRICO	1
1.2	MOTIVAÇÃO	4
1.3	OBJETIVO DO TRABALHO	4
1.4	RELEVÂNCIA DO TRABALHO	5
1.5	ESTRUTURA DO TRABALHO	5
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1	CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO	7
2.2	ESTRUTURAS COERENTES	10
2.2.1	Vórtices da camada cisalhante	11
2.2.2	Par de vórtices contra-rotativos (PVC)	13
2.2.3	Vórtices em forma de ferradura	16
2.2.4	Vórtices de esteira	17
2.3	ESTUDO EXPERIMENTAL	19
3	TÉCNICAS DE MEDIÇÃO	26
3.1	VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULA (PIV)	26
3.1.1	Definição do sistema PIV	26
3.1.2	Partículas traçadoras	28
3.1.3	Sistema de iluminação	30
3.1.4	Sistema de aquisição	31
3.1.5	Sincronizador	32
3.1.6	Sistema de processamento	33
3.1.7	Profundidade de campo	38
3.1.8	Calibração do sistema PIV	38
3.2	FLUORESCÊNCIA INDUZIDA A LASER (LIF)	41
3.2.1	Definição do sistema LIF	41
3.2.2	Teoria da fluorescência	43
3.2.3	Traçadores	52
3.2.4	Processamento das imagens	56
3.2.5	Calibração da técnica LIF	57
4	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	59
4.1	APARATO EXPERIMENTAL	59
4.2	APARATO DOS SISTEMAS DE MEDIÇÃO	66
4.3	EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA PIV	68
4.3.1	Calibração e alinhamento do sistema PIV	71
4.3.2	Processamento das imagens adquiridas com PIV	74
4.4	EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA LIF	75
4.4.1	Calibração e alinhamento do sistema LIF	78
4.4.2	Processamento das imagens do LIF	81
4.5	ANÁLISE DE INCERTEZAS	82
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	91

5.1	RESULTADOS DOS EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA PIV	91
5.1.1	Linhas de corrente	91
5.1.2	Trajatória do jato baseada nas medidas de velocidade.....	94
5.1.3	Campos vetoriais de velocidades instantâneas.....	97
5.1.4	Módulo da velocidade média	102
5.1.5	Componentes longitudinal (U_x) e vertical (U_y) da velocidade média	123
5.1.6	Flutuação das componentes de velocidade (u_x e u_y)	131
5.1.7	Mapas de linha de contorno de vorticidade média.....	139
5.1.8	Mapa de linha de contorno da energia cinética turbulenta, k	143
5.2	RESULTADOS DOS EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA LIF.....	147
5.2.1	Imagens instantâneas	147
5.2.2	Trajatória do jato baseada nas medidas de concentração	151
5.2.3	Mapas de linha de contorno da concentração média, C	155
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES.....	169
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	173

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Desenho esquemático do problema de JEC.....	2
Figura 2.1 – Estruturas coerentes do JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994).....	11
Figura 2.2 – Visualização dos vórtices da camada cisalhante (Adaptado de LIM et al., 2001).....	12
Figura 2.3 – Estruturas coerentes no campo próximo do jato (Adaptado de LIM et al., 2001).....	13
Figura 2.4 – Formação do PVC (Adaptado de LIM et al., 2001).....	15
Figura 2.5 – Vórtice em forma de ferradura (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994)...	16
Figura 2.6 – Vista superior da camada limite de um JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994).....	18
Figura 2.7 – Vista lateral da camada limite de um JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994).....	18
Figura 2.8 – Vista lateral da camada limite de um JEC (SMITH e MUNGAL, 1998)..	19
Figura 3.1 – Esquema de funcionamento do sistema de medição PIV (Adaptado de RAFFEL et al., 1998).....	26
Figura 3.2 – Espalhamento da luz por partículas esféricas de diferentes diâmetros (DANTEC DYNAMICS, 2005).....	28
Figura 3.3 – Imagens obtidas a partir de diferentes concentrações de partículas: (a) baixa, (b) média e (c) alta. (RAFFEL et al., 1998).....	29
Figura 3.4 – Modelo simplificado de um pixel (MARINS, 2007).....	32
Figura 3.5 – Extração do vetor velocidade usando a correlação cruzada (Adaptado de LA VISION, 2005).....	34
Figura 3.6 – Extração do vetor velocidade usando a autocorrelação (Adaptado de LA VISION, 2005).....	36
Figura 3.7 – Janela de configuração da correlação adaptativa do software DynamicStudio (DANTEC DYNAMICS, 2010).....	37
Figura 3.8 – Calibração para os casos onde há visão 90° e imagem sem distorção (Adaptado de LAVISION, 2005).....	39
Figura 3.9 – Placas de calibração com marcadores equidistantes. (a) Placa plana. (b) Placa de dois níveis. (Adaptado de LAVISION, 2005).....	39
Figura 3.10 – Configuração óptica do sistema LIF (Adaptado de WESTERWEEL et al., 2009).....	42
Figura 3.11 – Configuração óptica das técnicas LIF e PIV combinadas (Adaptado de WESTERWEEL et al., 2009).....	43
Figura 3.12 – Diagrama de energia. Ilustração de dois estados eletrônicos de uma molécula diatômica (Adaptado de BASSI, 2001).....	46
Figura 3.13 – Diagrama de Perrin-Jablonski (Adaptado de VALEUR, 2002).....	47
Figura 3.14 – Espectro de absorção e fluorescência da Rodamina 6G (Adaptado de VALEUR, 2002).....	49
Figura 3.15 – Distinção entre estados singlete e tripleto de uma determinada molécula	49
Figura 4.1 – Desenho esquemático do aparato experimental.....	59

Figura 4.2 – Esquema com as principais dimensões do circuito principal.....	60
Figura 4.3 – Seção de teste utilizada nos experimentos	61
Figura 4.4 – Bomba centrífuga utilizada no circuito principal.....	61
Figura 4.5 – Cilindro pneumático utilizado nos experimentos.....	63
Figura 4.6 – Compressor utilizado nos experimentos	63
Figura 4.7 – Desenhos de projeto do injetor mostrando suas principais dimensões	64
Figura 4.8 – Foto do orifício de injeção de fluido no escoamento principal.....	64
Figura 4.9 – Destilador de água utilizado nos experimentos.....	65
Figura 4.10 – Fonte de laser utilizada nos experimentos	67
Figura 4.11 – Câmera e posicionador utilizado nos experimentos.....	68
Figura 4.12 – Posicionamento laser-câmera para aquisição de imagens no plano longitudinal central.....	69
Figura 4.13 – Momento de aquisição de imagens com a técnica PIV.....	69
Figura 4.14 – Foto do alvo de calibração	72
Figura 4.15 – Caixa de calibração, com alvo, posicionada em cima da seção de teste..	72
Figura 4.16 – Disposição dos aparatos durante o processo de calibração.....	73
Figura 4.17 – Imagem resultante da calibração no sistema PIV	74
Figura 4.18 – Interferência do injetor nas imagens obtidas nos experimentos	75
Figura 4.19 – Momento de aquisição de imagens com a técnica LIF	77
Figura 4.20 – Disposição dos aparatos para calibração do sistema LIF.....	78
Figura 4.21 – Momento de aquisição de imagens para calibração do sistema LIF.....	79
Figura 4.22 – Imagens de calibração do sistema LIF	80
Figura 4.23 – Curva de calibração	81
Figura 5.1 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 14,4$..	92
Figura 5.2 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 12,7$..	92
Figura 5.3 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 11,6$..	92
Figura 5.4 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 9,4$	93
Figura 5.5 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 7,6$	93
Figura 5.6 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 5,3$	93
Figura 5.7 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 3,4$	94
Figura 5.8 – Trajetória do jato baseada nas medidas de velocidade.....	96
Figura 5.9 – Trajetória do jato baseada na velocidade e normalizada por V_{rd}	96
Figura 5.10 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 14,4$	99
Figura 5.11 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 12,7$	99
Figura 5.12 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 11,6$	100
Figura 5.13 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 9,4$	100
Figura 5.14 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 7,6$	101
Figura 5.15 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 5,3$	101
Figura 5.16 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 3,4$	102
Figura 5.17 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 14,4$	103
Figura 5.18 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 12,7$	103
Figura 5.19 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 11,6$	104
Figura 5.20 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 9,4$	104

Figura 5.21 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 7,6$	105
Figura 5.22 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 5,3$	105
Figura 5.23 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 3,4$	106
Figura 5.24 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 14,4$	108
Figura 5.25 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 14,4$	108
Figura 5.26 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 14,4$	109
Figura 5.27 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 12,7$	110
Figura 5.28 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 12,7$	110
Figura 5.29 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 12,7$	111
Figura 5.30 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 11,6$	112
Figura 5.31 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 11,6$	112
Figura 5.32 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 11,6$	113
Figura 5.33 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 9,4$	114
Figura 5.34 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 9,4$	115
Figura 5.35 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 9,4$	115
Figura 5.36 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 7,6$	117
Figura 5.37 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 7,6$	117
Figura 5.38 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 7,6$	118
Figura 5.39 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 5,3$	119
Figura 5.40 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 5,3$	119
Figura 5.41 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 5,3$	120
Figura 5.42 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 3,4$	121
Figura 5.43 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 3,4$	122
Figura 5.44 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 3,4$	122
Figura 5.45 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 14,4$	124
Figura 5.46 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 14,4$	125
Figura 5.47 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 12,7$	125
Figura 5.48 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 12,7$	126
Figura 5.49 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 11,6$	126
Figura 5.50 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 11,6$	127
Figura 5.51 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 9,4$	127
Figura 5.52 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 9,4$	128
Figura 5.53 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 7,6$	128
Figura 5.54 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 7,6$	129
Figura 5.55 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 5,3$	129
Figura 5.56 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 5,3$	130
Figura 5.57 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 3,4$	130
Figura 5.58 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 3,4$	131
Figura 5.59 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 14,4$	132
Figura 5.60 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 14,4$	133
Figura 5.61 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 12,7$	133
Figura 5.62 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 12,7$	134
Figura 5.63 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 11,6$	134

Figura 5.64 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 11,6$	135
Figura 5.65 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 9,4$	135
Figura 5.66 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 9,4$	136
Figura 5.67 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 7,6$	136
Figura 5.68 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 7,6$	137
Figura 5.69 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 5,3$	137
Figura 5.70 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 5,3$	138
Figura 5.71 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 3,4$	138
Figura 5.72 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 3,4$	139
Figura 5.73 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 14,4$..	140
Figura 5.74 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 12,7$..	141
Figura 5.75 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 11,6$..	141
Figura 5.76 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 9,4$	142
Figura 5.77 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 7,6$	142
Figura 5.78 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 5,3$	143
Figura 5.79 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 3,4$	143
Figura 5.80 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 14,4$	144
Figura 5.81 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 12,7$	145
Figura 5.82 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 11,6$	145
Figura 5.83 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 9,4$	146
Figura 5.84 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 7,6$	146
Figura 5.85 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 5,3$	147
Figura 5.86 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 3,4$	147
Figura 5.87 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 14,6$	149
Figura 5.88 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 12,7$	149
Figura 5.89 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 11,5$	150
Figura 5.90 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 9,5$	150
Figura 5.91 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 7,9$	150
Figura 5.92 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 5,4$	151
Figura 5.93 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 3,2$	151
Figura 5.94 – Trajetória do jato baseada nas medidas de concentração	153
Figura 5.95 – Trajetória do jato baseada na concentração e normalizada por V_{rd}	153
Figura 5.96 – Comparação da trajetória do jato baseada na concentração e na velocidade	154
Figura 5.97 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 14,6$	157
Figura 5.98 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 12,7$	157
Figura 5.99 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 11,5$	158
Figura 5.100 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 9,5$	158
Figura 5.101 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 7,9$	159
Figura 5.102 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 5,4$	159
Figura 5.103 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 3,2$	160
Figura 5.104 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 14,6$	161
Figura 5.105 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 12,7$	162

Figura 5.106 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 11,5$	162
Figura 5.107 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 9,5$	163
Figura 5.108 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 7,9$	163
Figura 5.109 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 5,4$	164
Figura 5.110 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 3,2$	164
Figura 5.111 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 14,6$	165
Figura 5.112 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 12,7$	165
Figura 5.113 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 11,5$	166
Figura 5.114 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 9,5$	166
Figura 5.115 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 7,9$	167
Figura 5.116 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 5,4$	167
Figura 5.117 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 3,2$	168

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Partículas traçadoras utilizadas em líquidos (Adaptado de RAFFEL et al., 1998).....	29
Tabela 3.2 – Tipos de luminescência (Adaptado de VALEUR, 2002)	44
Tabela 3.3 - Tempos característicos de possíveis transições eletrônicas (Adaptado de VALEUR, 2002)	47
Tabela 3.4 - Características espectrais da Rodamina B (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)	55
Tabela 3.5 - Características espectrais da Rodamina 6G (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)	55
Tabela 3.6 - Características espectrais da Fluoresceína Sódica (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)	56
Tabela 4.1 – Condições operacionais dos experimentos com PIV	70
Tabela 4.2 – Configuração de parâmetros do sistema PIV	71
Tabela 4.3 – Configuração de parâmetros do sistema LIF	76
Tabela 4.4 – Condições experimentais dos experimentos com LIF	78
Tabela 4.5 – Tabela de calibração do sistema LIF	80
Tabela 4.6 – Incerteza padrão combinada de V_j para os experimentos com PIV	87
Tabela 4.7 – Incerteza padrão combinada de V_j para os experimentos com LIF	87
Tabela 4.8 – Incerteza associada às medidas de concentração absoluta	90
Tabela 5.1 – Coeficientes da equação de trajetória do jato baseada na velocidade	97
Tabela 5.2 – Coeficientes da equação de trajetória do jato encontrados na literatura....	97
Tabela 5.3 – Coeficientes da equação de trajetória do jato baseada na concentração..	154
Tabela 5.4 – Coeficientes da equação de trajetória do jato encontrados na literatura..	154

NOMENCLATURA

A	Primeira constante da correlação de trajetória do jato
$A(\lambda)$	Absorbância no comprimento de onda λ
A_i	Grandeza de entrada
A_j	Área do orifício de injeção do jato
A_p	Área do pistão do cilindro pneumático
\bar{A}_i	Média aritmética das grandezas de entrada
a_i	Estimativa da grandeza de entrada A_i
AR	Razão de aspecto
B	Segunda constante da correlação de trajetória do jato
C	Concentração dentro do volume de seção amostrada
C	Concentração molar da espécie absorvente
C_{\max}	Concentração média máxima entre o mapa de concentração de todos os Vr's
C_0	Concentração inicial do jato
c	Velocidade da luz
D	Diâmetro da tubulação do escoamento principal
D	Coefficiente de difusão molecular
d	diâmetro do orifício de saída do jato
E	Energia do fóton
E_0	Energia de excitação local dentro do volume da seção amostrada
E_1	Nível de energia inferior
E_2	Nível de energia superior
F	Intensidade fluorescente
$F(\lambda_F)$	Intensidade fluorescente por fóton absorvido no comprimento de onda λ_F
F_{linear}	Intensidade fluorescente na região linear da curva de calibração
f_{optico}	Fator óptico
G	Mensurando (grandeza a ser medida)
g	Estimativa do mensurando G
H	Incerteza expandida
h	Constante de Planck
$I_A(\lambda_E)$	Intensidade de luz absorvida no comprimento de onda λ_E
$I_F(\lambda_F)$	Intensidade fluorescente no comprimento de onda λ_F

$I_T(\lambda)$	Intensidade de luz transmitida no comprimento de onda λ
$I_T(\lambda_E)$	Intensidade de luz transmitida no comprimento de onda λ_E
$I_0(\lambda_E)$	Intensidade de luz incidente no comprimento de onda λ_E
$I_0(\lambda)$	Intensidade de luz incidente no comprimento de onda λ
J	Razão entre os fluxos de momento do jato e do escoamento principal
k	Energia cinética turbulenta
k	Fator de proporcionalidade
l	Comprimento do caminho de absorção (espessura do meio absorvente)
M	Fator de magnificação
p	Probabilidade de abrangência ou nível da confiança
Q	Dimensão do jato na direção axial
Q_p	Vazão volumétrica de fluido que sai do cilindro pneumático
q	Grandeza que varia aleatoriamente
\bar{q}	Média aritmética de q
q_k	Valores da grandeza q para n observações independentes
R	Coefficiente de correlação da reta
R	Distância internuclear
Re_c	Número de Reynolds do escoamento principal
Re_j	Número de Reynolds do jato
Re_{c-j}	Número de Reynolds (velocidade do escoamento principal e diâmetro do jato)
r	Fator de abrangência
S_i	Estados eletrônicos singlete
Sc	Número de Schmidt
$s(q_k)$	Desvio padrão experimental
$s(\bar{q})$	Desvio padrão experimental da média
$s^2(q_k)$	Variância experimental
$s^2(\bar{q})$	Variância experimental da média
T_i	Estados eletrônicos triplete
$T(\lambda)$	Transmitância no comprimento de onda λ
T	Temperatura dentro do volume de seção amostrada
U	Módulo da velocidade média
U_x	Componente longitudinal da velocidade média
U_y	Componente vertical da velocidade média

\tilde{U}_x	Componente longitudinal da velocidade instantânea
\tilde{U}_y	Componente vertical da velocidade instantânea
u_x	Flutuação da componente longitudinal de velocidade média
u_y	Flutuação da componente vertical de velocidade média
$u(a_i)$	Incerteza padrão associada à grandeza de entrada a_i
$u(C)$	Incerteza padrão associada à concentração
$u(\Delta t)$	Incerteza padrão associada ao tempo de aquisição entre duas imagens
$u(\Delta t_p)$	Incerteza padrão associada ao tempo de deslocamento do pistão
$u(\Delta x)$	Incerteza padrão associada ao deslocamento da partícula entre duas imagens
$u(\Delta x_p)$	Incerteza padrão associada ao deslocamento do pistão
$u_c(g)$	Incerteza padrão combinada da estimativa do mensurando
$u_c(V)$	Incerteza padrão combinada da velocidade de deslocamento da partícula
$u_c(V_j)$	Incerteza padrão combinada associada à velocidade de injeção do jato
V	Velocidade de deslocamento da partícula
V_c	Velocidade do escoamento do principal
V_j	Velocidade de injeção do jato
V_p	Velocidade de deslocamento do pistão do cilindro pneumático
V_r	Razão entre as velocidades do jato e do escoamento principal
V_{r_e}	Razão de velocidade efetiva
V_s	Volume da seção amostrada
x	Eixo longitudinal do escoamento
W	Dimensão do jato na direção radial
w	Vorticidade média
y	Eixo vertical do escoamento
Z_0	Distância do objeto à lente da câmera
z_0	Distância da imagem à lente da câmera
z	Eixo radial do escoamento
α	Ângulo entre a superfície de injeção e o injetor
α_c	Coefficiente angular da curva de calibração
ε	Coefficiente de absorção do fluido
$\varepsilon(\lambda)$	Coefficiente de absorção molar no comprimento de onda λ
$\varepsilon(\lambda_E)$	Coefficiente de absorção molar no comprimento de onda λ_E
ρ_c	Densidade do fluido do escoamento principal

ρ_j	Densidade do fluido do jato
Δx	Deslocamento da partícula entre duas imagens
Δt	Tempo de aquisição entre duas imagens
$\Delta \bar{v}$	Deslocamento de Stokes
Δx_p	Deslocamento do pistão
Δt_p	Tempo de deslocamento do pistão
μ_q	Esperança ou valor esperado de q
ν	Frequência de emissão do fóton
ν	Níveis vibracionais de uma molécula
ν	Viscosidade cinemática
$\bar{\nu}$	Número de onda
λ	Comprimento de onda
λ_E	Comprimento de onda de excitação
λ_F	Comprimento de onda do fóton emitido
Φ_F	Rendimento quântico do fenômeno da fluorescência
Φ_λ	Rendimento quântico do traçador quando excitado a um comprimento de onda λ

1 INTRODUÇÃO

1.1 HISTÓRICO

Dutos são tubulações especialmente desenvolvidas e construídas de acordo com normas internacionais de segurança, para transportar petróleo e seus derivados, álcool, gás e produtos químicos diversos (tais como amônia, etileno, etc.) por distâncias especialmente longas, sendo então denominados como oleodutos, gasodutos ou polidutos. São construídos com chapas que recebem vários tratamentos contra corrosão e passam por inspeções frequentes, através de modernos equipamentos e monitoramento à distância. Entre os dispositivos de segurança estão válvulas de bloqueio, instaladas em vários intervalos das tubulações para impedir a passagem de produtos, em caso de anormalidades. Desta forma um duto permite que grandes quantidades de produtos sejam deslocadas de maneira segura, diminuindo o tráfego de cargas perigosas por caminhões, trens ou por navios e, conseqüentemente, diminuindo os riscos de acidentes ambientais.

Diante deste cenário, boa parte do transporte de hidrocarbonetos no mundo é feito através de dutos. Este tipo de transporte é extremamente vantajoso para aplicações envolvendo grandes quantidades e longas distâncias, e a indústria de petróleo e gás natural é conhecida pelo volume de dinheiro envolvido em suas operações. Por isso, tanto interrupções de operação quanto perdas no processo são combatidas ao máximo.

Uma das formas de se melhorar o processo de transporte desses materiais é através da injeção de aditivos para melhoria de propriedades do fluido (como densidade ou viscosidade), diminuição do arrasto na parede da tubulação (utilização de agentes redutores de arrasto – DRA – *drag reducing agents*), inibição de corrosão ou redução de incrustações devido à sedimentação de partes pesadas (como parafina sólida no óleo cru) e inibição da formação de hidratos.

Na indústria, os jatos em escoamento cruzado (JEC) são bastante utilizados como mecanismo de dispersão de aditivos químicos em tubulações, promovendo assim a mistura entre os fluidos de interesse e a conseqüente garantia de escoamento.

O problema de JEC é caracterizado por um escoamento principal, como em uma tubulação ou sobre uma placa plana, e um jato transversal ou em ângulo com este

escoamento, com diâmetro d muito menor que o do escoamento principal, D . No caso de uma tubulação o escoamento é dito confinado.

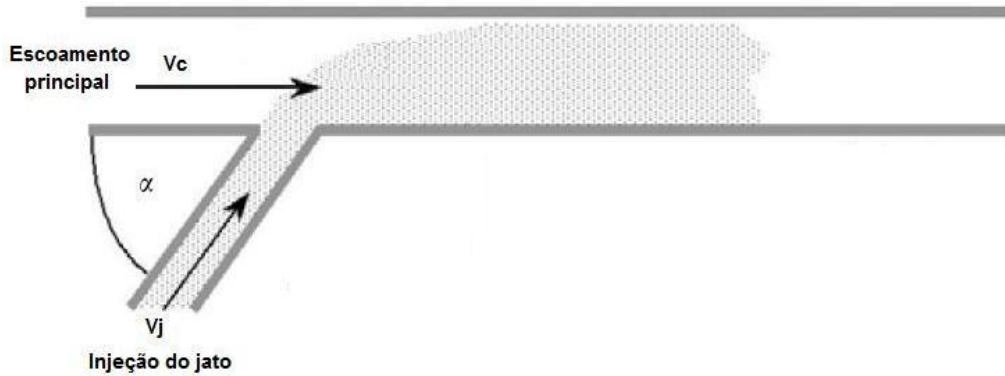


Figura 1.1 - Desenho esquemático do problema de JEC

A característica mais básica deste tipo de escoamento é a deflexão mútua do jato e do escoamento principal. Enquanto o jato se curva ao ser empurrado pelo escoamento principal, este último é defletido como se houvesse um obstáculo rígido bloqueando sua passagem, com a diferença de que o jato interage com o escoamento principal, tendo parte de seu fluido entranhado pelo jato (ANDREOPOULOS e RODI, 1984).

Alguns parâmetros são característicos no estudo de JEC, como a razão dos fluxos de momento, J (Eq. 1.1), o ângulo α (Fig. 1.1) e a posição de injeção do jato e a geometria do escoamento. O primeiro parâmetro é muito estudado devido a sua grande influência no escoamento. Ele também pode ser representado pela razão de velocidade efetiva V_{re} (Eq. 1.2), que é a raiz quadrada de J , ou ainda pela razão de velocidade V_r (Eq. 1.3), para os casos onde a densidade do fluido do jato é a mesma do fluido do escoamento principal.

$$J = \frac{\rho_j V_j^2}{\rho_c V_c^2} \quad (1.1)$$

$$V_{re} = \sqrt{\frac{\rho_j V_j^2}{\rho_c V_c^2}} \quad (1.2)$$

$$V_r = \frac{V_j}{V_c} \quad (1.3)$$

onde V e ρ são, respectivamente, a velocidade e a densidade dos fluidos no escoamento, sendo o jato denotado pelo subscrito “j” e o escoamento cruzado pelo subscrito “c”.

Os jatos em escoamento cruzado também são bastante utilizados para injetar ar + combustível nas câmaras de combustão, para injetar fluido mais frio nas palhetas de turbinas movidas a gás, para dar sustentação aos aviões de pouso e decolagem vertical, para modelar a dispersão de efluentes em rios ou poluentes na atmosfera, etc.

O campo de escoamento do JEC é tridimensional e instável e segundo SALEWSKI (2006) a eficiência da mistura entre o jato e o escoamento principal aumenta, tanto nas pequenas como nas grandes escalas, com o aumento do nível de turbulência e com a presença das estruturas coerentes instáveis.

Segundo PAN e MENG (2001), o processo de macro mistura é comandado pela dispersão turbulenta (ou difusão turbulenta), onde as estruturas de grande escala comandam o processo de mistura entre os fluidos. Já o processo de micro mistura é comandado pela difusão molecular e ocorre nas menores escalas da turbulência onde a interação molecular é mais acentuada. Como no jato em escoamento cruzado as estruturas de grandes escalas encontram-se predominantemente no campo próximo ao ponto de injeção do jato, a dispersão turbulenta domina esta região, podendo-se desprezar a parcela de mistura por difusividade molecular. Em contrapartida, no campo afastado, a difusão molecular passa a ser mais significativa visto que as escalas turbulentas são menores. No campo afastado, porém, o nível de segregação entre os fluidos já é bem menor. Os autores definem o campo próximo como $x < 2D$ (onde x representa o eixo longitudinal e D é o diâmetro da tubulação do escoamento principal) e o campo afastado como $x > 3D$.

Logo, para garantir que o aditivo se misture ao fluido transportado de forma homogênea, sem se estratificar no escoamento, algumas decisões devem ser tomadas em relação à melhor configuração geométrica (e.g., diâmetro, inclinação do injetor) e às melhores condições de escoamento (e.g., vazão, intensidade turbulenta) para injetar o jato. Cabe ressaltar que as propriedades dos fluidos como viscosidade, temperatura, concentração, solubilidade do aditivo, entre outras, também influenciam na eficiência do aditivo químico. No entanto, a abordagem dessas propriedades não é interesse do presente estudo.

1.2 MOTIVAÇÃO

Para determinar de forma segura a melhor maneira de injetar um aditivo em uma tubulação é necessário, dentre outras coisas, entender os mecanismos envolvidos na dispersão do jato ao longo do escoamento.

Vários estudos têm sido realizados com o objetivo de determinar como ocorre a distribuição do jato no escoamento principal em um problema de JEC. No entanto, ainda não se dispõe de modelos simples e confiáveis para a determinação desta distribuição. A maioria dos trabalhos na literatura apresenta ou estudos experimentais ou estudos numéricos sobre o tema. Dificilmente observam-se ambas as situações. Alguns autores até comparam o resultado das suas simulações numéricas com o resultado dos experimentos de outros autores, porém muitas vezes as condições iniciais utilizadas não são as mesmas. Muitos pesquisadores utilizam correlações empíricas para tentar descrever a trajetória do jato. No entanto, por serem empíricas, estas correlações apresentam constantes específicas que variam de acordo com a configuração de cada escoamento.

Desta forma, a dinâmica dos fluidos envolvida na configuração geométrica destinada a uma determinada aplicação (neste caso a mistura de aditivos em tubulações) deve ser estudada experimentalmente de forma minuciosa, fornecendo uma base de informações necessárias para pesquisas mais avançadas e abrangentes.

1.3 OBJETIVO DO TRABALHO

Este trabalho tem como objetivo geral investigar o processo de dispersão de aditivos químicos em escoamentos em tubulações através do estudo experimental do escoamento característico da aplicação em questão.

O objetivo específico é caracterizar o campo bidimensional de velocidade e concentração do escoamento de um jato emergindo perpendicularmente em uma tubulação, utilizando as técnicas de velocimetria por imagem de partículas (PIV – *Particle Image Velocimetry*) e fluorescência induzida a laser (LIF – *Laser Induced Fluorescence*).

Um objetivo secundário, porém de bastante relevância para o Laboratório de Mecânica da Turbulência da COPPE/UFRJ, é utilizar a técnica LIF nunca antes utilizada no laboratório.

1.4 RELEVÂNCIA DO TRABALHO

O entendimento de como o aditivo químico irá se dispersar na corrente principal auxiliará a indústria nos estudos destinados a analisar questões voltadas ao aperfeiçoamento do processo de mistura, tais como, qual o melhor ponto para injeção do aditivo, qual a concentração ideal, qual a vazão mínima para garantir certo grau de homogeneidade, qual a geometria indicada para o injetor e etc.

Além disso, os resultados obtidos neste estudo constituem uma valiosa fonte de dados experimentais que podem ser utilizados para validar modelos numéricos de códigos de simulação computacional.

Cabe ressaltar ainda a importância da introdução de uma nova técnica no Laboratório de Mecânica da Turbulência da COPPE/UFRJ. O domínio da técnica LIF permitirá o avanço no estudo de dispersão de aditivos em escoamentos em tubulações, bem como o início de novas pesquisas que requerem o uso desta técnica.

1.5 ESTRUTURA DO TRABALHO

Este trabalho encontra-se dividido em seis capítulos. Inicialmente, o Capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica do problema de JEC, abordando os principais parâmetros envolvidos e descrevendo as estruturas coerentes formadas, bem como os respectivos processos de formação. O capítulo aborda ainda a forma como esse escoamento tem sido estudado experimentalmente ao longo dos anos e os principais desdobramentos.

As peculiaridades envolvidas nas técnicas experimentais de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida a laser (LIF) utilizadas neste trabalho encontram-se descritas no Capítulo 3.

O Capítulo 4 apresenta uma descrição do aparato experimental construído para analisar o problema de JEC, da montagem dos aparatos dos sistemas de medição e das condições experimentais utilizadas neste trabalho. Este capítulo mostrará que foram utilizados V_r 's variando de 3 a 15 e que a velocidade do escoamento principal foi mantida constante em aproximadamente 1,36 m/s, fornecendo um número de Reynolds igual a 59000. O capítulo apresenta também um item comentando sobre as principais incertezas envolvidas no estudo.

Os resultados obtidos e as respectivas discussões são abordados no Capítulo 5. Este capítulo apresenta as estruturas coerentes encontradas, os campos de velocidade e concentração característicos do escoamento, bem como as quantidades turbulentas envolvidas. Uma análise da trajetória do jato também é realizada.

As conclusões constituem o Capítulo 6, ressaltando que o parâmetro V_r possui forte influência na penetração do jato no escoamento principal, que a linha de trajetória do jato baseada nos pontos de máxima velocidade não coincide com a linha de trajetória baseada nos pontos de máxima concentração e que as técnicas experimentais utilizadas são capazes de descrever o escoamento de JEC, fornecendo uma boa caracterização dos campos de concentração e velocidade.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO

Vários artigos podem ser encontrados na literatura com o objetivo de descrever o desenvolvimento de um jato em um escoamento cruzado. MARGASON (1993) fez uma revisão dos cinquenta anos de pesquisa do tema JEC, fazendo um apanhado de pesquisas realizadas desde os anos 30. A partir daí muito já se desenvolveu sobre o assunto, conforme será observado a seguir.

Conforme descrito no capítulo anterior, alguns parâmetros são característicos no estudo de JEC, como a razão dos fluxos de momento (ou razão de velocidades), o ângulo e a posição de injeção do jato e a geometria do escoamento.

A razão dos fluxos de momento e seus desdobramentos encontram-se definidos pelas Eqs. 1.1 – 1.3. O ângulo de injeção do jato pode ser definido como o ângulo entre a superfície (parede) de injeção e o injetor, conforme indicado por α na Figura 1.1. Já em relação à posição, o injetor pode ser montado de forma rasa, onde o jato é inserido na camada limite do escoamento principal, precisando rompê-la, ou de forma protuberante, onde o injetor se prolonga até depois da camada limite e já injeta o fluido na zona mais desenvolvida do escoamento (RODRIGUES, 2009). A influência desses parâmetros no problema de JEC é tema de vários estudos.

LIM et al. (1992), durante um estudo para escoamento não confinado, observaram que a variação da razão de velocidades de 1 para 5.5 produziam estruturas de escoamento diferentes e conseqüentemente 3 regimes de escoamento. Para $V_r > 2$, o jato é projetado longe o suficiente da parede de injeção havendo pouca influência da parede no desenvolvimento do jato. A partir daí a tendência é o jato se comportar como um jato em escoamento livre. Para $V_r < 1$, após sua projeção, o jato é imediatamente empurrado pelo escoamento principal para cima da parede de injeção, se comportando como um filme sobre a parede. Para $1 \leq V_r \leq 2$, o jato encontra-se em um regime intermediário, apresentando as estruturas coerentes descritas neste trabalho.

Da mesma forma, PAN e MENG (2001) cita a existência de três regimes equivalentes, caracterizados por SROKA e FORNEY (1989) através do parâmetro V_{rd}/D , para o caso de escoamento confinado. Em um dos regimes, onde $V_{rd}/D > 1$, o jato atinge a parede oposta da tubulação, podendo inclusive exercer uma tensão

significante na mesma, o que não é desejado. Em outro, onde $V_{rd}/D < 0,07$, o jato não penetra significativamente no escoamento principal, ao contrário, ele se desenvolve lentamente “colado” à parede inferior da tubulação. Já no regime intermediário, onde $0,07 < V_{rd}/D < 1$, o jato penetra no centro do escoamento principal, curvando-se e alinhando-se ao mesmo. Neste último regime, também chamado de “regime de mistura do jato” por PAN e MENG (2001), a eficiência de mistura nas maiores escalas entre o fluido do jato e o fluido do escoamento principal é maior.

Observa-se na literatura que esses valores limítrofes de V_r , os quais determinam a mudança de regime, não são fixos, eles podem variar de acordo com a configuração do problema de JEC analisado. No entanto, a existência destes regimes é uma opinião comum entre vários autores como ANDREOPOULOS e RODI (1984), SHERIF e PLETCHER (1989), FRIC e ROSHKO (1994), PLESNIAK e CUSANO (2005), entre outros.

Em relação ao ângulo de injeção, PLESNIAK e CUSANO (2005) analisaram a influência de seis ângulos de injeção ($\alpha = 18^0, 24^0, 30^0, 48^0, 60^0, 90^0$) na mistura do jato. Eles observaram que o caso que apresentou melhor mistura ao longo da seção do duto foi para $\alpha = 90^0$. Além disso, eles observaram que, aumentando o ângulo de injeção, a distância em relação ao ponto de injeção requerida para alcançar determinado nível de mistura diminui.

A geometria do escoamento engloba tanto a geometria onde se desenvolve o escoamento principal como a geometria do orifício do injetor. No primeiro caso, a geometria pode ser, por exemplo, um duto, uma superfície plana ou um canal retangular. A escolha quanto à geometria vai depender da aplicação real que motivou o estudo. No presente trabalho, a geometria de interesse é a geometria cilíndrica apresentada por um duto.

A geometria do orifício, por sua vez, pode apresentar diversas formas como circular, elíptica ou quadrada, para citar alguns exemplos. Orifícios não circulares, quando comparados com os orifícios circulares, sempre introduzem no escoamento vórtices de menores escalas, uma vez que eles possuem curvaturas maiores localmente ou até mesmo cantos pontiagudos. Isto aumenta a difusão turbulenta de momento e de escalar (SALEWSKI et al., 2008).

Para caracterizar a geometria do orifício SALEWSKI et al. (2008) utilizaram a chamada razão de aspecto (AR). Ela é caracterizada como a razão entre as dimensões na direção radial (W) e axial (Q), ou seja, $AR=W/Q$. Orifícios elípticos com alto valor de AR possuem seu eixo menor alinhado à direção do escoamento. Os orifícios elípticos com alto AR e com baixo AR constituem na verdade o mesmo orifício, porém girados de 90° . O orifício circular e o quadrado possuem $AR=1$. Alguns estudos foram realizados com o objetivo de definir qual AR contribui mais para o aumento da penetração do fluido do escoamento principal no jato, porém no momento ainda não há um consenso sobre este assunto.

LISCINSKY et al. (1996) compararam a eficiência de mistura entre orifícios de geometria circular, elíptica, quadrada e retangular utilizando a técnica de espalhamento de Mie. Os autores relataram que orifícios de baixo AR formam PVC's mais fortes, aumentando a mistura. Por outro lado, a interface formada entre o jato e o escoamento principal é menor, o que diminui a mistura. Logo os efeitos são anulados. Como consequência, a eficiência de mistura foi a mesma para todas as geometrias analisadas.

HAVEN E KUROSABA (1997) utilizaram técnicas experimentais de Fluorescência Induzida a Laser (LIF) e de Velocimetria por Imagem de Partícula (PIV) e encontraram uma trajetória do jato, baseada na linha de corrente traçada a partir do centro do orifício de saída do jato, mais baixa para orifícios quadrados quando comparados com orifícios circulares. LISCINSKY et al. (1996) encontraram o oposto.

SALEWSKI et al. (2008) defendem que, considerando a eficiência de mistura global, os melhores resultados foram obtidos pela geometria elíptica com alto AR e pelo orifício quadrado.

A trajetória da linha central do jato em um escoamento cruzado, segundo a literatura, pode ser definida como a linha de corrente que sai do centro do orifício do jato ou como os pontos de máxima velocidade no plano central do escoamento. KEFFER e BAINES (1963), NEW et al. (2006) e SALEWSKI et al. (2008), por exemplo, utilizaram a primeira definição. Já KAMOTANI e GREBER (1972), SHERIF e PLETCHER (1989) basearam-se na segunda definição.

De posse dos dados do campo de concentração do escoamento, a trajetória do jato também pode ser definida como os pontos de máxima concentração no plano central do

escoamento, conforme adotado por SMITH e MUNGAL (1998), PAN e MENG (2001) e LULA (2006).

Segundo a literatura existem vários estudos experimentais e analíticos com o objetivo de prever a trajetória do jato no escoamento cruzado. No entanto, ainda não há um consenso sobre o melhor parâmetro de normalização a ser utilizado. Vários autores acreditam que o melhor parâmetro é “ $V_r D$ ” e sugerem a seguinte correlação para estimar a trajetória do jato:

$$\frac{y}{V_{rd}} = A \left(\frac{x}{V_{rd}} \right)^B \quad (2.1)$$

onde x e y representam o eixo longitudinal e o eixo vertical do escoamento, respectivamente.

PRATTE e BAINES (1967), por exemplo, normalizaram suas coordenadas com este parâmetro e encontraram $A = 2,05$ e $B = 0,28$ para razões de velocidade, V_r , entre 5 e 35. PRATTE e BAINES (1967) utilizaram fotografias iluminadas do jato, alimentado com fumaça, para definir a trajetória da linha central do jato. NEW et al. (2006) se basearam nas linhas de corrente e encontraram valores de $A = 1,65$ e $B = 0,25$ para o caso do jato com perfil de velocidade “em degrau” e $A = 1,96$ e $B = 0,31$ para o caso do jato com perfil parabólico.

Já KEFFER e BAINES (1963) utilizaram “ $V_r^2 d$ ” como parâmetro de normalização e KAMOTANI e GREBER (1972) sugeriram “ d ” como parâmetro.

SMITH e MUNGAL (1998) mostraram que as trajetórias do jato obtidas em seus experimentos para V_r entre 5 e 25 foram melhores dimensionalizadas utilizando “ $V_r D$ ” como parâmetro, ao invés de “ $V_r^2 d$ ” e “ d ”. Os autores consideraram a trajetória do jato como os pontos de concentração média máxima e obtiveram $A = 1,50$ e $B = 0,27$, para o melhor caso. PAN e MENG (2001) também utilizaram as medidas de concentração e encontraram $B = 0,40$, porém não estimaram o valor de A . De acordo com MUPPIDI e MAHESH (2005), MARGASON (1993) forneceu uma lista de resultados experimentais os quais mostravam $1.2 < A < 2.6$ e $0.28 < B < 0.34$.

2.2 ESTRUTURAS COERENTES

FRICH e ROSHKO (1994), bem como outros autores, definem as estruturas coerentes de grande escala, encontradas no JEC, basicamente em quatro grupos: (i)

vórtices da camada cisalhante, (ii) vórtices em forma de ferradura, (iii) par de vórtices contra-rotativos (PVC) e (iv) vórtices de esteira. A Figura 2.1 ilustra tais estruturas.

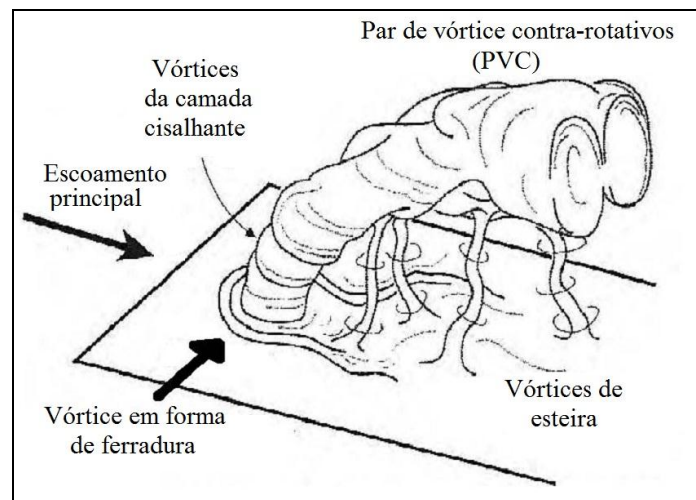


Figura 2.1 – Estruturas coerentes do JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994)

2.2.1 Vórtices da camada cisalhante

Nas regiões a montante e a jusante do jato, na interface entre o jato e o escoamento, observa-se o efeito da instabilidade de Kelvin-Helmholtz, a qual produz os vórtices da camada de cisalhamento (SALEWSKI, 2006). Tal instabilidade ocorre devido ao forte cisalhamento existente entre a camada do jato, que se encontra a uma velocidade mais alta, e a camada do escoamento, que se encontra a uma velocidade mais baixa.

LIM et al. (2001) publicaram fotos interessantes a partir da visualização das estruturas coerentes de um JEC na água. A Figura 2.2, por exemplo, apresenta os vórtices da camada cisalhante, a montante e a jusante do jato, a partir da vista do plano central do escoamento. A fotografia foi obtida misturando um corante fluorescente ao fluido do jato e posteriormente iluminando o escoamento com uma luz laser.

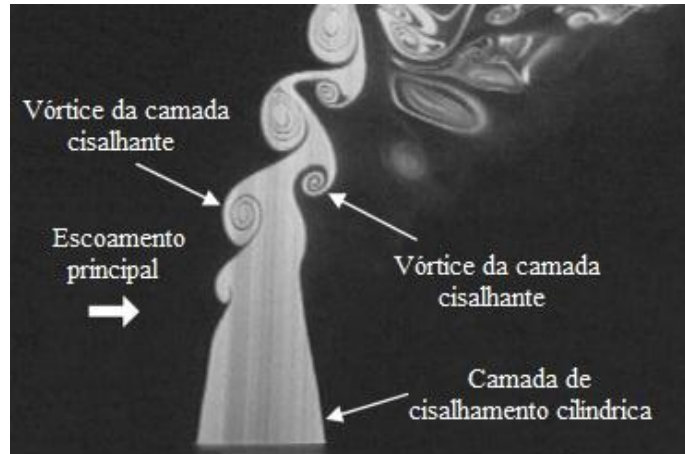


Figura 2.2 – Visualização dos vórtices da camada cisalhante (Adaptado de LIM et al., 2001)

Além dos vórtices da camada cisalhante, YUAN et al. (1999) observaram a formação de mais dois vórtices, os quais denominaram de “braços laterais”, devido a instabilidades de Kelvin-Helmholtz entre o jato e o escoamento nas laterais do jato. Um dos vórtices começava diretamente na saída na região lateral do jato e se estendia ao redor do corpo do jato, enquanto que o outro se localizava um pouco acima do primeiro e se estendia horizontalmente ao longo da região lateral do jato.

LIM et al. (2001) observaram as mesmas estruturas, porém identificaram-nas como uma continuação dos vórtices horizontais, denominando-as também de “braços laterais”. Eles publicaram uma sequência de fotografias, em instantes de tempos diferentes (Fig.2.3), mostrando como o dobramento da camada de cisalhamento cilíndrica a partir do orifício de injeção do jato leva à formação dos vórtices da camada de cisalhamento e do par de vórtices contra-rotativos (seção 2.2.2). As fotografias foram obtidas com o auxílio da injeção de corante diretamente no circuito de injeção do jato, antes do seu ponto de saída.

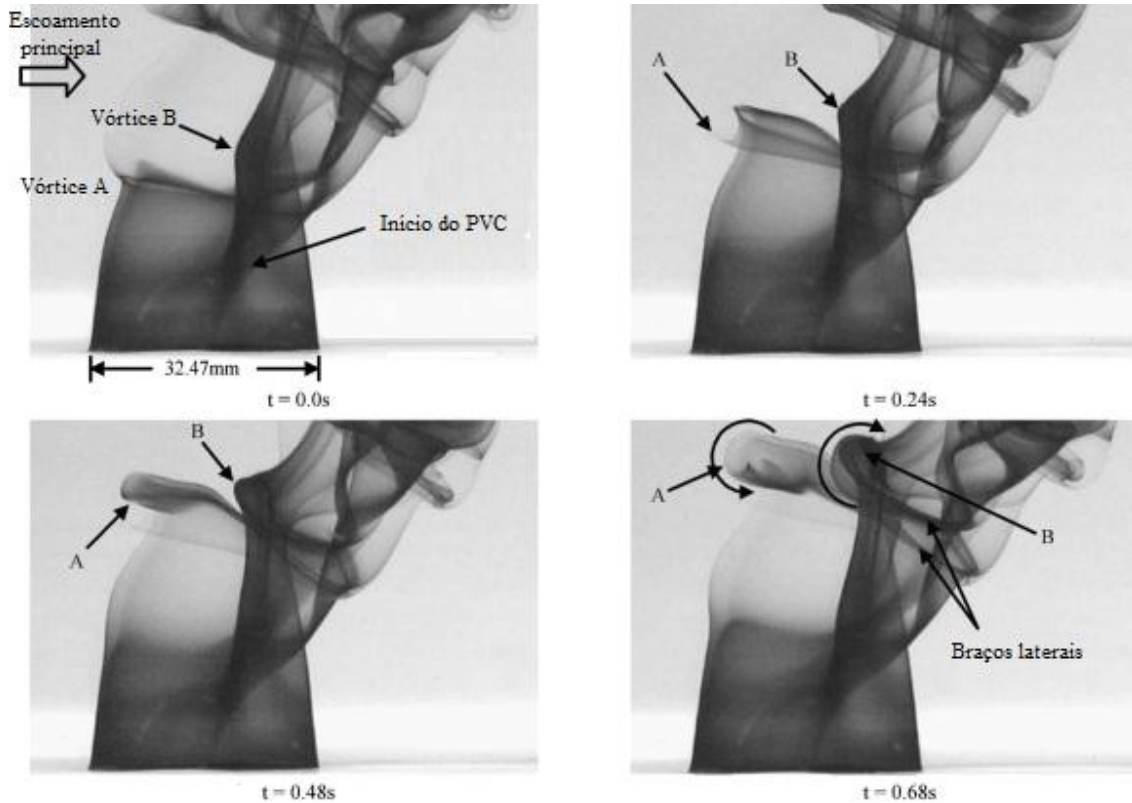


Figura 2.3 – Estruturas coerentes no campo próximo do jato (Adaptado de LIM et al., 2001)

2.2.2 Par de vórtices contra-rotativos (PVC)

Diferentemente das estruturas apresentadas até agora, as quais são claramente observadas já no campo próximo à injeção do jato, o PVC é observado em um campo mais afastado, alinhado com a trajetória do jato. Segundo PRATTE e BAINES (1967), o PVC pode ser detectado a distâncias de até mil diâmetros do injetor. Sua origem, no entanto, ainda é tema de vários estudos e controvérsias. A maioria dos autores parece concordar que a camada de cisalhamento é a fonte original da vorticidade geradora do PVC, mas a forma como essa vorticidade se realinha para formar o PVC ainda não está clara (YUAN et al., 1999).

O uso do conceito dos anéis de vorticidade, conforme observado no caso de um jato em escoamento livre, tem sido utilizado por alguns autores para explicar a teoria de formação dos PVC's. ANDREOPOULOS (1985) acredita que a região a jusante dos anéis de vorticidade é comprimida pelo escoamento principal, eliminando os vórtices e ficando o PVC. Segundo SYKES et al. (1986) ocorre uma interação entre a região a montante de um anel de vorticidade e a região a jusante do anel sucessivo. Já COELHO

e HUNT (1989) sugerem que a penetração de fluido do escoamento principal provoque uma reorganização da camada cisalhante do jato iniciando a formação do PVC.

Outros autores, no entanto, acreditam que os vórtices da camada de cisalhamento diferem fundamentalmente dos anéis de vorticidade, visto que eles não se espalham regularmente ao longo do escoamento e porque eles carregam um forte escoamento axial através dos seus centros. Baseado neste novo conceito, KELSO et al. (1996) acreditam que o par de braços laterais contribui para o início do PVC através de um mecanismo de quebra dos vórtices resultante da existência de gradientes de pressão adversos. YUAN e STREET (1998) e YUAN et al. (1999) também confirmam esta hipótese.

LIM et al. (2001), através da mesma técnica de visualização utilizada para obter a Fig. 2.2, identificaram que o início da formação do PVC ocorre nas laterais da coluna do jato após sua saída do orifício de injeção (Fig. 2.3). Observaram também, a partir de fotos da seção transversal ao eixo de injeção do jato, que os braços laterais dos vórtices da camada cisalhante se misturam com o PVC (Fig. 2.4). Os autores enfatizaram ainda que não houve nenhuma evidência de anéis de vorticidade em seus estudos.

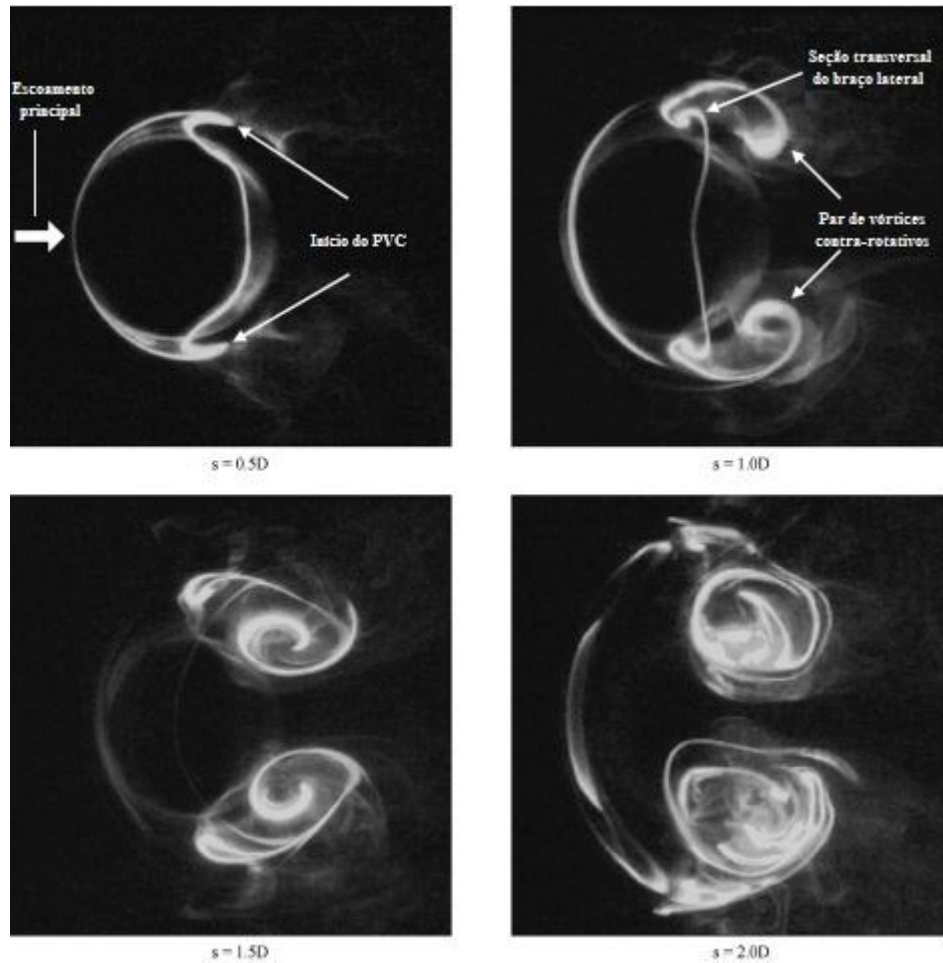


Figura 2.4 – Formação do PVC (Adaptado de LIM et al., 2001)

Com a formação do PVC, o fluido do escoamento principal é aspirado para dentro do jato entranhando-o. YUAN e STREET (1998) acreditam que este entranhamento é um dos mecanismos responsáveis pela deflexão do jato. PLESNIAK e CUSANO (2005) realizaram um estudo experimental de um jato retangular em um escoamento cruzado com o objetivo de misturar duas correntes de produtos e concluíram que as estruturas coerentes de grandes escalas PVC dominaram a mistura de escalar.

SMITH e MUNGAL (1998) observaram que o campo próximo é a região de desenvolvimento do PVC e que no campo afastado o PVC já está completamente desenvolvido. Concluíram ainda que, uma vez que o PVC está no campo afastado, ele por si só não contribui muito para o aumento da mistura jato-escoamento cruzado. No entanto, a formação estrutural do PVC, no campo próximo, provoca o aumento da região de mistura.

2.2.3 Vórtices em forma de ferradura

Os vórtices em forma de ferradura, como o próprio nome já diz, apresentam duas ramificações que, quando vistas de cima, possuem a forma de uma ferradura. Sua formação resulta da interação entre o jato e o escoamento principal. Devido ao gradiente de pressão adverso na frente do jato, o fluido da camada limite do escoamento principal é defletido lateralmente, a partir do plano central (ANDREOPOULOS e RODI, 1984). Essa deflexão dá origem ao vórtice em forma de ferradura que envolve o jato.

Tal processo é análogo ao processo de formação dos vórtices de ferradura encontrados no escoamento ao redor de um cilindro sólido. Em ambos os casos, a camada limite do escoamento encontra um gradiente de pressão adverso à frente do obstáculo (jato ou cilindro) e se separa, formando o vórtice de ferradura (FRIC e ROSHKO, 1994). A Figura 2.5 mostra um vórtice de ferradura obtido a partir da vista superior da base de um jato em escoamento cruzado, de $V_r = 10$ e Reynolds do escoamento principal igual a 3800.

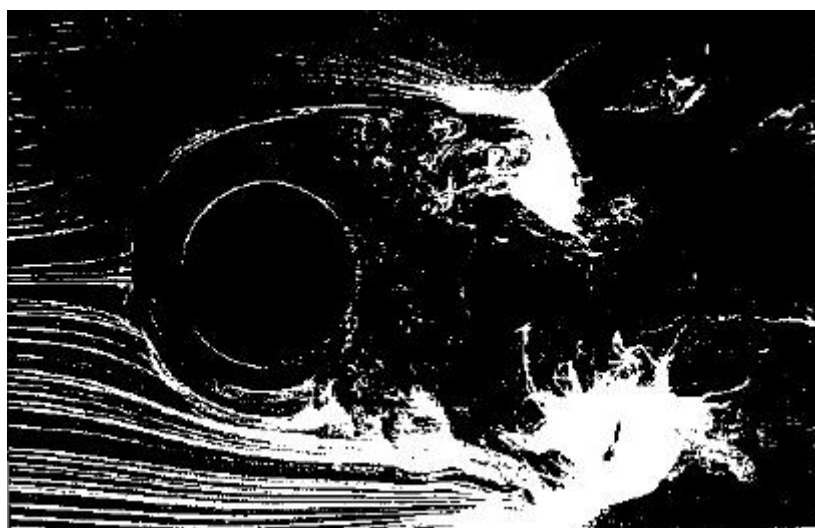


Figura 2.5 – Vórtice em forma de ferradura (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994)

YUAN et al. (1999), através de simulações numéricas, mostram que as pernas dos vórtices de ferradura se estendem ao longo do jato, no sentido do escoamento principal, sendo que uma das pernas entranha no jato e se reorienta na direção vertical, enquanto a outra se estende ao longo do escoamento na esteira do jato. Os autores acreditam desta forma que as estruturas coerentes verticais encontradas na esteira (item 2.2.4) do jato têm origem nas pernas dos vórtices de ferradura.

2.2.4 Vórtices de esteira

FRIC e ROSHKO (1994) estudaram a estrutura dos vórtices na esteira de um jato transversal e demonstraram que os vórtices de esteira se originam da camada limite do escoamento principal. Eles defendem que o escoamento ao redor do jato impõe um gradiente de pressão adverso na parede de injeção do jato, a jusante das laterais do mesmo. Como consequência a camada limite se separa, seu fluido sofre erupções, os vórtices de esteira se formam e se movimentam na direção do escoamento. De acordo com as imagens analisadas pelos autores, os vórtices de esteira são geralmente inclinados em relação à direção inicial do jato e se estendem da parede de injeção até o jato defletido, se alongando conforme a trajetória do jato vai se afastando da parede. Para razões de velocidade maiores esse efeito é mais acentuado.

SMITH e MUNGAL (1998) também sugerem que os vórtices de esteira se formam devido à interação entre a camada limite do escoamento principal e o jato. KELSO et al. (1996) mostram que, devido ao gradiente de pressão adverso observado atrás do jato, a camada limite do escoamento principal se separa a jusante do mesmo, gerando as estruturas de esteira. Já YUAN et al. (1999) defendem que os vórtices de esteira resultam da interação entre as pernas dos vórtices de ferradura e o jato, conforme citado anteriormente.

As Figuras 2.6 e 2.7 mostram imagens simultâneas da vista superior e lateral da camada limite de um jato em escoamento cruzado de $V_r = 4$ e $Re_j = 15200$. As imagens foram obtidas por FRIC e ROSHKO (1994) a partir da alimentação da camada limite do escoamento principal com fios de fumaça. A Figura 2.6 mostra o evento de separação da camada limite (indicado por b-1) e as “pegadas” (conforme definido pelos próprios autores) dos vórtices de esteira (b-2 e b-3) a partir da vista superior do escoamento. A Figura 2.7 mostra os correspondentes eventos de separação (a-1), e os vórtices de esteira (a-2 e a-3) a partir da vista lateral.

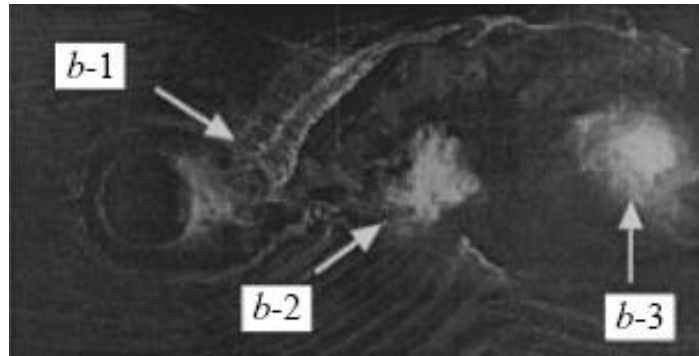


Figura 2.6 – Vista superior da camada limite de um JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994)

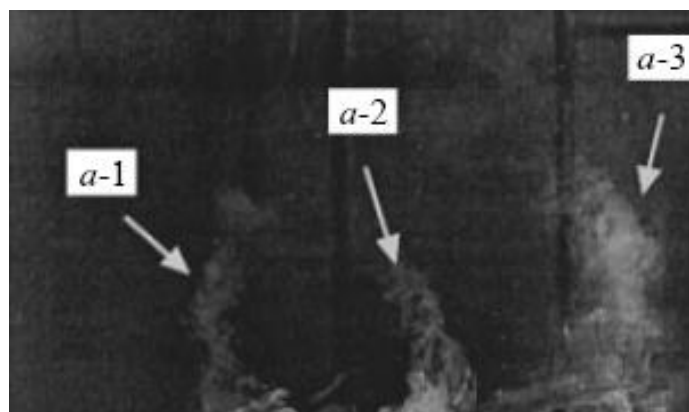


Figura 2.7 – Vista lateral da camada limite de um JEC (Adaptado de FRIC e ROSHKO, 1994)

Através da técnica LIF, SMITH e MUNGAL (1998) alimentaram o jato com vapor de acetona e observaram a presença de fluido do jato nas estruturas de esteira para $V_r > 10$. Foram obtidas vistas laterais para seis diferentes razões de velocidade, de $V_r = 10$ até $V_r = 15$, $d = 10$ mm e $Re_{c-j} = 3300$ (baseado no diâmetro do jato e na velocidade do escoamento principal). A Figura 2.8 mostra imagens instantâneas nas quais é possível visualizar o momento de transição entre a ausência ($r = V_r = 10$) e a presença de penetração de fluido do jato nas estruturas de esteira. Quanto maior é a razão de velocidade, maior é a penetração.

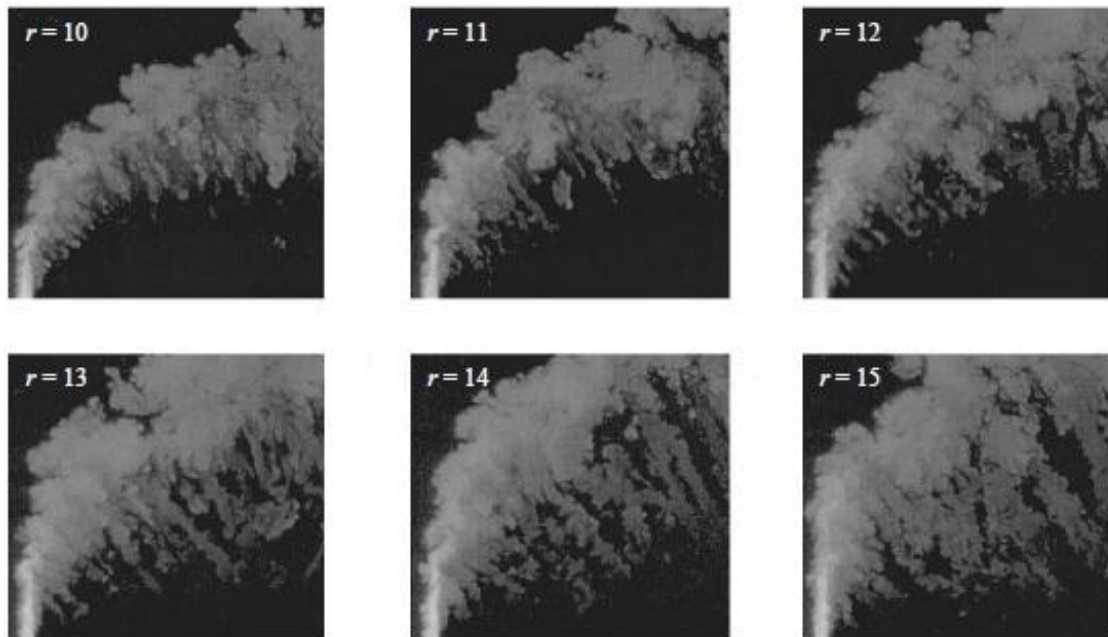


Figura 2.8 – Vista lateral da camada limite de um JEC (SMITH e MUNGAL, 1998)

É interessante observar que, diferente de FRIC e ROSHKO (1994), as vistas laterais obtidas por SMITH e MUNGAL (1998) não mostram as estruturas de esteira próximas à parede do escoamento. Tal fato ocorre, pois FRIC e ROSHKO (1994) “marcaram” a camada limite do escoamento principal enquanto que SMITH e MUNGAL (1998) “marcaram” o jato. Logo, FRIC e ROSHKO (1994) observaram as estruturas de esteira próximas à parede e as erupções do fluido da camada limite do escoamento principal. Já SMITH e MUNGAL (1998) observaram a penetração do fluido do jato, nas estruturas de esteira, em direção à camada limite do escoamento principal.

2.3 ESTUDO EXPERIMENTAL

Com o objetivo de avaliar a eficiência da mistura de um jato em um escoamento cruzado, grande parte dos estudiosos realiza medições do campo de velocidade e concentração do escoamento. Os dados do campo de concentração escalar e de velocidade quando combinados fornecem o entendimento da mistura em grandes escalas e do papel e da evolução das estruturas coerentes (PLESNIAK e CUSANO, 2005).

Os parágrafos a seguir têm como objetivo apresentar como o problema de JEC vem sendo estudado no campo da análise experimental, ou seja, como é a montagem do aparato experimental, qual a geometria utilizada para o jato e para o escoamento principal, qual a técnica de medição empregada, quais as variáveis medidas e os principais desdobramentos do estudo.

KAMOTANI e GREBER (1972) estudaram o comportamento de jatos circulares em escoamento cruzado, para jatos aquecidos e não aquecidos, visando caracterizar a distribuição transversal e longitudinal de velocidade, temperatura e intensidade turbulenta do escoamento. Os experimentos foram realizados em um túnel de vento de $0,02 \text{ m}^2$ de seção transversal, com velocidades na seção de teste variando de 6 a 9 m/s. O jato de diâmetro 0,01 m foi injetado perpendicularmente ao escoamento principal. A saída do jato foi nivelada a uma placa plana colocada acima da parede inferior do túnel para minimizar os efeitos da camada limite da parede do túnel. O jato foi posicionado 0,05 m a montante do bordo de ataque da placa.

O número de Reynolds variou de 2800 a 4200, baseado na velocidade do escoamento principal e no diâmetro do jato. As medidas foram realizadas usando jatos com fluxo de momento, variando de aproximadamente 15 a 60 vezes o fluxo de momento do escoamento principal.

Foi utilizado um anemômetro de fio quente (técnica conhecida como AFQ) de corrente constante para medir velocidade e intensidade turbulenta e um termopar para medir temperatura. Foram tiradas ainda algumas fotografias, com o auxílio de fumaça, para visualização do escoamento.

Os autores observaram que quando o jato entra em um escoamento cruzado sua forma começa a mudar por causa do campo de pressão não uniforme criado pelo escoamento principal ao redor do jato. O jato é então deformado de maneira crescente e o escoamento principal cria um par de vórtices atrás do jato. Os vórtices adquirem momento axial e se movem ao longo da trajetória do jato, aumentando sua força. Nos pontos bem a jusante do ponto de injeção, o jato original desaparece e o par de vórtices domina o campo do escoamento.

Para razões de fluxos de momento menores, $J = 15,3$, o jato é curvado de forma tão acentuada que os vórtices mal se desenvolvem, são fracos em todo o campo de escoamento. Conseqüentemente a forma original do jato se preserva nas regiões mais distantes do ponto de injeção. Para razões maiores, $J = 59,6$, os vórtices são maiores e sua estrutura torna-se dominante nas regiões mais a montante.

Finalmente os autores concluíram que tanto a trajetória de temperatura como de velocidade são principalmente determinadas pela razão de momento, sendo que a temperatura também depende, embora fracamente, da razão de densidade. Correlações

típicas da trajetória de temperatura e velocidade do jato, para duas razões de momento e duas razões de densidade, demonstraram que as trajetórias de velocidade atingem valores maiores que as trajetórias de temperatura.

Os autores também concluíram que, em geral, a intensidade turbulenta aumenta com o aumento da razão de fluxo de momento.

ANDREOPOULOS e RODI (1984) estudaram o escoamento gerado por um jato circular emergindo em um escoamento cruzado. As medidas foram realizadas em um túnel de vento de formato octogonal e seção de teste de 6 m de comprimento e 1,5 m de diâmetro. Dentro da seção de teste, acima da superfície inferior do túnel, foi instalada uma placa plana de onde emergia o jato, localizado a 0,5 m do bordo de ataque da mesma. A injeção do jato ocorreu a partir de um tubo de bronze de 50 mm de diâmetro interno, nivelado e perpendicular à placa plana.

Foi utilizada a técnica de anemometria de fio quente, com três sensores, para medir as componentes médias e as flutuações de velocidade para diferentes razões de velocidades ($V_r = 0,5, 1$ e 2). A velocidade do escoamento cruzado foi mantida igual a 13,9 m/s e variou-se a velocidade de injeção do jato. Os números de Reynolds correspondentes, baseados na velocidade e no diâmetro do jato (Re_j), foram 20500, 41000 e 82000.

Os autores observaram que para razões de velocidades mais baixas, como $V_r = 0,5$, o escoamento principal age como uma cobertura sobre a saída do jato fazendo com que as linhas de corrente do mesmo se inclinem ainda dentro da seção de injeção. O jato por sua vez, na sua saída, se inclina completamente na direção do escoamento. O escoamento principal é então defletido para cima do jato inclinado. Para uma razão de velocidade maior, como o caso de $V_r = 2$, o jato é apenas fracamente afetado próximo a sua saída e penetra no escoamento principal antes de ser inclinado. Em ambos os casos, regiões de esteira se formam a jusante do jato, a velocidade longitudinal é acelerada e, respeitando a conservação de massa, o fluido se move pelas laterais em direção ao plano de simetria do escoamento. Bem próximo à parede forma-se uma região de escoamento reverso. Para as razões de velocidade maiores ($V_r = 1$ e 2), o jato apresenta maior penetração no escoamento principal e a região de esteira a jusante do jato é maior.

Os autores observaram ainda que em determinado ponto a velocidade média ultrapassa a velocidade do escoamento livre. Esta característica é mais pronunciada nos

casos de maior razão de velocidades, sendo que mesmo para a razão de velocidade $V_r = 0,5$, onde a velocidade do jato é a metade da velocidade do escoamento livre, esta característica também ocorre.

Foram apresentados também perfis de velocidade média, perfis de energia cinética turbulenta e tensões turbulentas.

SHERIF e PLETCHER (1989) realizaram medidas de velocidade e das características turbulentas de um jato circular em escoamento cruzado. Os experimentos foram conduzidos em um canal de água de circuito semifechado de 8,53 m de comprimento, 0,61 m de largura e 1,067 m de altura. O jato foi simulado injetando-se água verticalmente a partir de um tubo circular de diâmetro interno 13,84 mm, nivelado a uma plataforma de teste situada acima do fundo do canal, localizado a 0,457 m a jusante do bordo de ataque. Os testes foram realizados com uma velocidade nominal de 0,35 m/s para o escoamento principal.

Foi utilizada a técnica de anemometria a fio quente (AFQ), operada a temperatura constante, com dois canais, para medir velocidades médias, intensidades turbulentas, tensores de Reynolds e energia cinética turbulenta.

A partir dos dados medidos da velocidade média resultante, para $V_r = 4$ e 6, os autores observaram a existência de dois picos em todos os perfis de velocidade: um pico maior correspondente à trajetória central do jato e um menor na região da esteira, correspondente ao entranhamento do fluido principal na esteira do jato. O campo da velocidade resultante na seção transversal ao escoamento foi estudado para $V_r = 2$. Os autores observaram, em $x/d = 0$, uma região uniforme de altas velocidades logo acima do ponto de injeção do jato. Em $x/d = 1,8$, mais a jusante do ponto de injeção, a seção transversal passa a apresentar a forma característica do par de vórtices contra-rotativos e os valores de velocidade são baixos.

Os autores mediram também as componentes de velocidade média vertical e longitudinal para $V_r = 6$. A componente longitudinal apresentou características similares àsquelas da velocidade média resultante em relação ao comportamento do pico duplo de velocidade. A localização dos picos continuou aproximadamente a mesma, mas a magnitude se apresentou um pouco menor para a componente longitudinal quando comparada à velocidade resultante. Foi observado também que a componente longitudinal tornou-se mais plana e sofreu menos mudanças abruptas em $x/d = 12,8$ em

relação à posição $x/d = 5,5$. Já a componente vertical, não apresentou similaridades nem com a velocidade média resultante e nem com a componente longitudinal apresentando, inclusive, valores de velocidade menores do que ambas. A componente vertical apresentou apenas um pico de velocidade logo abaixo do local onde o perfil de velocidade longitudinal alcançou seu máximo absoluto. Aumentando a distância vertical a partir da parede de injeção do jato, os valores da componente vertical de velocidade diminuiriam, tendendo a zero (de forma não linear) na região bem acima do jato.

FRIC e ROSHKO (1994) realizaram experimentos em um túnel de vento, de baixa velocidade e circuito aberto, de seção transversal 0,5 por 0,5 m. As velocidades médias nominais (i.e., sem a presença do jato) utilizadas no escoamento principal foram 1,5; 3 e 4,5 m/s e os respectivos números de Reynolds, Re_{c-f} , foram 3800, 7600 e 11400. O orifício de saída do jato, de diâmetro 3,8 cm, foi montado nivelado a uma placa plana instalada paralela ao fundo do túnel. O injetor foi projetado em forma de bocal, com uma razão de contração de área igual a 9, visando obter um jato com perfil de velocidade mais homogêneo (“em degrau”). As velocidades do jato variaram continuamente entre 3 e 45 m/s de forma a gerar V_r 's iguais a 2, 4, 6, 8 e 10 para os três casos de Reynolds citados.

Medições experimentais qualitativas foram realizadas com a técnica de visualização do escoamento através de fios de fumaça, a qual gerou imagens da seção transversal e longitudinal do escoamento, mostrando a região de esteira formada. Medições de velocidade e espectrais foram obtidas com o auxílio da técnica de anemometria de fio quente.

A partir dos resultados experimentais, os autores explicam a dependência das estruturas de esteira com V_r , propondo três padrões de trajetória e entranhamento do jato: (i) próximo à $V_r = 2$ o jato fica muito próximo à parede de injeção e, como consequência, seu entranhamento na parede é bastante percebido. No entanto, essa proximidade dificulta a distinção entre jato, camada limite do escoamento principal e fluido da esteira, logo as estruturas de esteira não são bem definidas; (ii) próximo a $V_r = 4$ o jato está longe o suficiente da parede de injeção para permitir que as estruturas de esteira estejam mais alongadas e, conseqüentemente, melhor definidas, porém perto o suficiente para entranhar de forma eficiente na estrutura formada pela separação da camada limite do escoamento principal, puxando e elevando o fluido separado da

parede; (iii) para altos V_r 's, próximo a $V_r = 8$, apesar da camada limite do escoamento principal estar separada, ela não é eficientemente entranhada pelo jato. Neste caso, as vistas laterais mostram que a maior parte da fumaça, alimentada na camada limite do escoamento principal, fica próxima à parede e apenas finas “estrias” se prolongam em direção ao jato. Os autores consideram $V_r = 3$ e $V_r = 6$ como marcos na transição entre os padrões definidos.

SMITH e MUNGAL (1998) estudaram a mistura e a estrutura de um jato em escoamento cruzado. O estudo foi realizado em um túnel de vento vertical com seção de teste medindo 0,54 m x 0,54 m e comprimento igual a 0,94 m. O jato, constituído de uma câmara de diâmetro variável, foi montado nivelado e perpendicular à parede posterior do túnel. O diâmetro do jato ($d = 20$ mm, 10 mm, 5 mm, 3,3 mm 2,5 mm e 2,0 mm) e a razão de velocidades ($V_r = 5, 10, 15, 20$ e 25) foram variados de forma a se obter um produto $V_r d$ constante. Logo, aumentando-se V_r diminuía-se d . A velocidade do escoamento principal utilizada na maior parte dos testes foi de 5,0 m/s. Em alguns testes utilizou-se o valor de 2,5 m/s.

Os autores analisaram o campo de concentração do escoamento, o qual foi obtido através da técnica óptica de fluorescência induzida a laser (LIF), utilizando vapor de acetona como traçador.

A partir das medições experimentais utilizando $V_r d = 50$, os autores observaram que a penetração do jato aumenta com o aumento de V_r , e conforme esperado, o jato de $V_r = 5$ não penetra tanto no escoamento principal como o jato de $V_r = 25$. Os autores mostram inclusive, através da imagem de uma vista lateral, que o jato com $V_r = 5$ não se separa realmente da parede.

Comparações entre imagens do plano longitudinal e transversal do escoamento para os casos de $V_r = 10$ e $V_r = 20$ mostraram a penetração de fluido do escoamento principal na superfície superior do jato, sendo esta penetração maior para $V_r = 20$. As imagens mostram também que há penetração de fluido do jato nas estruturas de esteira a partir de $V_r = 10$.

Vistas do plano transversal e superior mostraram que no caso de $V_r = 20$ o PVC se desenvolve mais a jusante do ponto de injeção do jato do que no caso de $V_r = 10$. Os autores definem o desenvolvimento do PVC como uma progressão que se inicia na saída do jato circular, passando por uma deformação oval, posteriormente por um

formato de rim (na literatura, é o formato comparado ao formato do PVC) e, finalmente, chegando a uma posição onde o pico de concentração do jato se move para fora do plano $z = 0$ (onde z representa o eixo radial do escoamento).

Os autores encontraram distribuições assimétricas de concentração de fluido do jato, em relação ao plano $z = 0$, nas seções cruzadas mais afastadas do ponto de injeção. Nestes pontos, o PVC raramente apresentou-se simétrico na sua forma ou concentração e um dos vórtices tornou-se dominante. No entanto, os autores alegam que os estudos não foram suficientes para confirmar se o escoamento de JEC é simétrico ou não, mas defendem que a possibilidade de assimetria deve ser considerada.

PLESNIAK E CUSANO (2005) utilizaram uma técnica de espalhamento da luz por partículas esféricas, a partir da teoria de Mie, denominada “Espalhamento de Mie”, para quantificar a mistura de escalar de um jato retangular em um escoamento confinado. Para obter dados do campo de velocidade, foi utilizada a técnica de Velocimetria Laser Doppler (VLD), também conhecida como Anemometria Laser Doppler (ALD).

SALEWSKI et al. (2008) compararam dados do campo de escalar médio e das estatísticas da turbulência para jatos circulares, elípticos e quadrados em escoamento cruzado. Os experimentos foram realizados a partir do uso simultâneo das técnicas de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida a laser (LIF), as quais capturaram os campos de escalar e de velocidade nos mesmos instantes de tempo.

Em geral, para a medição do campo de velocidades, atualmente as técnicas mais utilizadas são a anemometria laser doppler (ALD) e a velocimetria por imagem de partículas (PIV), tendo cada uma suas vantagens e desvantagens, de acordo com o tipo de caracterização do escoamento que se deseja realizar. Para a obtenção de dados do campo de concentração, a técnica mais utilizada na literatura é a técnica de fluorescência induzida a laser (LIF).

Além das técnicas quantitativas citadas acima alguns estudiosos utilizam a técnica de visualização do escoamento, com o auxílio de um corante ou fumaça, para obter uma caracterização geral e qualitativa das estruturas coerentes formadas durante o escoamento de JEC.

No presente estudo foram utilizadas as técnicas de velocimetria por imagem de partículas e fluorescência induzida a laser, as quais serão descritas no próximo capítulo.

3 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

3.1 VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULA (PIV)

3.1.1 Definição do sistema PIV

O sistema PIV é uma técnica óptica, não intrusiva, capaz de descrever campos instantâneos de velocidade através do deslocamento de partículas traçadoras alimentadas no fluido de interesse.

Os principais componentes da técnica PIV são as partículas traçadoras, o sistema de iluminação (fonte de luz laser e lentes ópticas), o sistema de aquisição das imagens (câmeras CCD), o sincronizador e o sistema de processamento das imagens para a extração do campo de velocidade desejado, conforme esquematizado na Figura 3.1.

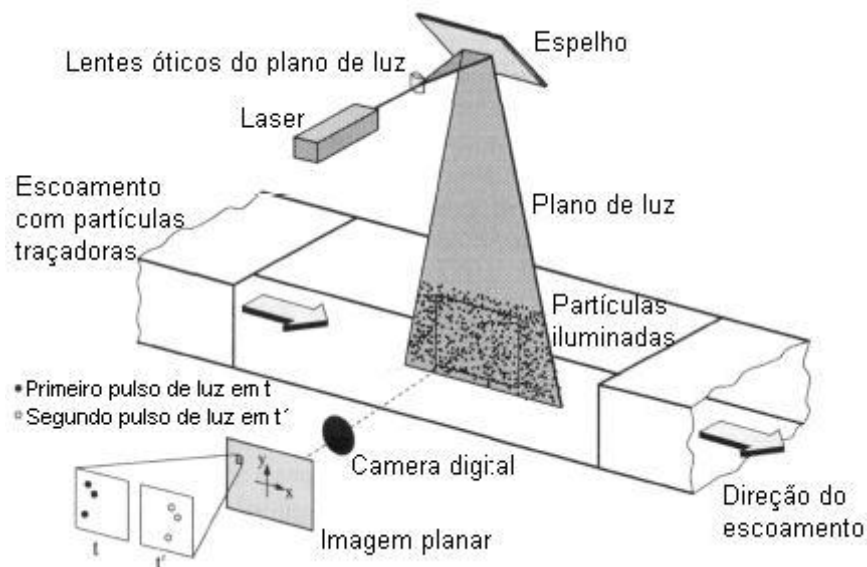


Figura 3.1 – Esquema de funcionamento do sistema de medição PIV (Adaptado de RAFFEL et al., 1998)

A operação do sistema inicia-se quando o feixe proveniente de uma fonte de laser pulsada produz pulsos de luz de duração e intervalos definidos. Em seguida, o feixe passa por uma lente cilíndrica responsável pela formação do plano de luz que ilumina uma dada região do escoamento e, como consequência, as partículas previamente misturadas ao fluido.

Uma câmera CCD, posicionada perpendicularmente ao plano de luz incidente, captura as imagens de dupla exposição geradas pela reflexão da luz espalhada pelas

partículas. O plano de laser é pulsado de forma a produzir um efeito estroboscópico, congelando o movimento das partículas durante o tempo de duração do pulso.

Para o cálculo dos vetores velocidade, as imagens capturadas pela câmera são divididas em pequenas áreas, denominadas “janelas de interrogação”. Utilizando técnicas de correlação estatística (como a correlação cruzada) estas imagens são comparadas e um vetor deslocamento local é calculado para cada janela de interrogação. Por esta razão, o tamanho das janelas de interrogação deve ser selecionado de tal forma que todas as partículas dentro da janela estejam se movendo homoganeamente, na mesma direção e distância.

Obtêm-se então o campo de deslocamento das partículas de uma imagem para outra. Esse deslocamento é considerado o mesmo do fluido, pois se assume que as partículas acompanham fielmente o escoamento. Como o tempo entre cada pulso de luz é conhecido, a velocidade é diretamente determinada pela razão entre o deslocamento e esse tempo.

No sistema PIV padrão, apenas duas componentes de velocidade são determinadas uma vez que a iluminação da região de interesse se dá através de um plano. No entanto, com o auxílio de duas câmeras CCD, posicionadas com ângulos entre 30° e 90° entre elas, o sistema PIV 3D estéreo permite medir a terceira componente de velocidade, perpendicular ao plano iluminado.

Como o sistema PIV é uma técnica óptica, as medições de velocidade são realizadas de forma não intrusiva ao escoamento, diferentemente de outras técnicas bastante usuais para medição de velocidade como o tubo de Pitot e a Anemometria de Fio Quente (AFQ). Esta característica favorece a análise do escoamento em equipamentos de pequenas dimensões, onde a presença física de um sensor poderia modificar significativamente o campo do escoamento.

Outra vantagem do sistema PIV é a característica de técnica do campo completo, ou seja, a partir de uma única tomada de medição é possível visualizar uma grande área do escoamento. Outras técnicas como a ALD permite a medição de velocidade somente em um ponto, porém com uma alta resolução temporal. A resolução espacial do PIV é alta, no entanto, a resolução temporal (frequência de aquisição das imagens) é limitada devido a restrições tecnológicas. Sistemas tradicionais trabalham com taxa de aquisição

de cerca de 5Hz. Atualmente sistemas PIV de alta velocidade estão disponíveis proporcionando resolução temporal de até 10 kHz.

3.1.2 Partículas traçadoras

Na técnica PIV a velocidade do fluido é medida de forma indireta, ou seja, mede-se a velocidade das partículas traçadoras que estão no fluido e não a velocidade direta do fluido. Logo, idealmente a massa específica das partículas deve ser a mesma do fluido para que elas acompanhem fielmente o escoamento. Assume-se, então, que o deslocamento das partículas é igual ao deslocamento do fluido. No entanto, para que esta hipótese se aproxime da realidade, alguns cuidados devem ser tomados na hora de escolher qual partícula será utilizada.

Um efeito indesejado que deve ser minimizado é o escorregamento da partícula em relação ao fluido. Se a massa específica da partícula não for a mesma do fluido, suas dimensões devem ser as mais reduzidas possíveis, pois o uso de partículas pequenas ($<20\mu\text{m}$) minimiza o escorregamento (MARINS, 2007).

Em contrapartida, partículas grandes devem ser usadas para melhorar o espalhamento da luz. Quando o tamanho da partícula é comparável com o comprimento de onda da fonte de luz emitida, o conseqüente espalhamento da luz segue a teoria de Lorenz-Mie. De acordo com esta teoria, partículas grandes espalham mais luz do que partículas menores e o tamanho das partículas afeta a distribuição espacial da luz espalhada, conforme mostra a Figura 3.2. Como, normalmente, para as medições com PIV, o diâmetro das partículas (d_p) fica na faixa de 0,1 a 50 μm , comparável com o comprimento de onda da luz emitida pelo laser de Nd:YAG de frequência dupla, $\lambda=532\text{ nm}$, a teoria de Lorenz-Mie se aplica.

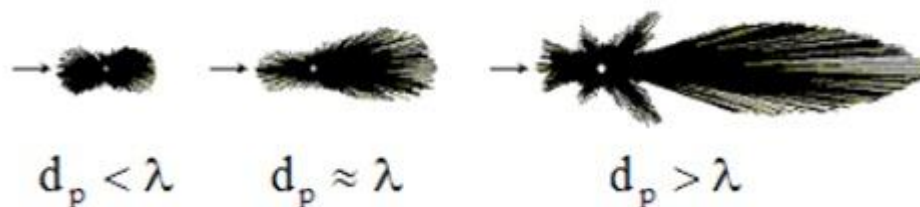


Figura 3.2 – Espalhamento da luz por partículas esféricas de diferentes diâmetros (DANTEC DYNAMICS, 2005)

Logo, um equilíbrio deve ser encontrado para que as partículas sejam pequenas o bastante para acompanhar fielmente o escoamento e grandes o suficiente para espalhar luz tal que o sistema de aquisição seja capaz de detectá-las. A Tabela 3.1 mostra exemplos de partículas traçadoras utilizadas em escoamento de líquidos.

Tabela 3.1 - Partículas traçadoras utilizadas em líquidos (Adaptado de RAFFEL et al., 1998)

Tipo	Material	Diâmetro médio (μm)
Sólido	Poliestireno	10 - 100
	Alumínio	2 - 7
	Esferas de vidro	10 - 100
	Grãos com cobertura sintética	10 - 500
Líquido	Gotas de óleo	50 - 500
Gasoso	Bolhas de oxigênio	50 - 1000

Em relação à concentração de partículas traçadoras no fluido, deve-se também chegar a um equilíbrio. A Figura 3.3 mostra qualitativamente três tipos de imagens que podem ser obtidas a partir de uma baixa, média e alta concentração. Na figura 3.3(a), observa-se pouca concentração de partículas, o que acarretará em erro no cálculo dos vetores velocidade, pois quando a área a ser investigada for dividida nas janelas de interrogação, haverá regiões sem partículas. Já na Figura 3.3(b) tem-se a situação ideal para determinação da velocidade do escoamento. Na prática, deve-se ter pelo menos 10 partículas em cada janela de interrogação para a obtenção de bons resultados (LA VISION, 2005). Para uma alta concentração de partículas, Figura 3.3(c), não é possível identificar cada partícula em separado, pois elas se sobrepõem.

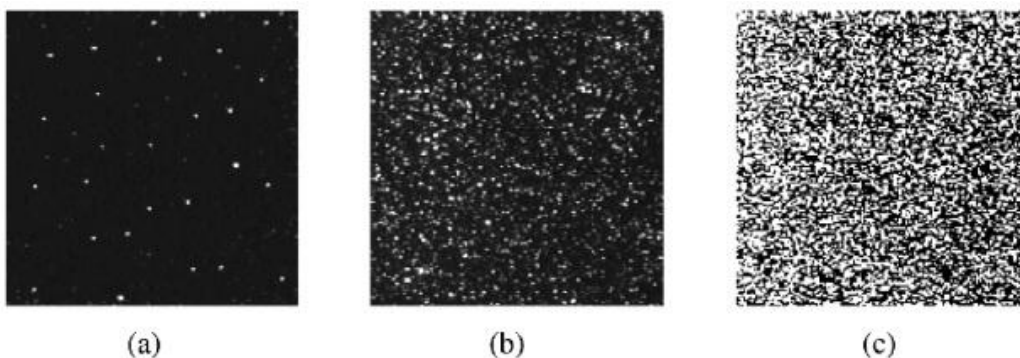


Figura 3.3 – Imagens obtidas a partir de diferentes concentrações de partículas: (a) baixa, (b) média e (c) alta. (RAFFEL et al., 1998)

Além de estarem em uma concentração ideal, as partículas devem ficar distribuídas de forma homogênea no fluido, sem formação de aglomerados. Uma distribuição homogênea de partículas irá gerar imagens com melhor resolução.

3.1.3 Sistema de iluminação

O sistema de iluminação consiste na fonte de laser e nas lentes ópticas.

Os lasers são bastante usados no sistema PIV, pois são capazes de emitir luz monocromática com alta concentração de energia, a qual pode ser emitida como um fino plano de luz capaz de iluminar as partículas traçadoras proporcionando imagens sem aberrações cromáticas.

Os lasers Neodym-YAG (ND:YAG) de dupla cavidade, com comprimento de onda $\lambda = 532\text{nm}$, são os mais utilizados no sistema PIV. O feixe é gerado por íons Nd^{3+} (neodímio) que são incorporados a cristais de YAG (*yttrium – aluminum – garnet* ou, em português, ítrio – alumínio – granada).

O sistema PIV utiliza dois lasers simultâneos de forma que o intervalo de tempo entre os pulsos de luz possa variar de ms a μs . Esse intervalo de tempo é determinado de acordo com a velocidade do escoamento, de maneira que as partículas se desloquem aproximadamente 25% da janela de interrogação entre a primeira e a segunda imagem (DANTEC DYNAMICS, 2005). Logo, a definição adequada do intervalo de tempo entre os dois pulsos é muito importante. Este intervalo deve ser grande o suficiente para que seja possível determinar o deslocamento das partículas entre duas imagens e pequeno o suficiente para evitar que partículas sejam “perdidas” (saiam da janela de interrogação) entre um pulso e outro.

A duração do pulso de iluminação deve ser a menor possível, de modo que as partículas fiquem “congeladas” no momento da captura das imagens, evitando que a imagem fique borrada. Como o sistema de aquisição trabalha com câmeras CCD, as quais adquirem imagens em tempos muito curtos, o laser só precisa iluminar a região nesses pequenos intervalos de tempo.

As lentes ópticas abrangem lentes esféricas e cilíndricas. A lente cilíndrica faz com o feixe fique divergente, gerando um plano de luz. A lente esférica controla a espessura desse plano. Para a maioria das aplicações, um plano de luz com 1mm de espessura é desejado (MARINS, 2007).

3.1.4 Sistema de aquisição

O sistema de aquisição é composto pela câmera CCD. O papel da câmera é capturar as posições das partículas traçadoras no campo do escoamento iluminado pelo plano de laser. A luz espalhada pelas partículas é gravada em quadros sequenciais. Durante um pequeno período de tempo, Δt (que corresponde ao tempo entre dois pulsos de laser), o deslocamento das partículas é avaliado e, logo após, com o processamento das imagens, o mapa de vetores correspondente ao movimento do fluido é gerado.

Existem dois modos de gravação das imagens. No primeiro, também conhecido como *double-frame* (quadro duplo), cada pulso de luz é gravado em um quadro diferente, ou seja, as posições iniciais das partículas são capturadas no quadro 1, a partir do pulso 1, e as posições finais no quadro 2 a partir do pulso 2. No segundo modo, conhecido como *single-frame* (quadro único), ambos os pulsos de luz e, como consequência, ambas as posições inicial e final das partículas são gravadas no mesmo quadro. Para o primeiro caso, durante a etapa de processamento das imagens, utiliza-se a técnica de correlação cruzada para o cálculo dos vetores velocidade. Já no segundo caso, utiliza-se a técnica de autocorrelação.

A câmera CCD compreende uma matriz de sensores eletrônicos chamados de dispositivos de carga acoplada. Cada elemento individual da matriz é chamado de pixel (elemento de imagem) e suas dimensões típicas são da ordem de $10 \times 10 \mu\text{m}$. Cada pixel é um capacitor, o qual é carregado através da conversão de fótons incidentes (luz espalhada pelas partículas traçadoras e pela iluminação do plano de fundo) em elétrons.

O CCD é construído sobre um material semicondutor, tipicamente sílica, com metal condutor em sua superfície, uma camada isolante, uma camada-n (anodo) e uma camada-p (catodo) abaixo, conforme ilustrado na Figura 3.4.

Uma pequena voltagem aplicada entre o metal condutor e a camada-p gera um campo elétrico no semicondutor. O mínimo campo elétrico que é formado abaixo do centro do pixel está associado com a necessidade de elétrons e isto é conhecido como “poço potencial”. O poço potencial é, na verdade, equivalente a um capacitor permitindo que se armazene carga, isto é, elétrons. Quando um fóton de um comprimento de onda adequado entra na junção p-n do semicondutor, um par do elétron é gerado. Isto é o chamado efeito fotoelétrico. Enquanto este par, considerado como carga positiva, é absorvido na camada-p, o elétron gerado migra em direção ao poço

potencial, onde é armazenado. Os elétrons continuam a se acumular durante a exposição do pixel a luz. No entanto, a capacidade de armazenamento do pixel é limitada a valores típicos de 10.000 a 100.000 elétrons por pixel. Quando a exposição for excessiva e este número for excedido, os elétrons adicionais migram para os pixels vizinhos deixando a imagem com certa fluorescência. Nos modernos CCD, tal efeito é reduzido através de dispositivos antilúminescentes.

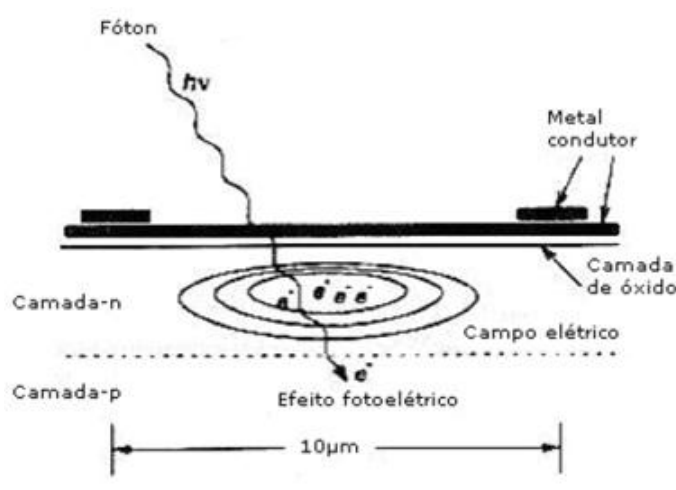


Figura 3.4 – Modelo simplificado de um pixel (MARINS, 2007)

Como a matriz CCD é bastante sensível à luz, grandes intensidades luminosas podem queimar alguns de seus pixels. Logo, é importante controlar a quantidade de luz incidente nas câmeras. Recomenda-se iniciar os experimentos com uma baixa potência da fonte laser e ir aumentando o quanto for necessário (RAFFEL et al., 1998). Alguns softwares comerciais do sistema PIV indicam quando há excesso de iluminação através da formação de áreas vermelhas na imagem.

3.1.5 Sincronizador

Para a obtenção da imagem no sistema PIV, é necessário que haja um sincronismo entre a emissão do pulso de laser e a captura da imagem pela câmera, em um tempo adequado às condições do escoamento que está sendo analisado. O sincronizador é o componente responsável por controlar os tempos de ação de todos os elementos envolvidos na obtenção das imagens.

3.1.6 Sistema de processamento

As imagens adquiridas pela câmera são diretamente transferidas para o computador e processadas por um programa comercial como o DynamicStudio, da Dantec Dynamics S/A, utilizado neste trabalho, para se obter o vetor velocidade das partículas.

Antes de serem processadas, as imagens podem ser tratadas, caso necessário, gerando resultados de melhor qualidade. É possível, por exemplo, subtrair a imagem de fundo nas imagens de interesse, de forma a reduzir o efeito de reflexos na imagem. Após o processamento, as imagens também podem ser pós-processadas, utilizando-se, por exemplo, um algoritmo de validação como um filtro para eliminar os vetores espúrios que foram calculados.

Uma característica bastante interessante do PIV é que todas as informações sobre o campo de velocidade do escoamento são armazenadas na sua forma bruta, i.e., sem nenhum processamento. Deste modo, essas informações podem ser tratadas e processadas e pós-processadas diversas vezes, utilizando-se diferentes procedimentos, sem a necessidade de repetir o experimento.

Os dois principais conceitos de cálculo dos campos vetoriais são utilizados pelas técnicas de correlação cruzada e autocorrelação, as quais serão descritas abaixo. Uma terceira técnica, a correlação adaptativa, utilizada no processamento das imagens obtidas nos experimentos realizados neste trabalho, também será apresentada.

➤ Correlação Cruzada

Esta técnica é a mais utilizada no sistema PIV e se aplica ao caso onde o par de imagens consecutivas (pulso de laser 1 e 2) é gravado em quadros diferentes (quadro 1 e 2, respectivamente). Cada quadro é dividido em pequenas regiões chamadas de “janelas de interrogação”. O algoritmo padrão de correlação cruzada calcula primeiro o plano de correlação das janelas de interrogação I_1 e I_2 (e.g. 32x32 pixel) de um par de imagens. O cálculo da correlação normalmente é feito utilizando a Transformada Rápida de Fourier (FFT).

No plano de correlação, o pico de correlação mais alto é detectado, cuja posição corresponde ao deslocamento mais provável do conjunto de partículas na janela de interrogação.

Cada correlação cruzada de um único par de janelas de interrogação gera um único vetor deslocamento. Os vetores gerados são então combinados para fornecer um campo bidimensional completo de vetores deslocamento de toda a imagem. A direção dos vetores deslocamento é dada do primeiro para o segundo quadro.

De posse da distância que a partícula percorre no intervalo de tempo entre duas imagens, calcula-se a velocidade. Um vetor velocidade é calculado para cada janela de interrogação, conforme ilustrado na Figura 3.4.

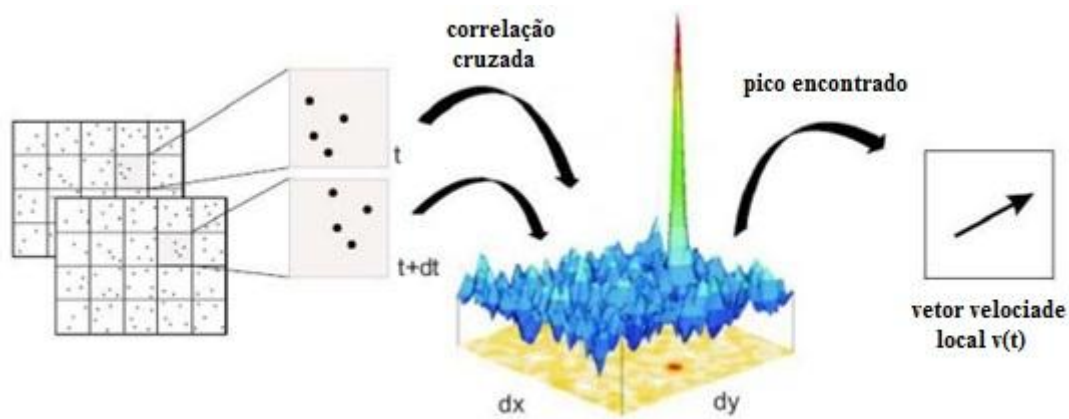


Figura 3.5 – Extração do vetor velocidade usando a correlação cruzada (Adaptado de LA VISION, 2005)

A relação entre a velocidade V e o deslocamento Δd é simples (MARINS, 2007):

$$V = \frac{\Delta d}{M * \Delta t} \quad (3.1)$$

$$M = \frac{z_0}{Z_0} \quad (3.2)$$

onde M é o fator de magnificação, z_0 é a distância da imagem à lente, Z_0 é a distância do objeto à lente e Δt é o tempo entre as imagens.

Uma das maneiras de efetuar a correlação é através do histograma de partículas, contudo os softwares comerciais utilizam a técnica da Transformada Rápida de Fourier (FFT). O processo FFT dá o mesmo resultado que a análise feita pelo histograma, porém é um processo computacional muito mais eficiente.

A transformada de Fourier é uma transformação linear do espaço ou do tempo ao domínio da frequência. Em vez de indicar os dados na maneira que foram medidos, após a aplicação da transformada de Fourier, eles são vistos como intensidades do sinal de

determinadas frequências. Uma vez que as funções base da transformada de Fourier são ortogonais e completas, nenhuma informação é perdida na transformação. Aplicar a transformação inversa de Fourier recuperará os dados originais outra vez. A transformada de Fourier (FT) é definida usando integrais em tipos contínuos de dados. Por outro lado, computadores armazenam valores digitalizados em intervalos regulares no espaço. Aqui, a transformada discreta de Fourier (DFT), definido como a soma de valores discretos, deve ser usada. Finalmente, a transformada rápida de Fourier (FFT) é um algoritmo rápido para computar a DFT, que reduz bastante o tempo de cálculo. Devido ao FFT-algoritmo ser bastante rápido, o FFT tornou-se um uma ferramenta extensamente utilizada para tratamento de dados em diversas aplicações.

Esse método possui algumas vantagens como:

- ✓ Não é necessária nenhuma informação adicional sobre a direção do escoamento;
- ✓ Possui uma melhor relação sinal-ruído quando comparado com o método de autocorrelação.

➤ **Autocorrelação**

A técnica de autocorrelação é utilizada quando a luz espalhada como resultado da primeira e segunda exposição das partículas à luz laser é gravada na mesma imagem. Logo tanto as posições iniciais como finais de cada partícula se encontram na mesma imagem. Esta técnica foi muito utilizada quando o sistema PIV surgiu e as câmeras CCD's possuíam limitações em relação a sua taxa de transferência de dados. Como não era possível a aquisição de um par de imagens com defasagem de tempo entre elas da ordem de μs , a solução foi expor um único quadro aos dois pulsos de laser.

Da mesma forma que a correlação cruzada, a imagem é dividida em pequenas áreas chamadas de janela de interrogação e cada janela é avaliada usando a autocorrelação. No entanto, como existe apenas uma imagem com os dados do tempo inicial e final, esta é deslocada e sobreposta sobre ela mesma, diferentemente da correlação cruzada, onde o quadro 1 é deslocado e sobreposto sobre o quadro 2.

A função de autocorrelação é caracterizada por dois picos idênticos no plano de correlação, simétricos rotacionalmente em relação ao pico central mais alto. O pico central indica deslocamento nulo. Devido à sobreposição de duas imagens idênticas, o

resultado da autocorrelação irá sempre gerar um pico central correspondente a um teórico deslocamento nulo que, em geral, é ignorado pelo programa. O pico central ocorre devido à sobreposição das mesmas partículas, quando os deslocamentos da imagem no sistema de coordenadas são iguais a zero.

Os picos simétricos são consequência do fato de que não é possível detectar o sentido do escoamento, pois não se sabe qual partícula foi iluminada pelo primeiro pulso de laser e qual foi iluminada pelo segundo. Assim, o programa reconhece dois escoamentos com sentidos diferentes e o operador será o responsável por identificar o sentido real. Se não houver alguma informação preliminar sobre o escoamento estudado, a informação do programa a partir da técnica de autocorrelação será ambígua e não conclusiva.

A Figura 3.5 mostra um esquema da extração do vetor velocidade a partir da técnica de autocorrelação.

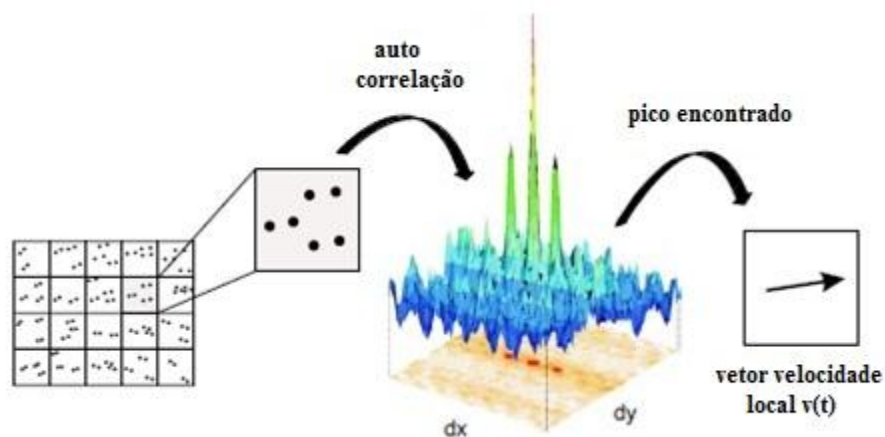


Figura 3.6 – Extração do vetor velocidade usando a autocorrelação (Adaptado de LA VISION, 2005)

Assim como a correlação cruzada, a autocorrelação também utiliza a FFT para tornar o processamento mais rápido. No entanto, por ser um cálculo ligeiramente mais simples, o tempo de processamento é um pouco menor se comparado com o método de correlação cruzada.

➤ **Correlação adaptativa**

O princípio de cálculo da correlação adaptativa é o mesmo da correlação cruzada. No entanto, o método de correlação adaptativa calcula os vetores velocidade a partir de uma janela de interrogação inicial de tamanho N vezes maior que o tamanho da janela

final e usa os resultados intermediários como informação para a janela de interrogação seguinte de tamanho menor. Isto é feito até que o tamanho final da janela seja atingido.

Na correlação adaptativa, o operador escolhe o tamanho da janela de interrogação final, a quantidade de passos de refinamento da janela de interrogação, juntamente com a porcentagem de sobreposição do quadro 1 com o quadro 2 e o número de iterações realizado para cada passo do refinamento. Na correlação cruzada, realiza-se apenas uma iteração por janela de interrogação, a qual possui tamanho fixo.

A Figura 3.6 mostra a janela da interface gráfica do software comercial DynamicStudio v3.14, da Dantec Dynamics S/A, onde essas escolhas são feitas.

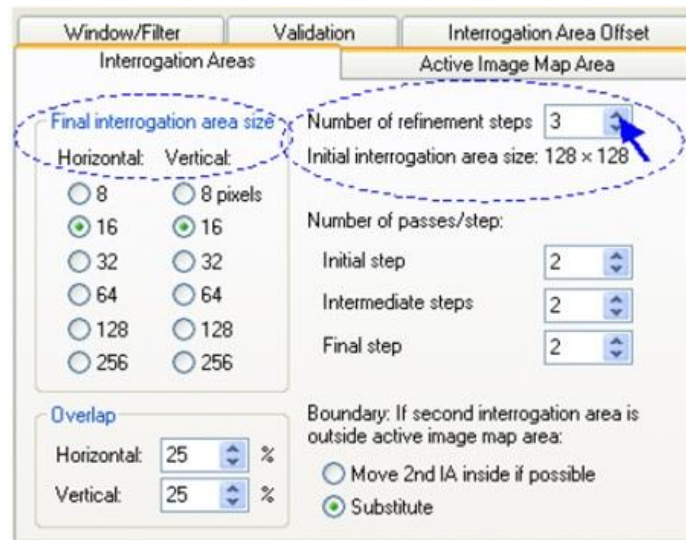


Figura 3.7 – Janela de configuração da correlação adaptativa do software DynamicStudio (DANTEC DYNAMICS, 2010)

Após todas as iterações terem sido realizadas e validadas para a primeira janela de interrogação, ocorre o primeiro passo de refinamento, que diminui as dimensões da janela de interrogação para o cálculo das próximas iterações. Com essa segunda janela de interrogação (reduzida) o programa irá estimar o deslocamento das partículas com base nos resultados previamente calculados na janela inicial. Esse processo é realizado até que o último passo seja atingido.

A técnica de correlação adaptativa realiza ainda a sobreposição das janelas de interrogação entre o quadro 1 e o quadro 2, o que permite capturar a imagem de partículas que tenham saído da primeira janela. A perda dessas partículas faz com que o número de vetores válidos obtidos ao final do processamento diminua, o que não é desejado.

Devido a todas essas características de melhora no desempenho de cálculo apresentadas, em geral, a correlação adaptativa apresenta resultados melhores que o método de autocorrelação e o método padrão de correlação cruzada.

3.1.7 Profundidade de campo

A profundidade de campo, para uma dada lente, é a distância em que dois objetos de interesse podem estar afastados e, ainda assim, formarem imagens nítidas. Como na técnica PIV é necessário capturar imagens com várias partículas muito pequenas, cada uma delas precisa estar bem focada para produzir um bom resultado.

A profundidade de campo é controlada principalmente pelo diafragma ou abertura, pela distância focal de cada lente e pela distância entre o objeto e a lente. É a variação da abertura da lente (diafragma), da distância focal da lente (28mm, 50mm, 80mm, 100mm etc.) e da distância entre a lente e o objeto que farão com que a imagem apresente mais ou menos nitidez com mais ou menos partículas em foco.

Uma modificação no tamanho da abertura do diafragma não só afeta a quantidade de luz que atinge o interior da câmera, como também tem um efeito muito importante no foco: à medida que a abertura diminui de tamanho, mais nítidos se tornam dois objetos que estão afastados. É essa zona de nitidez que é chamada de profundidade de campo.

Pode-se controlar a profundidade de campo também pela variação da distância focal da lente. Quanto menor a distância focal, maior será a profundidade de campo (mantidas constantes a abertura e a distância da lente ao objeto).

Já a distância entre a lente e o objeto que está sendo focalizado tem efeito marcante sobre a nitidez com que as várias partículas do plano de interesse (objeto) aparecem na imagem. Quanto mais próximo o objeto focalizado estiver da lente, mais coisas estarão fora de foco e vice-versa, isto é, menor será a profundidade de campo.

3.1.8 Calibração do sistema PIV

A calibração espacial das imagens é essencial para a etapa de processamento, uma vez que o cálculo da velocidade requer uma distância medida em unidades de comprimento (mm) e não em pixel. Para realizar a calibração deve-se gravar uma imagem contendo a informação espacial do plano do objeto no campo de visão da

câmera. Por exemplo, deve-se capturar a imagem de interesse com uma régua ou com uma placa de calibração (cujas dimensões são conhecidas) alinhada ao plano de laser.

Se o campo de visão da câmera estiver perpendicular ao plano do objeto e não houver distorção na imagem, é necessário apenas especificar a distância entre dois pontos no plano do objeto, usando, por exemplo, uma régua. A partir desta imagem, o software do sistema PIV determinará um fator de escala para converter os elementos de imagem (pixels) em unidades de comprimento. A Figura 3.8 ilustra esta condição mostrando uma imagem sendo dimensionada por uma régua.

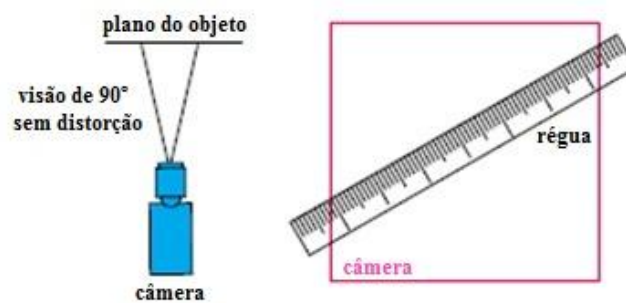


Figura 3.8 – Calibração para os casos onde há visão 90° e imagem sem distorção
(Adaptado de LAVISION, 2005)

Para os casos onde o campo de visão da câmera não é perpendicular ao plano do objeto ou imperfeições das lentes da câmera ou irregularidades do trajeto da luz (por exemplo, interfaces entre ar / água / acrílico) entre a câmera e o plano do objeto geram distorção na imagem, a calibração deve ser feita de forma mais criteriosa. Neste caso, são usadas placas de calibração com marcadores equidistantes. Estas placas podem ser planas, para a medição bidimensional do campo de velocidade ou de dois níveis, para a medição tridimensional. A Figura 3.9 mostra um exemplo de uma placa de calibração plana e de dois níveis.

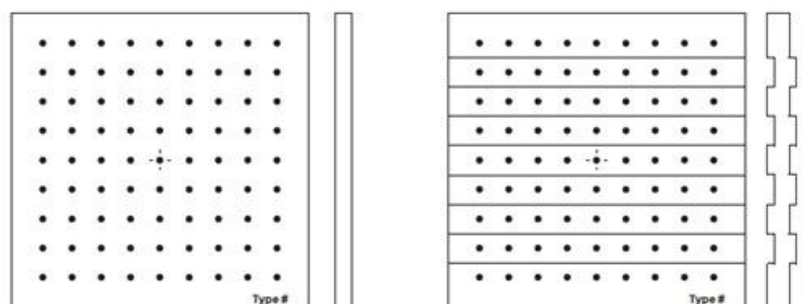


Figura 3.9 – Placas de calibração com marcadores equidistantes. (a) Placa plana. (b) Placa de dois níveis. (Adaptado de LAVISION, 2005)

A calibração das imagens deve ser repetida toda vez que a distância entre a câmera e o objeto for mudada. Se nenhuma calibração for feita, a escala dos eixos x e y da imagem gravada ficará disponível apenas em pixels. Neste caso, todas as imagens gravadas deverão ser dimensionadas posteriormente, o que irá requerer a imagem de uma régua ou placa de calibração adquirida com a câmera na mesma posição que a utilizada para adquirir todas as outras imagens.

Normalmente o modo de exposição *single-frame* (quadro único) fornece o melhor contraste na imagem. Se necessário, o tempo de exposição do quadro também pode ser aumentado para elevar o contraste na imagem (DANTEC DYNAMICS, 2005).

3.2 FLUORESCÊNCIA INDUZIDA A LASER (LIF)

3.2.1 Definição do sistema LIF

A Fluorescência Induzida por Laser (LIF) é uma técnica óptica, não intrusiva, utilizada para medir a concentração de escalar no escoamento de fluidos. Um corante fluorescente é injetado no escoamento e a fluorescência local deste corante, causada pela excitação a partir de um plano de laser, pode ser relacionada a sua concentração através de calibração e processamento de imagens.

O laser é usado exatamente para excitar uma espécie fluorescente (traçador), a qual absorve uma porção da energia de excitação e retransmite uma porção da energia absorvida na forma de fluorescência. Esta fluorescência é medida opticamente e usada para inferir a concentração local de traçador.

Os traçadores normalmente utilizados nesta técnica, para medições no escoamento de líquidos, são a Rodamina 6G, a Rodamina B e a Fluoresceína Sódica. Estes dois últimos também podem ser utilizados para medir o campo de temperatura do escoamento, através da própria técnica LIF, a qual também pode ser usada para este fim.

As ondas contínuas de laser de Argon-ion (Ar^+), operando a 448 nm e/ou 514.5 nm, e os lasers Nd:YAG de dupla frequência, pulsados, operando a 532 nm, são as fontes de excitação mais utilizadas na maioria dos experimentos aquosos relatados na literatura. Independente da fonte de laser e do traçador escolhido, é importante garantir um par adequado dos mesmos, onde pelo menos parte da potência de emissão do laser deve estar dentro da banda de absorção do traçador.

O feixe de laser é transformado em um fino plano de laser a partir de lentes cilíndricas. As imagens obtidas da fluorescência são captadas a partir de câmeras digitais, posicionadas com seu eixo óptico perpendicular ao plano de laser. Normalmente, um filtro óptico de banda estreita é posicionado na frente das lentes da câmera para permitir que apenas os comprimentos de onda do traçador sejam capturados. Posteriormente, as imagens capturadas pela câmera são processadas para correção de erros e cálculo da concentração de escalar no escoamento.

A técnica LIF também pode ser utilizada apenas de forma qualitativa, para visualização e identificação das estruturas turbulentas do escoamento.

A Figura 3.10 mostra um esquema da configuração óptica do sistema LIF, cujos principais componentes são: o traçador (composto químico fluorescente), o sistema de iluminação (fonte de luz laser e lentes ópticas), o sistema de aquisição das imagens (câmeras CCD), o sincronizador e o sistema de processamento das imagens para o cálculo da concentração de escalar.

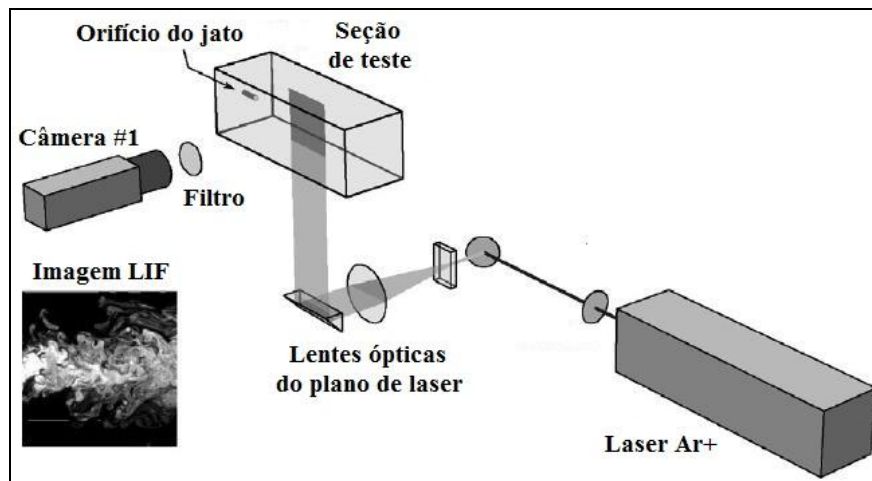


Figura 3.10 – Configuração óptica do sistema LIF (Adaptado de WESTERWEEL et al., 2009)

Como é possível observar, a configuração óptica do sistema LIF é semelhante ao sistema PIV. A descrição do sistema de iluminação, do sistema de aquisição e do sincronizador é basicamente a mesma apresentada na técnica PIV, respeitando é claro, algumas particularidades da técnica LIF. No sistema de aquisição, por exemplo, a câmera CCD deve possuir um filtro para permitir a passagem apenas do comprimento de onda do traçador, bloqueando outros comprimentos de onda como o próprio reflexo da luz laser na seção de teste. Ainda referente ao sistema de aquisição, as imagens normalmente são gravadas em *single-frame* (quadro único) visto que agora não existe mais a necessidade de calcular o deslocamento de partículas entre uma imagem e outra.

A configuração óptica destas técnicas tanto é parecida que é possível realizar medições simultâneas de velocidade e concentração do escoamento utilizando as duas técnicas de forma combinada, conforme utilizado por WESTERWEEL et al. (2009) e esquematizado na Figura 3.11. Esta combinação também pode ser realizada utilizando-se apenas uma fonte de laser.

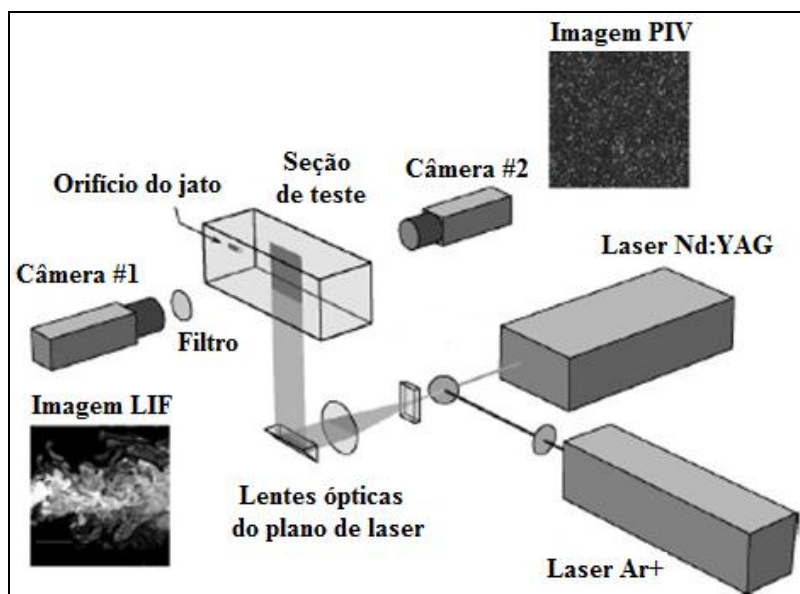


Figura 3.11 – Configuração óptica das técnicas LIF e PIV combinadas (Adaptado de WESTERWEEL et al., 2009)

3.2.2 Teoria da fluorescência

A luz, em seu aspecto ondulatório, consiste de campos elétrico e magnético, mutuamente perpendiculares, que oscilam senoidalmente à medida que se propagam pelo espaço. Simultaneamente a luz exibe propriedade de partículas, se comportando como um feixe de fótons. A energia E do fóton pode ser descrita pela equação de Planck:

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (3.3)$$

sendo h a constante de Planck, ν a frequência, c a velocidade da luz e λ o comprimento de onda. Observa-se que a energia varia diretamente com a frequência e, como $\nu = c/\lambda$, inversamente com o comprimento de onda.

Quando uma onda eletromagnética encontra uma molécula, ela pode ser espalhada (sua direção de propagação muda) ou absorvida (sua energia é transferida à molécula). A probabilidade relativa da ocorrência de cada processo é uma propriedade particular da molécula encontrada. Se a energia eletromagnética da luz é absorvida, a molécula é dita estar excitada ou em um estado excitado. Uma molécula ou parte de uma molécula que pode ser excitada pela absorção é chamada de cromóforo.

Uma vez que a molécula é excitada pela absorção de um fóton, ela pode retornar ao seu estado fundamental com a emissão de fótons (transições radiativas) ou através de outros caminhos não radiativos (sem emissão de luz).

A luminescência é uma transição radiativa, com emissão de fótons na região do ultravioleta, visível ou infravermelho, a partir de espécies excitadas eletronicamente. A palavra luminescência surgiu do latim (*lumen* = luz) para descrever os fenômenos de luz que não estavam relacionados com o aumento de temperatura, os quais eram definidos como incandescência. A incandescência é o processo de emissão de fótons a partir de um corpo quente devido a sua alta temperatura. Desta forma, a luminescência refere-se à “luz fria” e a incandescência à “luz quente”.

Os tipos de luminescência são classificados de acordo com o modo de excitação, conforme descrito na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Tipos de luminescência (Adaptado de VALEUR, 2002)

Fenômeno	Modo de excitação
Fotoluminescência (fluorescência, fosforescência)	Absorção de luz (fótons)
Radioluminescência	Radiações ionizantes (Raios-X, α , β , γ)
Catodoluminescência	Feixe de elétrons
Eletroluminescência	Campo elétrico
Termoluminescência	Térmica (e.g. irradiação radioativa)
Quimiluminescência	Processo químico (e.g. oxidação)
Bioluminescência	Processo bioquímico
Triboluminescência	Forças eletrostáticas e de atrito
Sonoluminescência	Ultrassom

Os compostos luminescentes, por sua vez, podem ser:

- ✓ Compostos orgânicos: hidrocarbonetos aromáticos (e.g. naftaleno, antraceno), fluoresceína, rodaminas, cumarinas, aminoácidos (e.g. triptofano, tirosina), etc.
- ✓ Compostos inorgânicos: íon urânio (UO_2^+), íons lantanídeo (e.g. Eu^{3+} , Tb^{3+}), vidros dopados (e.g. com Nd, Mn, Ce, Sn, Cu, Ag), cristais (e.g. ZnS, CdS, ZnSe, CdSe), etc.
- ✓ Compostos organometálicos: Complexos com Rutênio (e.g. $\text{Ru}(\text{biPy})_3$), complexos com íons lantanídeo, agentes quelantes fluorogênicos

A fotofosforescência engloba os fenômenos de fosforescência e fluorescência (objeto de nosso estudo) e ocorre quando o modo de excitação se dá por meio de luz, ou seja, fótons. A fonte de excitação pode ser, por exemplo, uma fonte laser, a qual inclusive é bastante utilizada em experimentos laboratoriais por ser uma luz monocromática (possui comprimento de onda muito bem definido), coerente (todas as ondas dos fótons que compõe o feixe estão em fase) e colimada (propaga-se como um feixe de ondas praticamente paralelas).

A fosforescência e a fluorescência diferem na forma de decaimento dos elétrons da espécie excitada. No século XIX, acreditava-se que a fluorescência era uma emissão de luz que desaparecia simultaneamente com o final da excitação enquanto que na fosforescência a luz emitida persistia mesmo após o final da excitação. Hoje, sabe-se que, em ambos os casos, a emissão persiste após a excitação e que apesar de normalmente a fluorescência decair em um intervalo de tempo inferior à fosforescência, essa regra nem sempre é válida, pois existem fluorescências de vida longa (e.g. sais de urânio) e fosforescências de vida curta (e.g. fluorescência violeta do sulfeto de zinco) (VALEUR, 2002).

No processo de interação luz-molécula um elétron pode absorver ou emitir um fóton e cada uma destas ações pode ser quantificada de acordo com certas regras estabelecidas pela teoria quântica. Cabe lembrar que a molécula é a menor partícula de uma substância que pode normalmente existir de maneira independente. A molécula é formada por uma combinação de átomos. O átomo constitui a menor partícula de um elemento e é composto de um núcleo central contendo prótons (com carga positiva) e nêutrons (carga nula). Os elétrons (com carga negativa e massa insignificante) revolvem em torno do núcleo em diferentes trajetórias imaginárias chamadas órbitas.

Uma molécula excitada possuirá uma das possíveis quantidades discretas de energia descritas pelas leis da mecânica quântica, os níveis de energia da molécula. Os níveis de energia, em maioria, são determinados pelas possíveis distribuições espaciais dos elétrons e são chamados de estados eletrônicos de energia. Os estados eletrônicos singlete são denotados por S_i (S_0, S_1, S_2, \dots) e os estados triplete por T_i (T_1, T_2, \dots). O mais baixo estado eletrônico é o S_0 chamado de estado fundamental e todos os outros são estados excitados. A cada estado eletrônico são associados níveis vibracionais, que indicam os vários modos de vibração da molécula (o estiramento e dobra de várias

ligações covalentes). Há também, subdivisões menores, associadas a cada nível vibracional, chamadas de níveis rotacionais, que apresentam uma importância menor na espectroscopia de absorção. Todos estes níveis de energia são geralmente descritos por diagramas de níveis de energia como o apresentado na Figura 3.12, onde E é a energia, R a distância internuclear (e.g., distância internuclear no caso de uma molécula diatômica) e v representa os vários níveis vibracionais, mostrados como linhas horizontais mais finas.

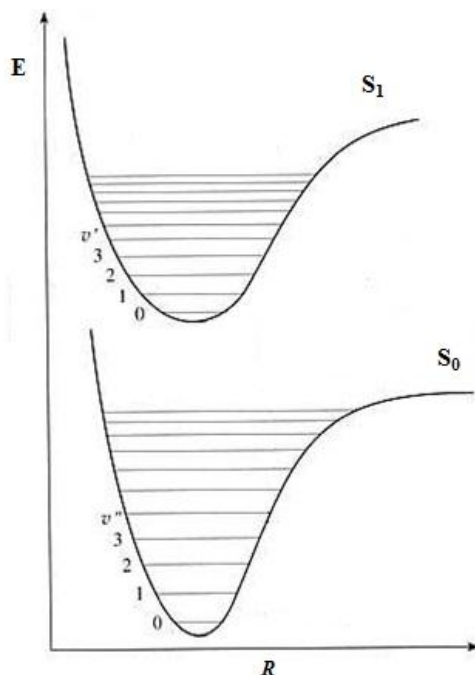


Figura 3.12 – Diagrama de energia. Ilustração de dois estados eletrônicos de uma molécula diatômica (Adaptado de BASSI, 2001)

A mudança entre níveis de energia é chamada de transição. Uma transição entre estados eletrônicos de energia representa a energia requerida ou liberada para mover um elétron de uma órbita à outra. As possíveis transições são representadas por setas verticais no diagrama dos níveis de energia. Todas as transições não ocorrem com alta probabilidade, elas são determinadas pelas regras de seleção da mecânica quântica. O diagrama de Perrin-Jablonski (Figura 3.13) ilustra, de forma mais simples possível, os processos de transição entre os estados eletrônicos de uma molécula. A Tabela 3.3 mostra os tempos característicos das possíveis transições eletrônicas.

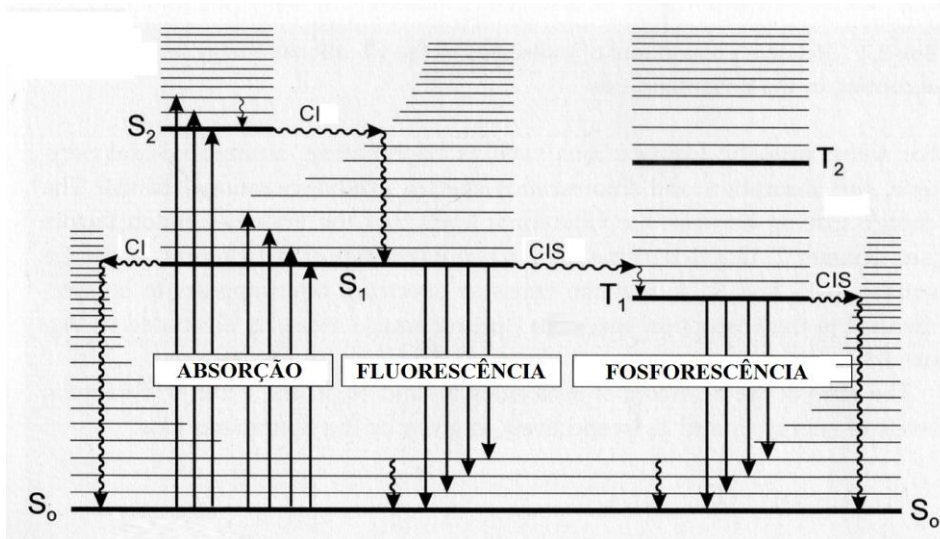


Figura 3.13 – Diagrama de Perrin-Jablonski (Adaptado de VALEUR, 2002)

Tabela 3.3 - Tempos característicos de possíveis transições eletrônicas (Adaptado de VALEUR, 2002)

Tempos Característicos das Transições		
Absorção	10 ⁻¹⁵ s	
Relaxação vibracional	10 ⁻¹² - 10 ⁻¹⁰ s	
Tempo de vida do estado excitado S1	10 ⁻¹⁰ - 10 ⁻⁷ s	→ Fluorescência
Cruzamento intersistema	10 ⁻¹⁰ - 10 ⁻⁸ s	
Conversão interna	10 ⁻¹¹ - 10 ⁻⁹ s	
Tempo de vida do estado excitado T1	10 ⁻⁶ - 1 s	→ Fosforescência

No processo de absorção as setas verticais se iniciam a partir do nível vibracional mais baixo (nível 0) do estado eletrônico S₀, visto que a maioria das moléculas encontra-se neste nível à temperatura ambiente. A absorção de um fóton pode levar a molécula a um dos níveis vibracionais de S₁, S₂, A absorção da energia só é possível se a quantidade absorvida corresponder à diferença entre o nível de energia superior, E₂, e o nível de energia inferior, E₁. Desta forma, utilizando a equação de Planck (Eq. 3.3) essa energia pode ser correlacionada com o comprimento de onda da luz, gerando:

$$E_2 - E_1 = h \frac{c}{\lambda} \quad (3.4)$$

onde h é a constante de Planck, c a velocidade da luz e λ o comprimento de onda da luz.

É importante observar, na Tabela 3.3, que o tempo característico da absorção é muito rápido, 10⁻¹⁵ s, em relação a todos os outros processos. De acordo com o princípio

de Franck-Condon, como o movimento de elétrons é muito mais rápido que o movimento dos núcleos (i.e., vibrações moleculares), é muito mais provável que uma transição eletrônica ocorra sem mudanças nas posições dos núcleos.

Os processos de transição subsequentes através dos quais uma molécula excitada pela absorção de energia retorna ao seu estado fundamental são vários, como a fluorescência, a conversão interna (i.e. retorno direto ao estado fundamental sem emissão de fluorescência), o cruzamento intersistema (possivelmente seguido de fosforescência) ou ainda os processos fotofísicos que envolvem interações com outras moléculas (transferência eletrônica, transferência de prótons, transferência de energia, etc.). Duas dessas transições, a fluorescência e a fosforescência, são radiativas, pois envolvem a liberação de fótons, as outras transições são não radiativas e normalmente convertem energia de excitação em calor.

Na fluorescência ocorre a transição $S_1 \rightarrow S_0$ acompanhada da emissão de fótons. A transição 0-0 (transição entre os níveis vibracionais mais baixos dos estados singletes S_0 e S_1) geralmente é a mesma tanto para a absorção como para a fluorescência. No entanto, observa-se que o espectro de fluorescência apresenta comprimentos de onda maiores (maior energia) que o espectro de absorção, pois no estado excitado há perda de energia durante o processo de conversão entre os estados vibracionais e rotacionais de cada nível eletrônico na molécula da substância fluorescente (processo de relaxação vibracional). Como consequência a energia de absorção é maior que a energia de emissão. Observa-se, porém, que na maioria dos casos, o espectro de absorção parcialmente se sobrepõe ao espectro de fluorescência, ou seja, uma fração de luz é emitida a comprimentos de onda menores que da luz absorvida. Isto ocorre, pois à temperatura ambiente uma pequena fração de moléculas se encontra em um nível vibracional maior que o fundamental absoluto (nível 0 do estado S_0). A baixas temperaturas este comportamento provavelmente desaparecerá. A Figura 3.14 mostra, como exemplo, o espectro de absorção e fluorescência da Rodamina 6G. O deslocamento entre os picos dos espectros de absorção e fluorescência expressos em número de onda, n , sendo $n = 1/\lambda$, é chamado de “*deslocamento de Stokes*” (*Stokes shift*). O deslocamento de Stokes da Rodamina 6G, indicado por $\Delta\bar{\nu}$, pode ser visualizado na Figura 3.14.

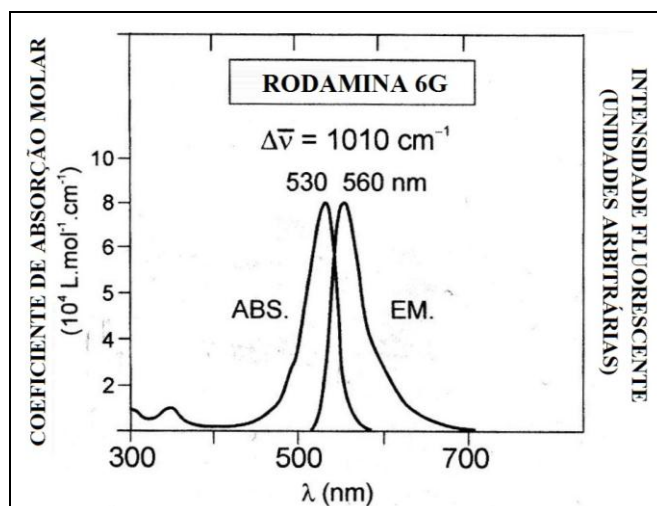


Figura 3.14 – Espectro de absorção e fluorescência da Rodamina 6G (Adaptado de VALEUR, 2002)

Na fotofosforescência a transição ocorre entre T_1 e S_0 e o tempo de duração do fenômeno é bem mais lento (da ordem de minutos ou mais) quando comparado com a fluorescência ($10^{-10} - 10^{-7}$ s). Além disso, a energia emitida na fosforescência é menor do que na fluorescência, pois a energia do nível vibracional mais baixo do estado triplete T_1 é menor do que a do estado singlete S_1 . Como consequência, o espectro de fosforescência apresenta comprimentos de onda maiores que o espectro de fluorescência. A Figura 3.15 apresenta um esquema mostrando a diferença entre os níveis de energia e a composição de spins dos estados singlete e triplete de uma determinada molécula.

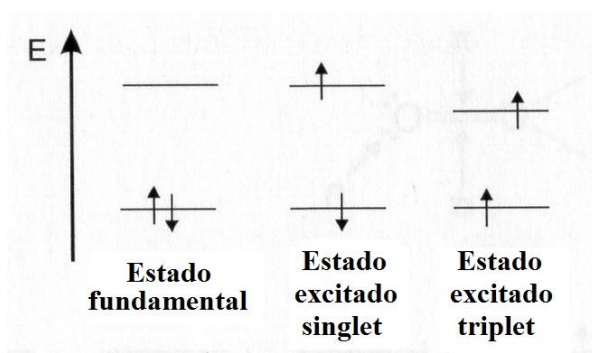


Figura 3.15 – Distinção entre estados singlete e triplete de uma determinada molécula

Os mecanismos de transição podem competir entre si ou mesmo ser complementares. No geral, eles limitam a fotoluminescência a um número relativamente pequeno de sistemas. A rota mais favorável para o decaimento é aquela que minimiza o tempo de vida dos estados excitados. Logo, o decaimento por fluorescência será

observado se o sistema apresentar características estruturais e ambientais que façam este decaimento rápido o suficiente em relação aos outros processos não radiativos.

A fluorescência emitida pela maioria das moléculas é bastante sensível em relação às características ambientais como a polaridade do solvente, pressão, viscosidade, pH, temperatura, supressores de fluorescência, etc. Sabe-se que os parâmetros físicos e químicos que caracterizam o ambiente de fluorescência podem afetar as características de fluorescência de uma molécula, fazendo com que outras rotas, que não a fluorescência, sejam mais favoráveis para o decaimento de elétrons.

Toda substância fluorescente possui um espectro de absorção e emissão associado a um espectro de excitação. Uma das principais características das moléculas fluorescentes é a rápida absorção da energia de excitação (e.g. laser incidente) e a consequente emissão de forma quase que instantânea ($10^{-10} - 10^{-7}$ s) quando comparada com a escala de tempo associada aos escoamentos estudados. A medida da fluorescência emitida pode ser utilizada para medir a concentração de uma substância fluorescente no meio em estudo. Essa correlação é feita utilizando como base a lei de Beer-Lambert, que relaciona a intensidade de luz absorvida pela espécie fluorescente com a sua concentração, e o rendimento quântico do processo de fluorescência, que relaciona a intensidade de luz emitida durante a fluorescência com a intensidade de luz absorvida pela espécie fluorescente.

A eficiência de absorção de luz de comprimento de onda λ por um meio absorvente é caracterizado pela absorbância, $A(\lambda)$, ou pela transmitância, $T(\lambda)$, conforme a seguinte equação (VALEUR, 2002):

$$A(\lambda) = \log \frac{I_0(\lambda)}{I_T(\lambda)} = -\log T(\lambda) \tag{3.5}$$

$$\text{onde, } T(\lambda) = \frac{I_T(\lambda)}{I_0(\lambda)}$$

sendo $I_0(\lambda)$ a intensidade de luz que entra no meio de absorção (denominada luz incidente) e $I_T(\lambda)$ a intensidade de luz que sai do meio de absorção (denominada luz transmitida).

De acordo com a lei de Beer-Lambert:

$$A(\lambda) = \log \frac{I_0(\lambda)}{I_T(\lambda)} = \varepsilon(\lambda)lC \quad (3.6)$$

onde $\varepsilon(\lambda)$ é o coeficiente de absorção molar, C é a concentração molar da espécie absorvente e l é o comprimento do caminho de absorção (espessura do meio absorvente).

De acordo com a Equação 3.6 é possível observar a dependência linear entre a absorvância e a concentração. No entanto, esta dependência linear deixa de ser verificada para altas concentrações (devido à formação de aglomerados) ou quando há a presença de outras espécies absorventes.

Uma vez absorvida a luz pelo meio absorvente (espécie fluorescente) observa-se o fenômeno de fluorescência. Este fenômeno é caracterizado pelo rendimento quântico, Φ_F :

$$\int_0^{\infty} F_{\lambda}(\lambda_F) d\lambda_F = \Phi_F \quad (3.7)$$

onde $F_{\lambda}(\lambda_F)$ é a intensidade fluorescente no estado estacionário por fóton absorvido em função de λ_F (comprimento de onda do fóton emitido). $F(\lambda_F)$ representa o “espectro de fluorescência” ou “espectro de emissão”.

Como na prática a intensidade fluorescente no estado estacionário, $I_F(\lambda_F)$, é proporcional ao número de fótons absorvidos no comprimento de onda de excitação, λ_E , é conveniente substituir este número de fótons pela intensidade absorvida $I_A(\lambda_E)$. A $I_A(\lambda_E)$ é definida como a diferença entre a intensidade da luz incidente e a intensidade da luz transmitida como função do comprimento de onda λ_E :

$$I_A(\lambda_E) = I_0(\lambda_E) - I_T(\lambda_E) \quad (3.8)$$

A intensidade fluorescente pode então ser descrita como:

$$I_F(\lambda_E, \lambda_F) = kF_{\lambda}(\lambda_F)I_A(\lambda_E) \quad (3.9)$$

onde k é um fator de proporcionalidade que depende de vários parâmetros, sendo os principais a configuração óptica utilizada para a observação do fenômeno (e.g., o ângulo sólido a partir do qual o instrumento captura a fluorescência, a qual é emitida em todas as direções) e a largura de banda do monocromador (e.g., as larguras de entrada e saída).

Utilizando a lei de Beer-Lambert (Eq. 3.6), a intensidade de luz transmitida pode ser expressa como (VALEUR, 2002):

$$I_T(\lambda_E) = I_0(\lambda_E) \exp[-2,3\varepsilon(\lambda_E)lC] \quad (3.10)$$

Substituindo as Equações 3.8 e 3.10 em 3.9, obtém-se:

$$I_F(\lambda_E, \lambda_F) = kF_\lambda(\lambda_F)I_0(\lambda_E)\{1 - \exp[-2,3\varepsilon(\lambda_E)lC]\} \quad (3.11)$$

Para o caso de baixas concentrações, a seguinte expansão pode ser utilizada:

$$1 - \exp(-2,3\varepsilon lC) = 2,3\varepsilon lC - \frac{1}{2}(2,3\varepsilon lC)^2 + \dots \quad (3.12)$$

Em soluções altamente diluídas, os termos de ordem maior podem ser desprezados. Logo, mantendo-se apenas o primeiro termo:

$$I_F(\lambda_E, \lambda_F) \cong kF_\lambda(\lambda_F)I_0(\lambda_E)[2,3\varepsilon(\lambda_E)lC] = 2,3kF_\lambda(\lambda_F)I_0(\lambda_E)A(\lambda_E) \quad (3.13)$$

A Equação 3.13 mostra a dependência linear da intensidade fluorescente em relação à concentração para baixas absorvâncias. O aumento da absorvância provoca um aumento no desvio dessa linearidade.

Como o fator k normalmente é desconhecido, na prática, as medidas de variação em I_F em função de λ_F , para um λ_E fixo, já reflete a variação em $F_\lambda(\lambda_F)$ e conseqüentemente fornece o espectro de fluorescência. No entanto, para medidas quantitativas, é necessário de certa forma estimar o fator k e corrigir o espectro.

3.2.3 Traçadores

Os traçadores são substâncias fluorescentes utilizadas na técnica LIF para “marcar” o escoamento e fornecer informações sobre a concentração de um fluido em um processo de mistura. Com a técnica LIF e escolhendo um traçador adequado, também é possível obter informações sobre a temperatura do escoamento e até mesmo sobre o pH.

Para a análise de misturas de dois líquidos, objeto de interesse deste estudo, um dos fluidos deve ser marcado com o traçador (fluido 1) e o outro não (fluido 2). A escolha do traçador adequado deve ser feita de forma criteriosa, considerando as propriedades físico-químicas do traçador (e.g., solubilidade no fluido 1, densidade, resposta à fluorescência, influência da temperatura e do pH na intensidade fluorescente), as informações que se deseja obter (e.g., concentração, temperatura) e os equipamentos e

condições experimentais que serão utilizados (e.g., fonte de luz laser, natureza dos fluidos 1 e 2, variação de temperatura do meio, pH).

Cada traçador possui um comportamento próprio em relação ao fenômeno da fluorescência. Logo, algumas características devem ser observadas como a faixa do comprimento de onda de absorção, faixa do comprimento de onda de emissão e o rendimento quântico do traçador. Os espectros de emissão e absorção fornecem informação do tipo de laser que pode ser usado para excitar o traçador e do respectivo tipo de luz emitida no processo de fluorescência. Consequentemente fornece informação do tipo de filtro que deve ser usado. Já o rendimento quântico fornece informação da intensidade de luz emitida na fluorescência, a qual está relacionada à precisão dos dados. Recomenda-se a utilização de traçadores com alto rendimento quântico para se obter dados de boa qualidade na técnica LIF.

É indicado que o espectro de emissão do traçador não se sobreponha muito ao espectro de absorção (conflito espectral), pois este tipo de conflito não pode ser detectado durante a calibração. Um grande conflito espectral faz com que a fluorescência local que é emitida pelas moléculas excitadas (pela fonte de laser) do traçador reexcite estas moléculas, bem como as moléculas ao redor, causando a extinção da fluorescência pelo próprio traçador. Nestes casos, a fluorescência local deixa de ser dependente apenas das condições experimentais e passa a depender do sinal de fluorescência local variando no espaço e no tempo (ou seja, passa a depender da física do escoamento). Em escoamentos turbulentos, por exemplo, não é possível realizar análises quantitativas com traçadores que possuem espectros deste tipo. No caso da Rodamina, apesar de nunca ter sido quantificado na literatura, o efeito de sobreposição dos espectros possui um impacto relativamente pequeno nos resultados finais (DANTEC DYNAMICS, 2002).

Outra característica importante dos traçadores é o número de Schmidt (Sc), usado para caracterizar escoamentos de fluidos nos quais existem simultaneamente processos de difusão de momento e massa. Fisicamente ele descreve se a molécula possui uma tendência de seguir o escoamento ou de se misturar ao fluido por difusão molecular. Este parâmetro é um número adimensional definido como a razão entre a viscosidade cinemática, ν (m^2/s^{-1}), do fluido e o coeficiente de difusão molecular, D (m^2/s^{-1}) do traçador:

$$S_c = \frac{v}{D} \quad (3.14)$$

Para o estudo de escoamentos com baixos números de Reynolds ou com escala de comprimento muito pequena (da ordem de dezenas de micrometros ou menos) o coeficiente de difusão molecular do traçador no fluido considerado pode afetar os resultados de concentração. No entanto, de acordo com DANTEC DYNAMICS (2002) esta influência é considerada apenas em pesquisas bastante avançadas ou em pesquisas biomédicas, por exemplo, onde o efeito deste parâmetro é muito importante mesmo para altas resoluções espaciais. No geral, traçadores com baixos valores de S_c se difundem mais rápido do que traçadores com alto S_c .

Em alguns casos, quando a estabilidade fotoquímica do traçador é muito fraca ou a potência do laser é muito alta, a substância fluorescente pode ser destruída devido a sua exposição aos pulsos de laser durante os experimentos. Esse fenômeno é denominado de fotodegradação e pode levar a resultados errôneos, uma vez que se determinada quantidade do traçador deixa de responder à excitação do laser, a fluorescência emitida será reduzida em comparação ao sistema inicial. Logo, a fluorescência emitida perderá a dependência linear com a efetiva concentração de traçador no sistema. Nesses casos, é possível estimar o grau de fotodegradação do traçador a partir de algumas considerações feitas do escoamento.

No geral, para experimentos na fase líquida, diferentes traçadores podem ser usados. Normalmente estes traçadores podem ser excitados a um comprimento de onda do laser de 532 nm. Os traçadores mais utilizados na técnica LIF estão descritos abaixo.

➤ **Rodamina B e Rodamina 6G**

A Rodamina é uma família de corantes que possui alto rendimento quântico, gerando um sinal fluorescente muito intenso. Todas elas são excitadas com luz visível (e.g. 532 nm) e emitem luz na região do laranja ao vermelho. Dois derivados típicos desta família são a Rodamina B e a Rodamina 6G, utilizados em combinação tanto com os lasers de íon Argônio como com os Nd:YAG (514 e 532 nm, respectivamente).

A Rodamina B apresenta uma dependência significativa em relação à temperatura. A intensidade do sinal fluorescente decresce aproximadamente 25% para cada aumento de 10 K na temperatura. Devido a esta característica, este corante fluorescente é bastante

utilizado para medições de temperatura. As principais características espectrais da Rodamina B podem ser observadas na Tabela 3.4.

Tabela 3.4 - Características espectrais da Rodamina B (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)

Rodamina B	Limite inferior	Limite superior	Ideal
Comprimento de onda de absorção (nm)	460	590	526
Comprimento de onda de emissão (nm)	560	670	580
Sensibilidade ao pH	Abaixo de pH = 6, apenas		
Sensibilidade à temperatura	Sim (-2 até -5%/°C)		

A Rodamina 6G por sua vez sofre um efeito muito pequeno em relação à variação de temperatura do ambiente. Desta forma, ela pode ser considerada como um traçador que não depende de variações na temperatura, sendo, por este motivo, bastante utilizada nas medições de concentração com a técnica LIF. A Tabela 3.5 apresenta as características espectrais deste corante fluorescente.

Tabela 3.5 - Características espectrais da Rodamina 6G (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)

Rodamina 6G	Limite inferior	Limite superior	Ideal
Comprimento de onda de absorção (nm)	460	560	530
Comprimento de onda de emissão (nm)	540	640	560
Sensibilidade ao pH	Não		
Sensibilidade à temperatura	Muito baixa a nenhuma		

➤ **Fluoresceína Sódica**

A Fluoresceína Sódica também é bastante utilizada em experimentos de mistura de fluidos. Da mesma forma que a Rodamina, a Fluoresceína possui um rendimento quântico elevado. No entanto, esta última é combinada com os lasers de íon Argônio, tanto o de cor azul como o de cor verde. A principal desvantagem deste corante é sua alta sensibilidade à fotodegradação, a qual requer vários ajustes e testes do sistema LIF antes deste ser utilizado de forma a obter dados de concentração de boa qualidade. A Fluoresceína Sódica apresenta sensibilidade à temperatura apenas quando excitada a 514 nm, conforme mostrado na Tabela 3.6, juntamente com as características espectrais deste corante.

Tabela 3.6 - Características espectrais da Fluoresceína Sódica (Adaptado de DANTEC DYNAMICS, 2002)

Rodamina 6G	Limite inferior	Limite superior	Ideal
Comprimento de onda de absorção (nm)	430	520	490
Comprimento de onda de emissão (nm)	490	600	510
Sensibilidade ao pH	Sim (entre pH = 3 e 8,5), Não para pH ≥ 9		
Sensibilidade à temperatura	Muito baixa a 488 nm (# -0,2%/°C) Muito alta a 514 nm (# +2,5%/°C) Fortes efeitos de fotodegradação		

3.2.4 Processamento das imagens

Da mesma forma que na técnica PIV, após as imagens serem adquiridas e gravadas, elas são tratadas e processadas para fornecer informações quantitativas do campo de concentração do escoamento.

O processamento é feito usando o conjunto de dados obtidos no processo de calibração, que será descrito no próximo item, as imagens adquiridas durante o experimento e a seguinte correlação (DANTEC DYNAMICS, 2002):

$$F = f_{\text{optico}} A_s V_s E_0 C \Phi_{\lambda}(T), \quad \text{onde} \quad A_s = e^{-\varepsilon l C} \quad (3.15)$$

onde:

F = intensidade fluorescente

f_{optico} = fator óptico obtido através da calibração (representa os parâmetros ópticos que variam de experimento para experimento)

V_s = volume da seção amostrada

E_0 = energia de excitação local dentro do volume da seção amostrada

ε = coeficiente de absorção do fluido

C e T = concentração e temperatura dentro de V_s

l = espessura do meio absorvente

$\Phi_{\lambda}(T)$ = rendimento quântico do traçador a temperatura T , quando excitado a um comprimento de onda λ

Para um meio onde o rendimento quântico não é dependente da temperatura:

$$F = \alpha_s A_s E_0 C \quad \text{onde} \quad \alpha_s = f_{\text{optico}} V_s \Phi_\lambda \quad (3.16)$$

Considerando que a baixas concentrações o fenômeno de absorção é muito fraco ($A_s \approx 1$), e que E_0 é igual à potência de excitação do laser, a concentração local em função da fluorescência emitida pelo traçador é definida como:

$$C \approx \frac{F}{\alpha_s E_0} \quad (3.17)$$

Desta forma, utilizando-se a equação acima (Eq. 3.17), a linearidade entre o sinal fluorescente (escala de cinza) e a concentração é definida localmente. O parâmetro $\alpha_s E_0$ é determinado estatisticamente considerando algumas amostras de imagens (5 a 10 normalmente) e seu valor pode ser visualizado através do coeficiente angular da curva de calibração.

Durante o processamento, é possível ainda compensar as flutuações de energia do laser que podem ocorrer entre cada pulso e, como consequência, mascarar a concentração calculada. Isto é feito definindo-se uma ou mais regiões de interesse, no campo de visão da câmera, onde o valor da concentração é conhecido e constante.

3.2.5 Calibração da técnica LIF

Para extrair o valor absoluto de concentração das imagens adquiridas é necessário relacionar as intensidades fluorescentes das imagens às unidades físicas de concentração. Este processo é feito através da calibração.

Durante a calibração, algumas imagens são adquiridas e gravadas sob condições experimentais conhecidas (i.e., concentrações conhecidas). Estas imagens são então processadas pelo software de forma a calibrar a câmera pixel por pixel, transformando as imagens adquiridas em imagens “escalares”, isto é, com os valores de concentração correspondentes. A partir das imagens de calibração gera-se a curva de calibração que será usada durante os experimentos. É essencial que as imagens de calibração e as imagens dos experimentos sejam adquiridas sob as mesmas condições.

Recomenda-se adquirir mais que duas imagens com valores de concentração conhecidos, além de várias imagens para cada concentração, de forma a reduzir os erros aleatórios. Deve-se ir variando a concentração aos poucos, dentro do volume da seção amostrada, e assim gerar a curva de calibração. Durante este processo, é importante que

a energia do laser esteja abaixo da energia de saturação do traçador para garantir a resposta linear entre a concentração e a intensidade fluorescente.

A concentração máxima de traçador a ser utilizada durante os experimentos pode ser encontrada aumentando-se a concentração de traçador até que o comportamento linear da curva de calibração desapareça. O mais importante é garantir uma boa intensidade fluorescente (que pode ser conseguida aumentando-se a concentração do traçador ou a potência do laser, dentro das devidas restrições) sem sair da faixa de comportamento linear da curva de calibração. Independente da concentração máxima escolhida, a calibração deve abranger toda a faixa de concentração que se pretender usar nos experimentos.

Opcionalmente a calibração pode incluir variações na potência do laser para posteriormente compensar as variações de energia que podem ocorrer entre os pulsos de laser durante o experimento.

Além da calibração para o cálculo da concentração, deve-se realizar uma calibração espacial das imagens, da mesma forma como descrita na técnica PIV. Este procedimento é indicado para a obtenção de resultados da concentração variando ao longo de unidades de comprimento e não pixels.

4 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

A metodologia proposta neste trabalho consistiu em realizar procedimentos experimentais que simulassem a dispersão de aditivos químicos em escoamentos em tubulações a partir do escoamento caracterizado pelo problema de JEC, conforme descrito anteriormente.

Os experimentos foram conduzidos no Laboratório de Mecânica da Turbulência, na Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ). As técnicas de medição utilizadas foram a velocimetria por imagem de partículas (PIV) e a fluorescência induzida a laser (LIF), do fabricante DANTEC DYNAMICS S/A. Ambas as técnicas encontram-se disponíveis no Laboratório de Mecânica da Turbulência.

4.1 APARATO EXPERIMENTAL

Foram projetados e construídos dois circuitos: (i) um circuito principal, responsável pelo escoamento de água em uma tubulação horizontal, à velocidade constante e (ii) um circuito secundário, responsável pela injeção do aspersion (também água) no circuito principal, a diferentes velocidades. A Figura 4.1 apresenta um desenho esquemático do aparato experimental.

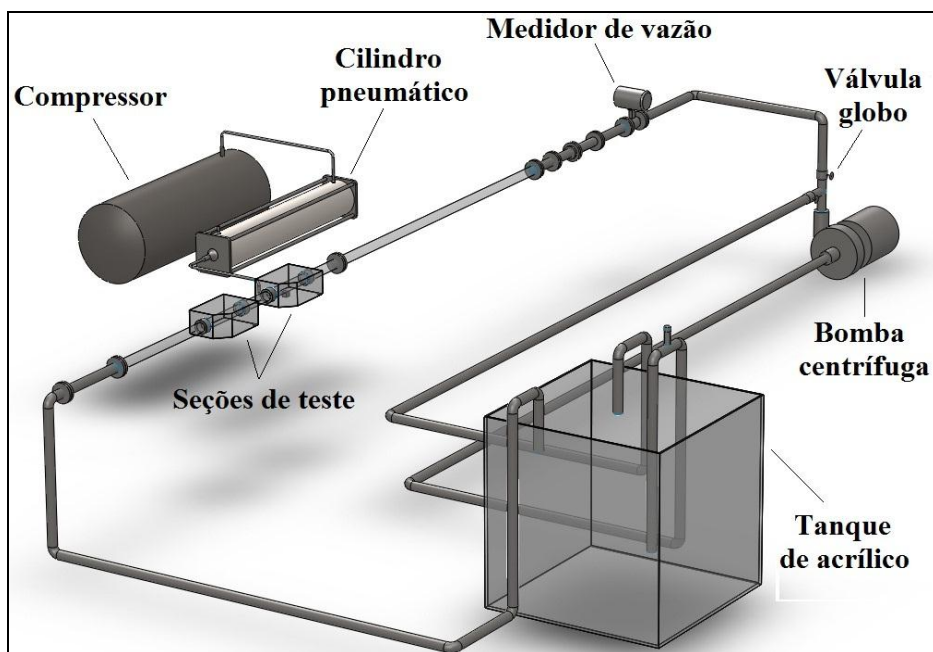


Figura 4.1 – Desenho esquemático do aparato experimental

O circuito principal é composto por três seções de tubo circular de diâmetro nominal de 50 mm e diâmetro interno em torno de 43,50 mm. Na primeira seção, de

aproximadamente 2,5 m de tubo de PVC (cloreto de polivinila), encontra-se um medidor de vazão eletromagnético (fabricante Incontrol S/A, modelo VMF050), instalado com o objetivo de medir a vazão do escoamento principal, uma colmeia plástica e uma tela metálica. A colmeia e a tela têm como objetivo reduzir as escalas de turbulência presentes no escoamento.

As outras duas seções são formadas por dois tubos de acrílico transparente, de 2 m cada, para permitir a visualização do escoamento. Procurou-se deixar um comprimento razoável de tubo reto (≈ 60 diâmetros, $D = 43,5$ mm) antes do ponto de injeção do jato para se obter um perfil de velocidade média o mais próximo possível de um escoamento completamente desenvolvido. A Figura 4.2 apresenta um esquema com as principais dimensões do circuito principal.

Na terceira seção encontra-se a seção de teste, a qual é formada por uma caixa de acrílico, cheia de água, e pelo injetor (Figura 4.3). Nota-se que nesta seção ocorre a interseção entre o circuito principal e o secundário, ou seja, é onde está localizado o ponto de injeção do jato, à aproximadamente 14 diâmetros ($D = 43,5$ mm) do início do tubo. A caixa de acrílico cheia de água é usada para reduzir as distorções ópticas causadas pelo formato da tubulação.

Uma segunda seção de teste, com uma caixa de acrílico menor, foi construída para permitir a visualização do escoamento em pontos mais distantes do ponto de injeção do jato. No entanto, no presente estudo apenas a primeira seção de teste foi utilizada. Cabe observar que as seções de teste podem ser deslocadas ao longo da tubulação (respeitando os espaços físicos de toda a estrutura), pois possuem luvas de correr em suas extremidades.

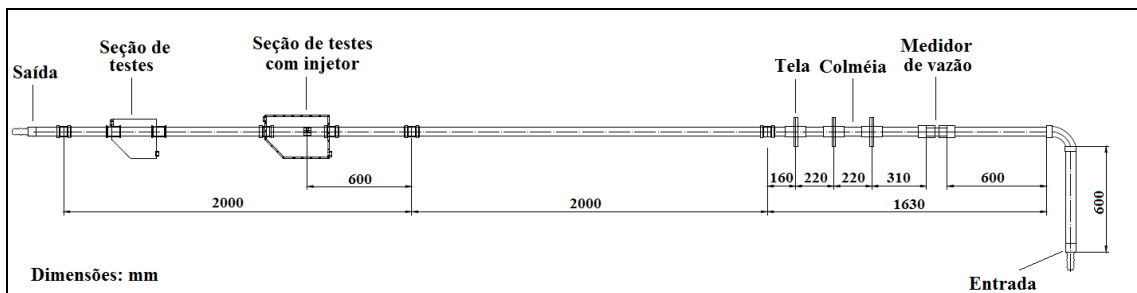


Figura 4.2 – Esquema com as principais dimensões do circuito principal

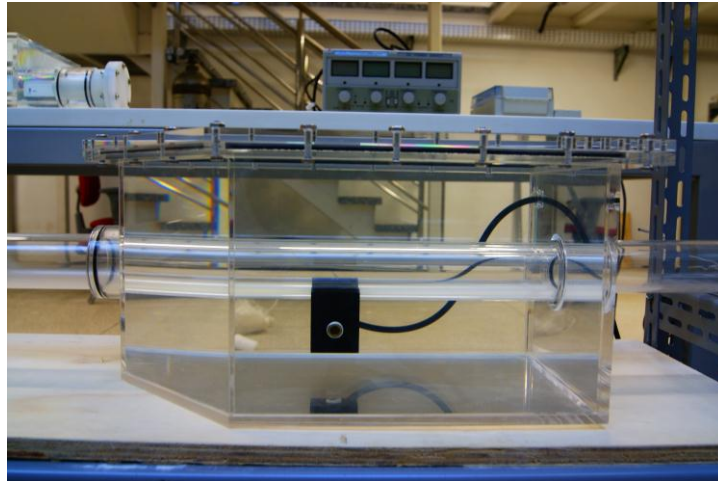


Figura 4.3 – Seção de teste utilizada nos experimentos

O circuito principal operou em sistema fechado com o fluido de trabalho (água) sendo bombeado por uma bomba centrífuga, do fabricante DANCOR, modelo PF-17 PRATIKA, de potência igual a 2 cv (ver Figura 4.4). O reservatório utilizado foi um reservatório de acrílico com capacidade para aproximadamente 400 litros. O controle de vazão do circuito principal foi realizado a partir de uma válvula globo, situada a jusante da bomba centrífuga.



Figura 4.4 – Bomba centrífuga utilizada no circuito principal

Como o objetivo era utilizar vazões relativamente altas durante a operação do circuito principal, foi instalado um transdutor de pressão digital (fabricante YOKOGAWA, modelo EJA530A), em contato com um ponto no início e outro no final do circuito, para permitir o monitoramento da pressão no sistema e evitar que fossem utilizadas pressões maiores do que aquelas permitidas pelas estruturas do aparato experimental (como, por exemplo, os tubos de PVC, tubos de acrílico, etc.).

O circuito secundário é composto por um cilindro pneumático de diâmetro 200 mm e curso de 1 m, do fabricante METAL WORK, modelo ISO 15552, adaptado para trabalhar com água (ver Fig. 4.5), por um compressor, do fabricante SCHULZ S/A, modelo CSL 20 BR/200 L (ver Fig. 4.6) e pelo injetor, o qual caracteriza o ponto de interseção entre o circuito principal e o secundário.

O cilindro pneumático foi enchido manualmente com o fluido de trabalho a cada novo experimento. Uma vez enchido, o acionamento do pistão do cilindro, responsável pelo “bombeamento” de fluido para o injetor, foi feito pelo compressor. Logo, na extremidade oposta ao deslocamento da haste do pistão, foi acoplada uma mangueira responsável por levar o fluido “bombeado” ao injetor e (mangueira preta na parte de trás da Figura 4.5), na outra extremidade, foi acoplada outra mangueira para levar ar comprimido do compressor para o cilindro (mangueira azul na parte frontal da Figura 4.5). Nesta última extremidade, foi instalado um manômetro e um regulador de pressão. Cada valor de pressão fixada no regulador correspondia a uma determinada velocidade de deslocamento do pistão, que pôde ser relacionada à velocidade do jato através do volume de fluido deslocado pelo pistão por tempo (vazão volumétrica), conforme a equação abaixo:

$$V_j = \frac{Q_p}{A_j} \quad \text{onde,} \quad Q_p = V_p A_p \quad (4.1)$$

onde V_j é a velocidade do jato, A_j a área do orifício de injeção do jato, Q_p a vazão volumétrica de fluido que sai do cilindro, V_p a velocidade de deslocamento do pistão e A_p a área do pistão.

Desta forma, a velocidade do jato foi variada através da variação de pressão na entrada de ar comprimido para o cilindro pneumático.

A velocidade de deslocamento do pistão, por sua vez, foi obtida medindo-se a velocidade de deslocamento da haste do pistão. Para isso acoplou-se o cilindro a uma tábua de madeira e nesta mesma tábua colou-se uma régua de 1 m de comprimento alinhada à haste do cilindro. Criou-se então um ponteiro que foi acoplado à ponta da haste do pistão de forma que cada movimento do pistão podia ser contabilizado em unidades de comprimento pela régua. Desta forma, para cada experimento, mediu-se com um cronômetro o deslocamento do pistão ao longo do tempo, isto é, a sua velocidade.



Figura 4.5 – Cilindro pneumático utilizado nos experimentos



Figura 4.6 – Compressor utilizado nos experimentos

O injetor compreende um bocal, contração de 4:1, de orifício circular, com diâmetro interno de saída, d , igual a 2 mm. O formato de bocal foi escolhido com o intuito de gerar um jato (sem a presença do escoamento cruzado) com perfil de velocidades mais homogêneo, em degrau, conforme observado por NEW et al. (2006). Desenhos de projeto do injetor mostrando suas principais dimensões podem ser visualizados na Figura 4.7.

O injetor foi montado nivelado à tubulação do circuito principal, formando um ângulo de injeção de 90° com a parede inferior do tubo, conforme ilustrado na Figura 4.8.

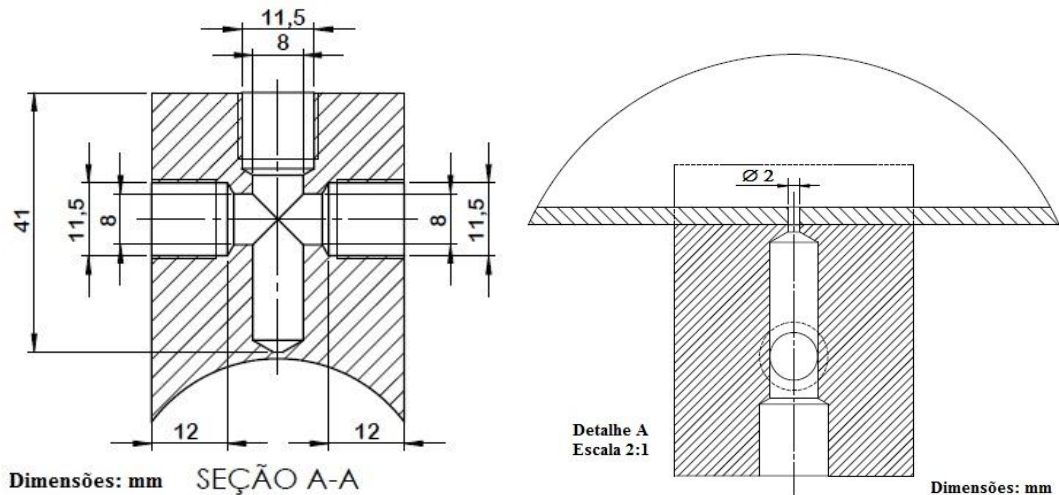


Figura 4.7 – Desenhos de projeto do injetor mostrando suas principais dimensões



Figura 4.8 – Foto do orifício de injeção de fluido no escoamento principal

Antes do início da bateria de experimentos, foi realizado um pré-teste com a técnica LIF para definir a concentração máxima de traçador que deveria ser utilizada ao longo dos experimentos e, desta forma, proceder com o projeto e a programação dos mesmos, antes de efetivamente começá-los. No entanto, durante o processo de calibração, procedimento recomendado para definir a concentração máxima (ver item 3.2.5), observou-se um rápido decaimento da fluorescência natural da solução de Rodamina 6G (traçador utilizado) em água, antes mesmo da Rodamina ser excitada pelo laser. Então, outro teste foi realizado, desta vez fazendo a solução de Rodamina em água destilada. No segundo teste não houve decaimento da fluorescência natural da Rodamina,

indicando a presença de alguma substância na água não destilada capaz de afetar as características de fluorescência da Rodamina, como, por exemplo, a presença de algum supressor de fluorescência como: moléculas de oxigênio dissolvido, halogênios e compostos halogenados. Os supressores de fluorescência podem agir de forma colisional ou estática. No primeiro caso, o supressor se difunde no fluoróforo durante o tempo de vida de seu estado excitado. Após esse contato, o fluoróforo retorna ao estado fundamental sem a emissão de um fóton. Já no segundo caso, é formado um complexo não fluorescente no estado fundamental entre o fluoróforo e o supressor.

Como consequência deste pré-teste decidiu-se utilizar água destilada, tanto no circuito principal como no circuito secundário, nos experimentos com a técnica LIF. Para isso foram utilizados dois destiladores de água, do fabricante Marte, modelo MB 1005, com capacidade de 5l/h cada (ver Figura 4.9).



Figura 4.9 – Destilador de água utilizado nos experimentos

A utilização de água destilada, no entanto, gerou um novo problema. Como a água destilada não possui condutividade elétrica suficiente para o funcionamento do medidor de vazão eletromagnético, não foi possível utilizá-lo para medir a vazão do escoamento principal e, conseqüentemente, fornecer informações sobre a velocidade do mesmo. Decidiu-se então utilizar a técnica PIV não só para medir o campo de velocidades do jato em escoamento cruzado, como também do escoamento principal sem a injeção do jato. Desta forma, a velocidade do escoamento principal, V_c , que seria obtida a partir da divisão da vazão volumétrica (indicada no medidor de vazão) pela área da tubulação

será considerada igual à velocidade média da linha de centro do escoamento principal obtida a partir da técnica PIV, denominada de U_c .

Para garantir a mesma base de informações ao se relacionar os resultados da técnica PIV com os resultados da técnica LIF, decidiu-se obter a velocidade do escoamento principal sem a injeção do jato da mesma forma para todos os experimentos realizados, ou seja, utilizando a técnica PIV ao invés do medidor de vazão eletromagnético.

No entanto, como as medições com a técnica PIV são mais trabalhosas de serem realizadas do que as medições com um medidor de vazão, utilizou-se o medidor, com água não destilada, e a válvula globo (localizada na entrada do circuito principal – Fig. 4.1) para ajustar a vazão de operação desejada no sistema. Após essa definição, a válvula foi mantida na mesma posição. Posteriormente, qualquer variação na velocidade indicada pela técnica PIV podia ser corrigida apenas com um ajuste fino da válvula globo, sem o auxílio do medidor de vazão.

É importante notar que o aparato experimental foi projetado e construído de forma a permitir um estudo bastante abrangente do problema de JEC. É possível variar a velocidade do escoamento principal, obter imagens da seção transversal, do plano central e do plano superior do escoamento, realizar medições em uma segunda seção de teste em pontos mais distantes do escoamento, mover as duas seções de teste ao longo do escoamento (cobrindo ao todo 4 m de medição), etc.

4.2 APARATO DOS SISTEMAS DE MEDIÇÃO

Os experimentos com a técnica PIV e LIF foram realizados com o auxílio do programa computacional DynamicStudio, do fabricante Dantec Dynamics A/S, o qual é responsável por comandar e controlar as principais variáveis do processo de medição, possuindo ferramentas para auxiliar na configuração do sistema, aquisição e gravação de imagens, análise e pós-processamento dos dados adquiridos.

O laser utilizado foi o Nd:YAG, do fabricante Dantec Dynamics A/S, o qual possui inicialmente comprimento de onda de 1064 nm. No entanto, utiliza um dispositivo para dobrar sua frequência, emitindo assim radiação com comprimento de onda na faixa de 532 nm, na região da luz visível verde. A Figura 4.10 mostra o laser utilizado nos experimentos.



Figura 4.10 – Fonte de laser utilizada nos experimentos

A câmera digital é da DanTec Dynamics A/S, com lente marca AF Micro Nikkor f 60 mm 2.8 D, resolução 1280 x 1024 pixels, conforme ilustrado na Figura 4.11. O tempo de exposição do sensor é controlado eletronicamente, fazendo com que a câmera opere de forma rápida tanto na aquisição como na transmissão das imagens para o computador.

O sincronismo entre a emissão de luz da cavidade laser e o início da captura da imagem pela câmera é feita por um sincronizador de sinais da própria DanTec Dynamics A/S.

A câmera teve como suporte um posicionador (ver Figura 4.11), modelo SGSP26-200, do fabricante Sigma Koki Co., acionado remotamente por um programa dedicado da própria Sigma Koki, o qual permitia pequenos movimentos da câmera nos três eixos (x, y, z) com grande exatidão. O posicionador foi de fundamental importância durante o processo de calibração tanto no sistema PIV como no LIF, conforme será descrito mais adiante.

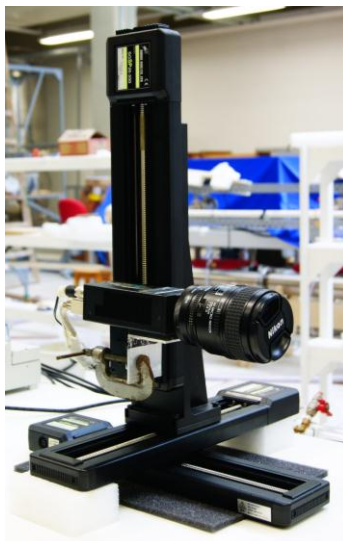


Figura 4.11 – Câmera e posicionador utilizado nos experimentos

4.3 EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA PIV

Nos experimentos com a técnica PIV trabalhou-se em circuito fechado com a bomba centrífuga bombeando água no circuito principal e o cilindro pneumático “bombeando” água para o injetor. O tanque de acrílico foi enchido com aproximadamente 300 litros de água e o enchimento manual do cilindro pneumático (≈ 31 litros) foi feito utilizando-se a mesma água do tanque, com o cuidado para não entrar ar para dentro do cilindro.

Conforme requerido pela técnica PIV (item 3.1.2), partículas traçadoras foram inseridas nos dois circuitos. As partículas utilizadas foram esferas de vidro com revestimento de prata (composto reflexivo) de forma a torná-las mais reflexivas.

A concentração das partículas, de diâmetro médio igual a $14 \mu\text{m}$, foi determinada de forma experimental. Primeiramente elas foram adicionadas aos 300 litros de água do tanque de acrílico, então a bomba foi ligada e a mistura ficou circulando no experimento de forma a homogeneizá-la. Posteriormente foram adquiridas algumas imagens com a técnica PIV para avaliar a concentração das partículas. Esse procedimento foi repetido até se obter uma imagem satisfatória, conforme recomendado na Figura 3.3(b). Uma vez determinada a concentração ideal, o cilindro pneumático foi enchido com a mesma água do tanque, garantindo assim que ambos os circuitos operariam com a mesma concentração de partículas.

Como o objetivo era obter imagens do plano longitudinal (x, y) no centro do escoamento (também definido como plano central do escoamento), o laser foi

posicionado de forma a emitir um plano de laser coincidente com o plano de interesse e a câmera foi posicionada com seu eixo óptico perpendicular ao plano de laser. A Figura 4.12 ilustra a montagem dos equipamentos utilizados para a aquisição das imagens durante os experimentos.



Figura 4.12 – Posicionamento laser-câmera para aquisição de imagens no plano longitudinal central

A Figura 4.13 ilustra o momento de aquisição de imagens do escoamento principal, sem injeção do jato, com a técnica de velocimetria por imagem de partícula. Na foto é possível visualizar o feixe de laser formado, bem como algumas partículas traçadoras misturadas no escoamento.

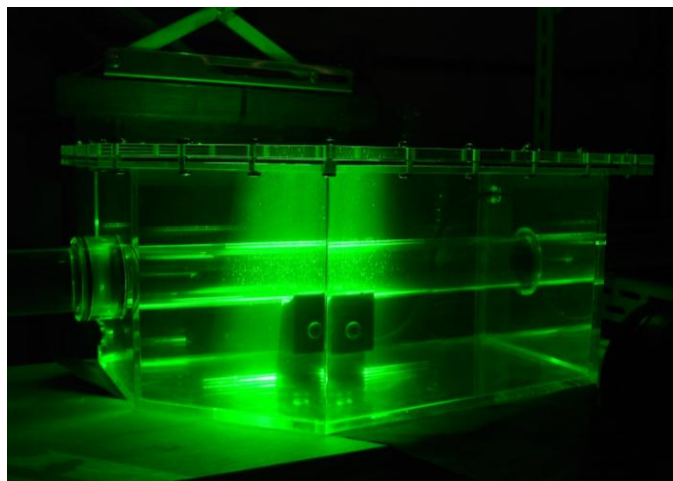


Figura 4.13 – Momento de aquisição de imagens com a técnica PIV

Foram realizadas sete corridas para simulação do problema de JEC. A velocidade do escoamento principal foi mantida constante e a velocidade do jato foi variada, gerando sete razões de velocidades, V_r 's, diferentes: 3,4; 5,3; 7,6; 9,4; 11,6; 12,7 e 14,4.

O perfil de velocidades do escoamento principal, sem a presença do jato, foi obtido no início dos experimentos, antes das sete corridas. As medidas apresentaram um perfil de velocidade praticamente desenvolvido, cuja velocidade média da linha de centro do escoamento principal, U_c , foi de aproximadamente 1,36 m/s.

Cabe ressaltar que todos os experimentos com PIV foram realizados em um único dia (tanto as sete corridas como a medição de U_c), em sequência, para garantir que todas as medidas fossem obtidas nas mesmas condições (tanto experimentais, exceto a velocidade do jato, como de alinhamento e calibração do sistema de medição).

A Tabela 4.1 mostra um resumo das corridas realizadas nos experimentos com PIV e as respectivas condições experimentais. A tabela apresenta ainda os números de Reynolds do escoamento calculados a partir do diâmetro e da velocidade do escoamento principal (Re_c), do diâmetro e da velocidade do jato (Re_j) e do diâmetro do jato e da velocidade do escoamento principal (Re_{c-j}).

Tabela 4.1 – Condições operacionais dos experimentos com PIV

#	V_r	U_c (m/s)	Re_c	V_j (m/s)	Re_j	Re_{c-j}
1	3,4	1,36	58574,26	4,65	9210,22	2693,07
2	5,3			7,23	14321,59	
3	7,6			10,35	20501,44	
4	9,4			12,84	25425,50	
5	11,6			15,80	31285,66	
6	12,7			17,31	34280,41	
7	14,4			19,58	38780,20	

Para cada corrida (inclusive a medição de U_c) foram capturadas 1000 imagens para se obter uma boa estatística das médias dos resultados. O tempo entre os pulsos de laser utilizado foi de 170 μ s, para que as partículas pudessem percorrer pelo menos $\frac{1}{4}$ da janela de interrogação, mas também não fossem perdidas da janela (conforme recomendado no item 3.1.2). No caso do escoamento sem o jato (medição de U_c), esse tempo foi aumentado, pois sem o jato agindo como um “obstáculo” na passagem do escoamento principal as partículas andam mais rápido e com o tempo de 170 μ s elas estavam sendo perdidas da janela de interrogação. Neste caso, utilizou-se então o tempo de 200 μ s. A Tabela 4.2 mostra um resumo dos parâmetros de configuração do laser e do sistema de controle da técnica PIV.

Tabela 4.2 – Configuração de parâmetros do sistema PIV

Tempo entre pulsos do laser	170 μ s / 200 μ s
Frequência do laser	8,874 Hz
Frequência de aquisição da câmera	8,874 Hz
Modo	Quadro duplo

4.3.1 Calibração e alinhamento do sistema PIV

A calibração e o alinhamento do sistema PIV são os procedimentos mais importantes desta técnica, pois eles definem os ajustes que devem ser feitos para se obter uma boa imagem, sem distorções, além de informar ao programa as dimensões espaciais do objeto. Estes procedimentos foram executados antes da aquisição das imagens dos experimentos e, uma vez realizados, os ajustes foram mantidos durante toda a seção de experimentos.

Os sistemas PIV exigem que a calibração do sistema seja feita exatamente no local em que se deseja avaliar o escoamento, ou seja, no caso deste estudo, dentro da tubulação na seção de teste. No entanto, um procedimento alternativo, denominado “autocalibração”, vem sendo utilizado nos casos onde é difícil colocar o alvo de calibração dentro da seção a ser medida. A técnica consiste na possibilidade de se fazer a calibração fora da seção de teste e depois transportar para o exato local que se deseja medir. O programa computacional Davis 7.1, da La Vision, possui esta facilidade e, ao invés de requerer um perfeito alinhamento entre o alvo e o plano do laser, utiliza um esquema de correção, com uma grande quantidade de iterações, mesmo para os casos onde o alvo está inclinado em relação ao plano de laser.

No entanto, para descartar a necessidade de maiores correções, optou-se por construir um alvo de calibração e uma caixa de calibração recriando as condições ópticas presentes na seção de teste. Procedimento similar foi realizado com êxito por MARINS (2007).

A caixa de calibração é formada por uma tubulação, de mesmo diâmetro da tubulação do circuito principal, que passa dentro de uma caixa de acrílico, a qual foi projetada e fabricada com suas dimensões principais iguais às dimensões da seção de teste. Essas dimensões principais compreendem as dimensões necessárias para fazer com que o plano central da tubulação que passa dentro da caixa de calibração coincidissem com o plano central da tubulação que passa dentro da seção de teste ao se

posicionar a caixa de calibração em cima da seção de teste. A caixa de calibração foi preenchida com água da mesma forma que a caixa de acrílico da seção de teste.

O alvo utilizado foi uma régua colada a um suporte, o qual foi construído para auxiliar na inserção da régua na tubulação da caixa de calibração e garantir que ela fosse posicionada exatamente no plano central da tubulação, coincidindo com o plano de laser, ou seja, na mesma posição que foi analisada na seção de teste. O alvo de calibração e a caixa de calibração, com o alvo dentro, posicionada em cima da seção de teste, estão ilustrados nas Figuras 4.14 e 4.15, respectivamente.

A régua foi escolhida, pois ela é recomendada para os casos de aquisição de imagens bidimensionais, com o eixo óptico da câmera posicionada perpendicularmente ao plano do objeto e ausência de distorções significativas na imagem (ver item 3.1.8), como é o caso do presente estudo.



Figura 4.14 – Foto do alvo de calibração

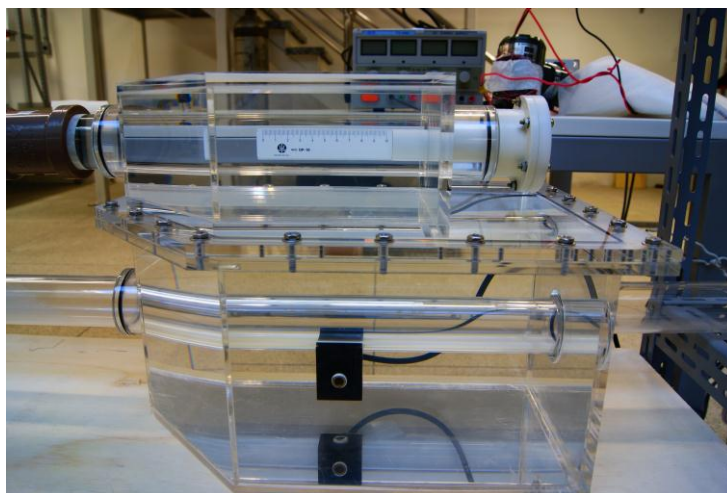


Figura 4.15 – Caixa de calibração, com alvo, posicionada em cima da seção de teste

Primeiramente, o plano de luz emitido pela fonte laser foi alinhado ao plano central do escoamento. Depois, a espessura do plano de luz emitido na seção de teste foi

ajustada, mexendo-se na abertura da lente e na altura do laser. Uma vez ajustado o laser, a caixa de calibração foi posicionada e alinhada à seção de teste a partir de suas dimensões similares. Iniciou-se então o ajuste da câmera em relação ao plano central da tubulação da caixa de calibração (posição da régua). A câmera foi posicionada paralelamente ao plano central da tubulação a uma distância de aproximadamente 413 mm do mesmo. A lente foi completamente aberta para permitir maior entrada de luz e o foco foi ajustado, definindo assim a profundidade de campo. O foco foi ajustado visualmente de acordo com a imagem da régua gerada no campo de visão da câmera.

Uma vez definidos os ajustes, a imagem foi gravada como imagem de calibração e foi indicado ao programa a distância entre dois pontos no plano do objeto.

Posteriormente, a câmera foi transladada, com o auxílio do posicionador, no sentido negativo do eixo y, do valor equivalente à distância entre os centros da tubulação da caixa de calibração e da tubulação da seção de teste (neste caso, 153 mm). O posicionador foi de grande importância, pois permitiu que o movimento fosse feito apenas no eixo y, garantindo que o campo de visão da câmera e a distância entre a lente e o objeto permanecessem inalterados.

As Figuras 4.16 e 4.17 mostram, respectivamente, uma foto da disposição dos aparatos durante o processo de calibração e da imagem de calibração obtida. A partir desta imagem, o programa gerou um fator de escala (correspondência entre pixel e mm) que foi utilizado no processamento das imagens do experimento.

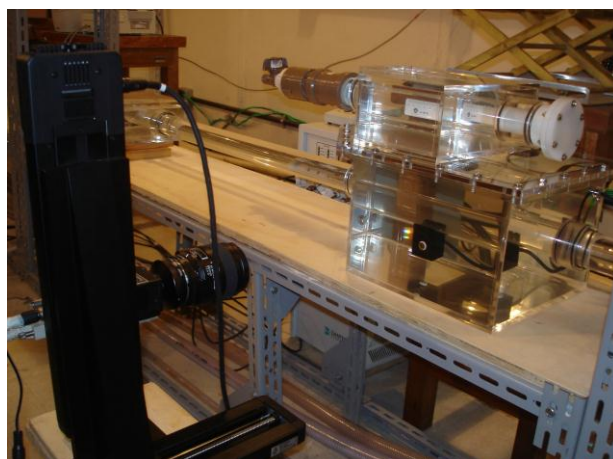


Figura 4.16 – Disposição dos aparatos durante o processo de calibração

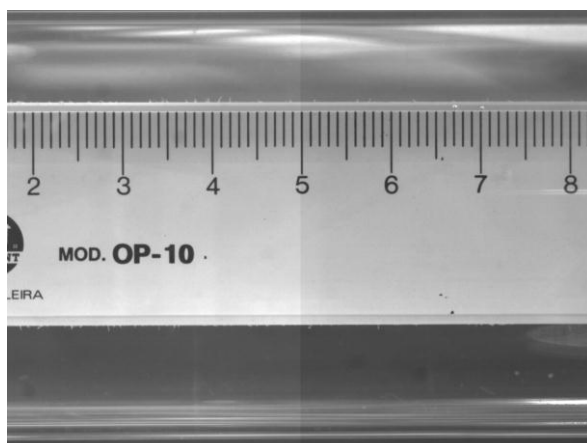


Figura 4.17 – Imagem resultante da calibração no sistema PIV

4.3.2 Processamento das imagens adquiridas com PIV

Antes de serem processadas para o cálculo do campo vetorial, as imagens adquiridas foram tratadas. O tratamento consistiu em tirar uma média das imagens adquiridas, gerando uma única imagem. Posteriormente, esta imagem foi subtraída de cada uma das 1000 imagens adquiridas. Este procedimento é realizado para eliminar os ruídos sistemáticos provenientes dos reflexos indesejados do laser e da própria luminosidade do laboratório.

Após o tratamento as imagens foram processadas pela técnica de correlação adaptativa (ver item 3.1.6). Para os casos onde a velocidade do jato era maior (maiores V_r 's), o cálculo do campo vetorial para cada imagem adquirida foi feito a partir de janelas de interrogação de tamanho inicial 128x128, com dois passos de refinamento, chegando ao tamanho final de 32x32. Para os casos de menor V_r , foram utilizadas janelas de tamanho inicial 128x128, com três passos de refinamento, chegando ao tamanho final de 16x16. Para todos os casos, a sobreposição entre os quadros 1 e 2 foi configurada em 50% e o número de iterações para cada passo de refinamento no valor de 2.

Após o cálculo do campo vetorial as imagens foram pós-processadas, removendo-se os vetores sabidamente espúrios, calculados pelo programa, das regiões que não eram de interesse, como, por exemplo, a parede da tubulação e a região de interferência do injetor nas imagens adquiridas. Essa região de interferência ocorreu devido a um erro de projeto que fez com que parte do injetor tampasse a visualização do orifício de saída do jato nas fotos do plano longitudinal do escoamento, conforme mostra a Figura 4.18.

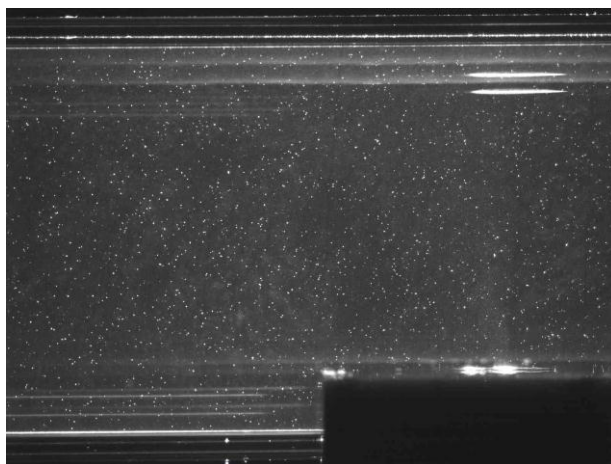


Figura 4.18 – Interferência do injetor nas imagens obtidas nos experimentos

4.4 EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA LIF

Com a técnica LIF os experimentos também foram realizados operando em circuito fechado. No entanto, desta vez a bomba centrífuga bombeou água destilada no circuito principal e o cilindro pneumático “bombeou” solução de Rodamina 6G em água destilada, com concentração de 20 $\mu\text{g/l}$, para o injetor. A solução foi preparada em uma bombona de 50 l adicionando-se 1 mg de Rodamina 6G a 50 l de água destilada. A Rodamina utilizada foi pesada em uma balança de capacidade máxima igual a 210 g e menor indicação de leitura igual a 0,1 mg, do fabricante Ohaus Corporation, da série Ohaus Explorer, modelo E02140. Após o preparo da solução, o cilindro pneumático foi enchido manualmente, com o cuidado para não entrar ar para dentro do cilindro. O tanque de acrílico foi enchido com aproximadamente 300 l de água destilada.

A concentração máxima de 20 $\mu\text{g/l}$ de Rodamina 6G, utilizada nos experimentos, foi determinada durante o processo de calibração, que será descrito mais adiante.

O traçador escolhido foi a Rodamina 6G, de fórmula molecular $\text{C}_{28}\text{H}_{31}\text{N}_2\text{O}_3\text{Cl}$, visto que este traçador é o mais indicado para medições de concentração, conforme recomendado por DANTEC DYNAMICS (2002) (ver item 3.2.3). A Rodamina 6G possui espectro de absorção de energia entre os comprimentos de onda 460 nm e 560 nm, com pico em 530 nm, o que a torna uma boa opção para os experimentos realizados com os lasers Nd:YAG ($\lambda = 532$ nm). Seu espectro de fluorescência por sua vez não apresenta um conflito espectral muito grande com o espectro de absorção, ficando na faixa entre 540 e 640 nm, com pico em 560 nm. Logo, a Rodamina 6G se excita com a incidência da luz laser, de cor verde, e ao voltar ao seu estado original emite luz a um

comprimento de onda mais longo que a do laser, de laranja-avermelhado. A Figura 3.14 ilustra o espectro de absorção e fluorescência da Rodamina 6G. Utilizou-se ainda, ao conjunto da câmera, um filtro passa banda alta de 570 nm, adquirido da própria Dantec Dynamics, responsável por bloquear o comprimento de onda da luz laser e deixar passar apenas a luz emitida pela fluorescência da Rodamina 6G.

Para tentar relacionar o campo de velocidades com o campo de concentração durante a caracterização da aspensão do jato em escoamento cruzado, procurou-se realizar os experimentos com LIF nas condições mais similares possíveis dos experimentos com PIV (tanto experimentais como de alinhamento e ajuste do sistema de medição).

Apenas algumas configurações relacionadas às próprias particularidades de cada técnica foram modificadas. A Tabela 4.3 apresenta um resumo dos principais parâmetros de configuração do laser e do sistema de controle da técnica LIF.

Tabela 4.3 – Configuração de parâmetros do sistema LIF

Tempo entre pulsos do laser	100000 μ s
Frequência do laser	10 Hz
Frequência de aquisição da câmera	10 Hz
Modo	Quadro único

Da mesma forma, considerando as condições experimentais, tentou-se reproduzir os mesmos V_r 's das corridas realizadas nos experimentos com PIV. No total foram realizadas sete corridas, durante as quais a velocidade do escoamento principal foi mantida constante e a velocidade do jato foi variada, gerando as seguintes razões de velocidade V_r 's: 3,2; 5,4; 7,9; 9,5; 11,5; 12,7 e 14,6.

A Figura 4.19 ilustra o momento de aquisição das imagens do jato em escoamento cruzado, para $V_r = 7,9$, com a técnica de Fluorescência Induzida a Laser. Na foto é possível visualizar a aspensão do jato no escoamento principal. Para cada corrida foram capturadas 1000 imagens.

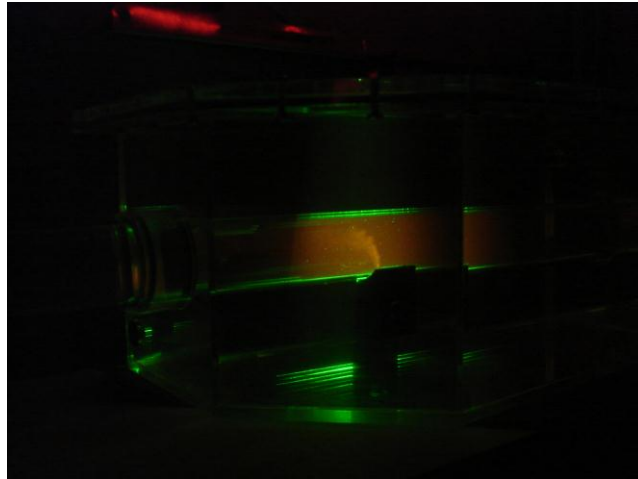


Figura 4.19 – Momento de aquisição de imagens com a técnica LIF

Como o circuito principal foi operado em circuito fechado, a cada corrida realizada a água do tanque de acrílico era contaminada com a solução de Rodamina 6G do jato. Logo, antes de cada corrida, foram obtidas 1000 imagens do escoamento principal (sem a injeção do jato) para gravar a condição “zero” do mesmo, antes da injeção do jato. Este procedimento foi feito para possibilitar que o fundo das imagens obtidas durante a injeção do jato fosse corrigido posteriormente durante a etapa de processamento.

Ao final dos experimentos com LIF mediu-se o perfil de velocidade do escoamento principal (sem a presença do jato) utilizando a técnica PIV. Para isto partículas traçadoras (esferas de vidro com revestimento de prata) tiveram que ser inseridas no tanque de acrílico. Além disso, foi necessário tirar da câmera o filtro passa banda alta de 570 nm e colocar um filtro passa banda baixa de 550 nm, adquirido da própria Dantec Dynamics, o qual deixava passar o comprimento de onda do laser e bloqueava o comprimento de onda da luz emitida pela Rodamina 6G. Após as medidas, obteve-se um perfil de velocidade praticamente desenvolvido com velocidade média da linha de centro do escoamento principal (U_c) muito próxima daquela obtida para os experimentos com PIV, ou seja, de aproximadamente 1,36 m/s.

Todos os experimentos com LIF foram realizados em um mesmo dia para garantir que todas as medidas fossem obtidas sob as mesmas condições experimentais e de alinhamento e calibração do sistema de medição, exceto, é claro, pela velocidade do jato.

A Tabela 4.4 mostra um resumo das sete corridas realizadas nos experimentos com LIF, bem como suas respectivas condições experimentais.

Tabela 4.4 – Condições experimentais dos experimentos com LIF

#	V _r	U _c (m/s)	Re _c	V _i (m/s)	Re _i	Re _{c,i}
1	3,2	1,36	58574,26	4,30	8524,03	2693,07
2	5,4			7,33	14517,58	
3	7,9			10,73	21243,50	
4	9,5			12,86	25459,69	
5	11,5			15,60	30891,09	
6	12,7			17,31	34272,66	
7	14,6			19,82	39238,95	

4.4.1 Calibração e alinhamento do sistema LIF

A calibração e o alinhamento são tão importantes para o sistema LIF quanto para o sistema PIV. Os procedimentos são exatamente os mesmos, com uma única diferença: além da calibração espacial, o sistema LIF requer uma curva de calibração de concentração versus intensidade fluorescente (ver item 3.2.5). Novamente todos os procedimentos foram feitos antes da aquisição das imagens dos experimentos e, uma vez realizados, os ajustes foram mantidos durante toda a seção de experimentos.

Da mesma forma que na técnica PIV, a calibração deve ser feita exatamente no local em que se deseja avaliar o escoamento. Então, devido às mesmas razões já descritas no item 4.3.1, utilizou-se o procedimento de autocalibração.

A caixa de calibração foi novamente utilizada, desta vez sem o alvo, e após gerada a curva de calibração, a câmera foi transladada no sentido negativo de y, dos mesmos 153 mm. A Figura 4.20 ilustra a disposição dos aparatos para a calibração do sistema LIF. Na figura é possível observar a caixa de calibração, sem o alvo de calibração, posicionada em cima da seção de teste.



Figura 4.20 – Disposição dos aparatos para calibração do sistema LIF

Tanto o alinhamento do laser como o ajuste da câmera mantiveram-se os mesmos: mesma distância da lente da câmera ao plano central do escoamento, espessura do plano de laser, abertura da lente da câmera e distância focal. Cabe lembrar que o filtro passa banda, adicionado ao conjunto da câmera nos experimentos com LIF (inclusive na calibração), não interfere na geometria da imagem. Como não houve nenhuma mudança, o fator de escala gerado na calibração espacial do sistema PIV foi utilizado para calibração espacial do sistema LIF.

A geração da curva de calibração consistiu em preencher toda a tubulação da caixa de calibração com uma solução de Rodamina 6G de concentração conhecida, incidir o plano de laser coincidente com o plano central da tubulação (plano de interesse) e adquirir as imagens da resposta fluorescente da Rodamina 6G. A Figura 4.21 mostra o momento de aquisição de imagens da resposta fluorescente da solução de Rodamina 6G para uma determinada concentração.

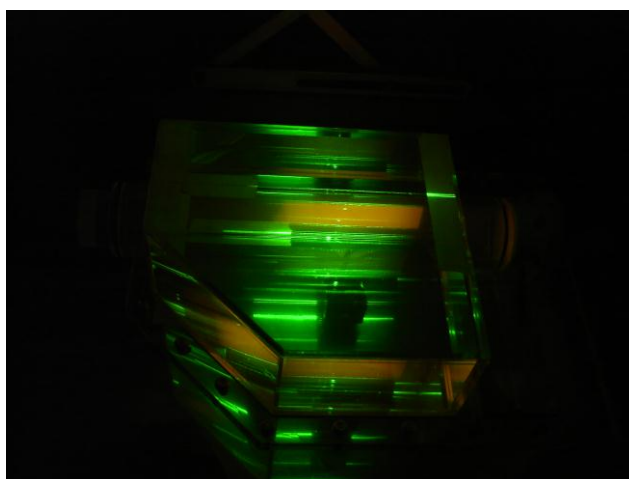


Figura 4.21 – Momento de aquisição de imagens para calibração do sistema LIF

Dez imagens foram adquiridas e processadas, gerando um valor médio de escala de cinza (em pixels) correspondente. Esse procedimento foi repetido para 12 concentrações diferentes, incluindo a concentração zero, conforme listado na Tabela 4.5. Todas as imagens foram obtidas para uma mesma potência de laser igual a aproximadamente 116 mJ. A Figura 4.22 mostra a média das imagens adquiridas para cada concentração amostrada. É interessante observar nas imagens o aumento da intensidade fluorescente com o aumento da concentração de traçador.

Tabela 4.5 – Tabela de calibração do sistema LIF

#	Concentração ($\mu\text{g/l}$)	Valor médio de escala de cinza (pixels)
1	0	27,1
2	1	33,9
3	2	43,7
4	4	60,3
5	6	81,4
6	8	96,5
7	10	121
8	12	136
9	14	155
10	16	173
11	18	197
12	20	217

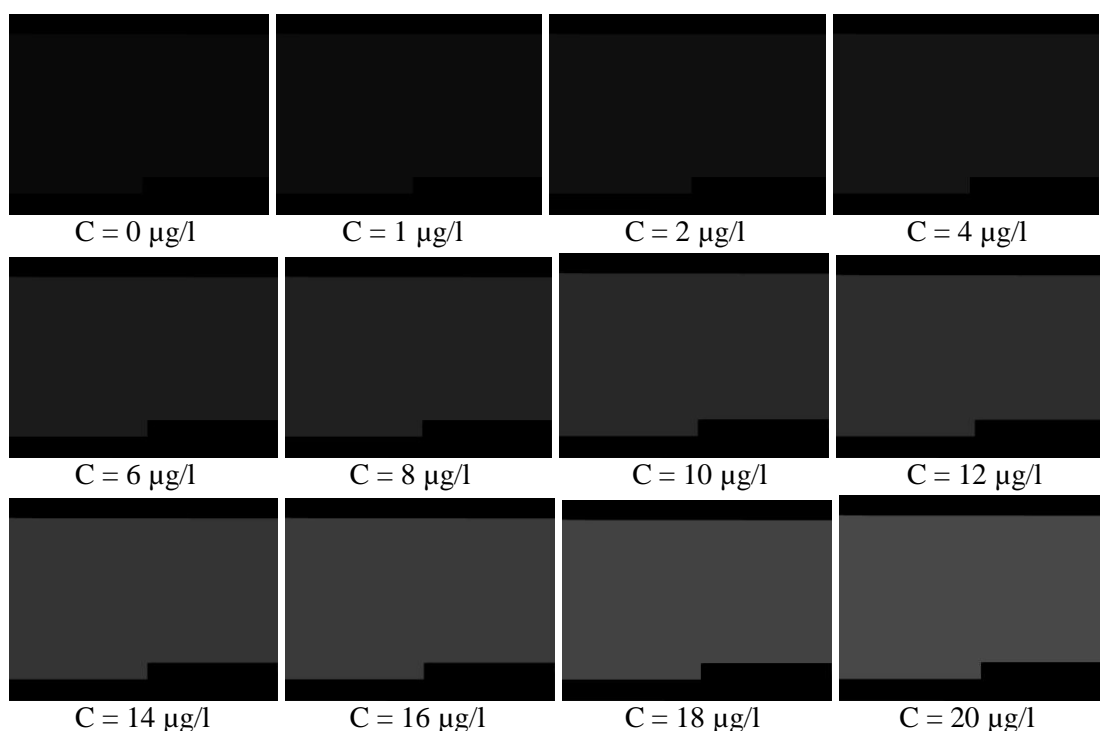


Figura 4.22 – Imagens de calibração do sistema LIF

Como resultado do processo de calibração obteve-se a curva de calibração, apresentada na Figura 4.23. Nota-se que o coeficiente de correlação (R) obtido foi de 0,9987, indicando que o sistema está respondendo em uma tendência linear à variação de concentração da solução de Rodamina 6G (conforme Eq. 3.18), sendo possível desta forma mapear satisfatoriamente a variação do campo de concentração do jato em escoamento cruzado durante os experimentos.

Para a concentração máxima de Rodamina 6G decidiu-se utilizar o valor de 20 $\mu\text{g/l}$ uma vez que este gerou uma boa resposta fluorescente, conforme observado nas imagens de calibração obtidas, e manteve-se na região linear da curva de calibração, conforme observado na Figura 4.23.

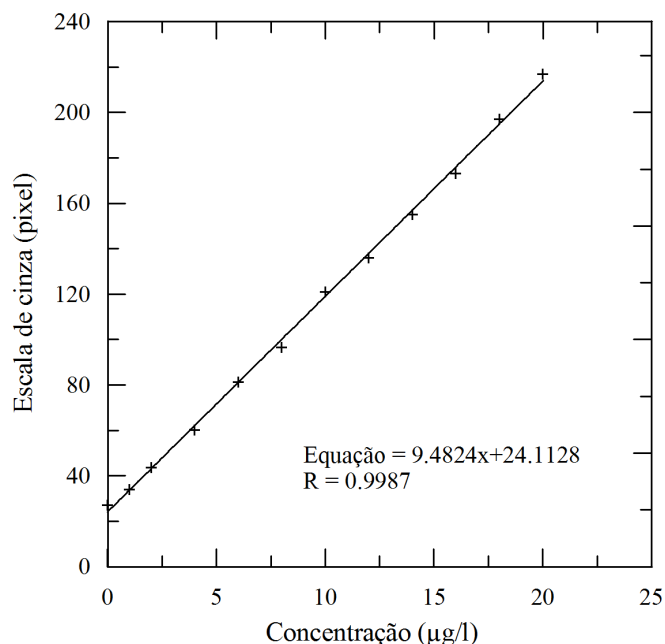


Figura 4.23 – Curva de calibração

4.4.2 Processamento das imagens do LIF

➤ Processamento das imagens de calibração

Como as imagens adquiridas apresentaram reflexo do filtro passa banda alta utilizado na câmera e das paredes do tubo, foi necessário tratar as imagens de calibração antes de processá-las. Desta forma, obteve-se a média das 10 imagens adquiridas. Posteriormente, definiu-se uma região de interesse (conhecida como ROI), descartando as paredes da tubulação e a região onde apareceria a interferência do injetor nas imagens adquiridas durante os experimentos. Cabe lembrar que a calibração foi feita com o auxílio da caixa de calibração, cuja tubulação não possuía o injetor. Já as imagens dos experimentos foram obtidas a partir da seção teste, a qual apresentava a interferência do injetor. Após gerada a ROI, anotou-se o valor médio da escala de cinza. Então, de cada uma das 10 imagens subtraiu-se a imagem média, para retirar os reflexos, e somou-se o valor médio da escala de cinza da ROI, para que as imagens não perdessem a informação da resposta fluorescente da solução de Rodamina 6G.

Uma nova média das 10 imagens foi obtida e passou-se uma máscara na imagem gerada para remover a região correspondente ao injetor. Como o injetor é uma caixa preta, ele influencia na área de intensidade fluorescente da imagem. Logo, comparar o valor médio da escala de cinza de uma imagem sem a interferência do injetor com o valor de uma imagem com interferência geraria resultados errôneos.

Este procedimento foi repetido para todas as imagens adquiridas durante o processo de calibração, obtendo-se assim uma imagem de calibração, com um valor médio de escala de cinza, para cada concentração, gerando então a curva de calibração.

➤ Processamento das imagens do experimento

Pelos mesmos motivos de reflexo descritos no processamento das imagens de calibração, as imagens obtidas durante os experimentos também precisaram ser tratadas. No entanto, a média inicial das imagens e a definição da ROI foram feitas com as 1000 imagens do escoamento principal (sem o jato), adquiridas antes de cada corrida com a presença do jato. Anotou-se então o valor médio da escala de cinza da imagem resultante. Posteriormente, de cada uma das 1000 imagens adquiridas com a presença do jato foi subtraída a imagem resultante da média inicial e adicionado o valor médio da escala de cinza.

Após o tratamento foi realizado o processamento das imagens capturadas com a injeção do jato. Nesta etapa, o fundo das imagens foi corrigido para compensar a contaminação ao longo dos experimentos. Este procedimento foi realizado definindo-se a intensidade fluorescente do fundo da imagem como concentração zero. Uma nova média foi realizada, desta vez das 1000 imagens já processadas, gerando o mapa de concentração média do escoamento, o qual será apresentado no capítulo seguinte.

Este procedimento foi realizado para todas as imagens obtidas durante as corridas dos experimentos com LIF.

4.5 ANÁLISE DE INCERTEZAS

Como em qualquer processo de medição existem erros e incertezas associados, todo trabalho experimental deve possuir uma investigação do grau de confiabilidade dos resultados obtidos. Logo, o objetivo deste item é apresentar as definições básicas deste assunto e mostrar o procedimento de estimativa de incerteza utilizado no presente

trabalho. Os conceitos e equações aqui descritos têm como base o Guia para a Expressão da Incerteza de Medição (ABNT e INMETRO, 2003).

O valor exato do erro de um resultado de uma medição é, em geral, desconhecido e impossível de se conhecer. No entanto, as incertezas associadas aos efeitos aleatórios e sistemáticos que contribuem para o erro podem ser analisadas.

A incerteza de um resultado de uma medição não é, necessariamente, uma indicação de quanto o resultado da medição está próximo do valor do mensurando (grandeza a ser medida). Ela é apenas uma estimativa de quanto se está próximo do valor que poderia ser razoavelmente atribuído ao mensurando.

Antigamente, as incertezas de uma medição eram classificadas em aleatórias e sistemáticas, sendo ambas de naturezas diferentes. Atualmente, essas incertezas são agrupadas em duas categorias, de acordo com o método utilizado para estimar seu valor numérico:

- Incertezas do Tipo A: incertezas que são avaliadas pela análise estatística de séries de observações
- Incertezas do Tipo B: incertezas que são avaliadas por outros meios

Cabe ressaltar que nem sempre existe uma simples correspondência entre a classificação Tipo A ou B e o caráter aleatório ou sistemático utilizado anteriormente. A incerteza associada a um efeito sistemático pode, em alguns casos, ser obtida por uma avaliação do Tipo A, enquanto que, em outros casos, por uma avaliação do Tipo B. O mesmo se aplica para a incerteza associada a um efeito aleatório.

Na maioria das vezes o mensurando G não é obtido diretamente. Normalmente N outras grandezas A_1, A_2, \dots, A_N são obtidas e a partir delas o mensurando é calculado através de uma relação funcional f :

$$G = f(A_1, A_2, \dots, A_n) \quad (4.2)$$

As grandezas de entrada A_1, A_2, \dots, A_N podem ser definidas como grandezas cujos valores e incertezas podem ser determinados diretamente na medição. Estes valores e incertezas podem ser obtidos a partir de: uma única observação, observações repetidas, julgamento baseado na experiência, podem envolver a determinação de correções a

leituras de instrumento e correções por conta de grandezas de influência (e.g., temperatura ambiente, pressão barométrica), etc.

Utilizando estimativas das grandezas de entrada a_1, a_2, \dots, a_n , para os valores das N grandezas A_1, A_2, \dots, A_N , na Equação 4.2, obtém-se uma estimativa do mensurando G , designada por g :

$$g = f(a_1, a_2, \dots, a_n) \quad (4.3)$$

Cada estimativa de entrada a_i e sua incerteza padrão associada $u(a_i)$ são obtidas de uma distribuição de valores possíveis da grandeza de entrada A_i . Essa distribuição de probabilidade pode ser baseada em uma série de observações de A_i (avaliações do Tipo A), ou pode ser uma distribuição a priori, baseada em outros meios (avaliações do Tipo B).

Nos casos de avaliação da incerteza padrão Tipo A, em geral, a melhor estimativa disponível da esperança ou valor esperado (μ_q) de uma grandeza q que varia aleatoriamente e para a qual n observações independentes q_k foram obtidas sob as mesmas condições de medição, é a média aritmética ou média \bar{q} das n observações:

$$\bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n q_k \quad (4.4)$$

Para uma grandeza de entrada A_i estimada a partir de n observações repetidas independentes $A_{i,k}$, a média aritmética de \bar{A}_i obtida pela Equação 4.4 é usada como estimativa de entrada a_i na Equação 4.3, para determinar o resultado da medição g , isto é, $a_i = \bar{A}_i$.

A variância experimental das observações, que estima a variância σ^2 da distribuição de probabilidade de q , é dada por:

$$s^2(q_k) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (q_k - \bar{q})^2 \quad (4.5)$$

A raiz quadrada positiva da variância experimental gera o desvio padrão experimental $s(q_k)$, o qual caracteriza a dispersão dos valores q_k em torno de sua média \bar{q} .

A estimativa da variância experimental da média, $\sigma^2(\bar{q}) = \sigma^2/n$, é dada por:

$$s^2(\bar{q}) = \frac{s^2(q_k)}{n} \quad (4.6)$$

A raiz quadrada positiva da variância experimental da média $s^2(\bar{q})$ caracteriza o desvio padrão experimental da média $s(\bar{q})$, sendo que tanto $s^2(\bar{q})$ como $s(\bar{q})$ podem ser usados como uma medida da incerteza de \bar{q} .

Logo, para uma grandeza de entrada A_i determinada por n observações repetidas e independentes $A_{i,k}$, a incerteza padrão $u(a_i)$ de sua estimativa $a_i = \bar{A}_i$ é $u(a_i) = s(\bar{A}_i)$, com $s^2(\bar{A}_i)$ calculada a partir da Equação 4.6.

Nos casos de avaliação da incerteza padrão Tipo B, onde a estimativa a_i de uma grandeza de entrada A_i não foi obtida através de observações repetidas, a variância estimada associada $u^2(a_i)$ ou a incerteza padrão $u(a_i)$ é avaliada considerando-se todas as informações disponíveis sobre a possível variabilidade de A_i . As informações podem incluir, por exemplo: dados de medições prévias, especificações do fabricante, resolução de uma indicação digital, dados fornecidos em certificados de calibração, entre outros.

Cabe ressaltar que uma avaliação do Tipo B da incerteza padrão pode ser tão confiável quanto uma avaliação do Tipo A, especialmente em uma situação de medição onde uma avaliação do Tipo A é baseada em um número comparativamente pequeno de observações estatisticamente independentes (ABNT e INMETRO, 2003).

Quando todas as grandezas de entrada são independentes, a incerteza padrão de g (estimativa de G) é obtida pela combinação apropriada de incertezas padrão das estimativas de entrada a_1, a_2, \dots, a_n . A incerteza padrão combinada $u_c(g)$ é dada por:

$$u_c(g) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial f}{\partial a_i} \right]^2 u^2(a_i)} \quad (4.7)$$

onde f é a função descrita pela Equação 4.2 e cada $u(a_i)$ é uma incerteza padrão calculada a partir da avaliação Tipo A ou Tipo B. A incerteza padrão combinada $u_c(g)$ é um desvio padrão estimado e caracteriza a dispersão dos possíveis valores do mensurando G . A Equação 4.7 também é conhecida como “lei de propagação da incerteza”.

Apesar de $u_c(g)$ ser bastante utilizada para expressar a incerteza de um resultado de medição, em alguns casos, é necessário dar uma medida de incerteza que defina um intervalo em torno do resultado da medição com o qual se espera abranger uma extensa fração p da distribuição de valores que poderiam ser razoavelmente atribuídos ao mensurando. Essa medida adicional de incerteza, representada por H , é denominada de “incerteza expandida”, e p é a “probabilidade de abrangência” ou “nível da confiança” do intervalo.

A incerteza expandida H pode ser obtida a partir da equação:

$$H = r u_c(g) \quad (4.8)$$

onde r é um fator de abrangência.

Desta forma, o resultado de uma medição pode ser expresso como:

$$G = g \pm H \quad \text{ou ainda} \quad g - H \leq G \leq g + H \quad (4.9)$$

O valor do fator de abrangência, r , deve ser escolhido com base no nível da confiança, p , requerido para o intervalo $g - H$ a $g + H$. Em geral, r estará entre 2 e 3. Neste caso, supondo uma distribuição normal, considerando $r = 2$, é produzido um intervalo tendo um nível de confiança de aproximadamente 95 por cento (para $p = 95\%$, $r = 1,96$) e considerando $r = 3$, é produzido um intervalo tendo um nível de confiança de aproximadamente 99 por cento (para $p = 99\%$, $r = 2,58$). No entanto, para aplicações especiais, r pode estar fora desta faixa. Maiores detalhes para definição de r , a partir do p desejado, podem ser encontrados no anexo G de ABNT e INMETRO (2003).

Uma estimativa da incerteza das medidas de velocidade e concentração realizadas durante os experimentos é apresentada a seguir.

➤ Incerteza das medidas de velocidade de injeção do jato

As medidas de velocidade do jato foram obtidas a partir de duas grandezas de entrada não correlacionadas, o deslocamento do pistão (Δx_p) e o tempo de deslocamento do pistão (Δt_p), os quais foram medidos a partir de uma régua e um cronômetro, respectivamente. Desse modo, conforme Equação 4.1, a relação funcional de V_j com as grandezas de entrada medidas é dada por:

$$V_j = \gamma V_p = \gamma \frac{\Delta x_p}{\Delta t_p} \quad \text{onde,} \quad \gamma = \frac{A_p}{A_j} = \left(\frac{200}{2} \right)^2 = 1000 \quad (4.10)$$

Utilizando a lei de propagação da incerteza (Eq. 4.7) e estimando a incerteza padrão das grandezas de entrada $u(\Delta x_p)$ e $u(\Delta t_p)$ como a metade da menor divisão da escala dos equipamentos utilizados durante a medição, obtém-se a seguinte equação para a incerteza padrão combinada de V_j :

$$u_c(V_j) = \sqrt{\left(\frac{\partial V_j}{\partial \Delta x_p}\right)^2 u^2(\Delta x_p) + \left(\frac{\partial V_j}{\partial \Delta t_p}\right)^2 u^2(\Delta t_p)} \quad (4.11)$$

Realizando as derivadas:

$$u_c(V_j) = \sqrt{\left(\gamma \frac{1}{\Delta t_p}\right)^2 u^2(\Delta x_p) + \left(-\frac{\gamma \Delta x_p}{\Delta t_p^2}\right)^2 u^2(\Delta t_p)} \quad (4.12)$$

onde $u(\Delta x_p)$ e $u(\Delta t_p)$ possuem os valores de 0,5 mm e 0,5 segundos, respectivamente.

A Tabela 4.6 e 4.7 mostram os valores calculados de $u_c(V_j)$ para as medidas de velocidade do jato obtidas durante os experimentos realizados com a técnica PIV e com a técnica LIF, respectivamente:

Tabela 4.6 – Incerteza padrão combinada de V_j para os experimentos com PIV

Experimentos com a técnica PIV				
Vr	V_j	Δx_p (m)	Δt_p (s)	u_c(V_j) (m/s)
3,4	4,65	0,40	860,00	0,01
5,3	7,23	0,75	1037,00	0,01
7,6	10,35	0,85	821,00	0,01
9,4	12,84	0,85	662,00	0,01
11,6	15,80	0,85	538,00	0,02
12,7	17,31	0,85	491,00	0,02
14,4	19,58	0,85	434,00	0,03

Tabela 4.7 – Incerteza padrão combinada de V_j para os experimentos com LIF

Experimentos com a técnica LIF				
Vr	V_j	Δx_p (m)	Δt_p (s)	u_c(V_j) (m/s)
3,2	4,30	0,30	697,00	0,01
5,4	7,33	0,33	450,00	0,01
7,9	10,73	0,28	261,00	0,03
9,5	12,86	0,32	245,00	0,03
11,5	15,60	0,39	250,00	0,04
12,7	17,31	0,45	260,00	0,04
14,6	19,82	0,43	217,00	0,05

Observa-se, a partir das tabelas acima, que o valor máximo da incerteza padrão combinada associada às medidas de velocidade do jato, obtidas durante os experimentos, foi de 0,05 m/s.

➤ Incerteza das medidas de velocidade realizadas com a técnica PIV

A incerteza associada às medições com PIV é uma função muito complexa incluindo vários parâmetros. Esses parâmetros, bastante discutidos durante a apresentação desta técnica no item 3.1, incluem o diâmetro da imagem da partícula, o deslocamento da partícula, a densidade da partícula e os gradientes de velocidade. Apesar de existirem vários estudos sobre o impacto desses parâmetros na incerteza das medidas com esta técnica, devido à tamanha complexidade, raramente observa-se o emprego de todos estes parâmetros na análise de incertezas das medidas obtidas. Alguns pesquisadores apresentaram um estudo bastante detalhado do assunto como TIMMINS et. al (2010), ITTC (2008), YASHAR e DOMANSKI (2009).

No presente trabalho, a estimativa da incerteza das medidas de velocidade, obtidas através da técnica PIV, foi baseada no mínimo deslocamento detectado pelo programa durante os experimentos.

Segundo TIMMINS et. al (2010), o cálculo da velocidade nas medições com PIV vem da hipótese de que:

$$V = \frac{dx}{dt} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (4.13)$$

Sendo que a incerteza em V pode vir tanto do deslocamento das partículas, Δx , como da diferença de tempo, Δt , entre duas imagens.

Utilizando a lei de propagação da incerteza (Eq. 4.7) e considerando que as grandezas de entrada Δx e Δt não estão correlacionadas, obtém-se a seguinte equação para a incerteza padrão combinada de V:

$$u_c(V) = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial \Delta x}\right)^2 u^2(\Delta x) + \left(\frac{\partial V}{\partial \Delta t}\right)^2 u^2(\Delta t)} \quad (4.14)$$

onde $u(\Delta x)$ e $u(\Delta t)$ são as incertezas padrão associadas às grandezas Δx e Δt , respectivamente.

Como a incerteza de Δt é muito pequena, visto que este parâmetro é controlado remotamente pelo computador, a incerteza padrão combinada da velocidade torna-se proporcional à incerteza do deslocamento da partícula, conforme:

$$u_c(V) = \left(\frac{1}{\Delta t} \right) u(\Delta x) \quad (4.15)$$

Para se estimar o valor de $u(\Delta x)$, realizou-se uma análise sub-pixel, disponível no próprio programa da Dantec Dynamics, para uma das corridas do escoamento com jato e obteve-se a menor resolução sub-pixel detectada pelo programa, igual a 0,05 pixels, que corresponde a $2,17 \times 10^{-6}$ m (conforme correlação do programa). Considerando a incerteza do deslocamento como a metade da resolução do programa, obtém-se $u(\Delta x)$ igual a $1,09 \times 10^{-6}$ m.

A diferença de tempo entre duas imagens (Δt), utilizada durante os experimentos, foi de 170 μ s nos casos de escoamento com jato e de 200 μ s para os escoamentos sem o jato (medição de U_c), conforme descrito no item 4.3.

Substituindo-se, então, $u(\Delta x)$ e Δt (igual a 170 μ s ou 200 μ s) na Eq. 4.15, obteve-se o valor de 0,01 m/s para a incerteza padrão combinada das velocidades medidas com a técnica PIV.

➤ Incerteza das medidas realizadas com a técnica LIF

As incertezas associadas à técnica LIF são provenientes de variações na potência do laser, não uniformidades na iluminação do plano de laser, ruídos de fundo e incertezas no preparo da solução fluorescente. De acordo com DANTEC DYNAMICS (2002), a incerteza nas medições de concentração é bastante dependente da estabilidade da curva de calibração e o valor quadrático médio do sinal fluorescente é suficiente para descrever isso. Como consequência, a incerteza da concentração absoluta $u(C)$ pode ser descrita pela fórmula DANTEC DYNAMICS (2002):

$$u(C) = 1,96 \frac{\text{Rms}(F_{\text{linear}})}{\alpha_c} \quad (4.16)$$

onde F_{linear} é a intensidade fluorescente pertencente à faixa linear da curva de calibração e α_c é o coeficiente angular da curva de calibração (maiores detalhes ver item 3.2.4).

O valor de Rms (F_{linear}) para cada conjunto de 10 imagens, adquiridas para cada ponto da curva de calibração, foi fornecido pelo próprio programa e encontra-se

apresentado na Tabela 4.8. Utilizando os valores de Rms (F_{linear}), o coeficiente angular da curva de calibração ($\alpha_c = 9,4824$ – Figura 4.23) e a Equação 4.16 acima, obteve-se a incerteza associada a cada ponto da curva de calibração, conforme mostra a Tabela 4.8. Observa-se, na tabela, que a incerteza máxima associada às medidas de concentração absoluta realizadas através da técnica LIF foi de $0,028 \mu\text{g/L}$.

Tabela 4.8 – Incerteza associada às medidas de concentração absoluta

Concentração ($\mu\text{g/L}$)	Rms(F_{linear})	u(C) ($\mu\text{g/L}$)
0	0,000	0,000
1	0,048	0,010
2	0,016	0,003
4	0,000	0,000
6	0,039	0,008
8	0,135	0,028
10	0,000	0,000
12	0,062	0,013
14	0,000	0,000
16	0,025	0,005
18	0,002	0,000
20	0,028	0,006

O valor relativamente baixo obtido para a incerteza da concentração, em relação a valores normalmente apresentados por outros autores, deve-se principalmente ao tratamento das imagens de calibração, conforme detalhado no item 4.4.2 deste trabalho, antes da geração da respectiva curva.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1 RESULTADOS DOS EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA PIV

5.1.1 Linhas de corrente

Os experimentos realizados com a técnica PIV confirmaram a presença de três importantes regimes de escoamento conforme definido por PAN e MENG (2001): (i) o regime de impacto do jato, que ocorre para os V_r 's maiores, (ii) o regime de mistura do jato, que ocorre para os V_r 's intermediários e (iii) o regime de parede, que ocorre para os V_r 's menores.

Esses regimes podem ser observados a partir das Figuras 5.1 a 5.7, as quais mostram os gráficos das linhas de corrente obtidas a partir do campo de velocidades médias para todos os V_r 's, variando entre 3 e 15, estudados experimentalmente. Através destes gráficos, verifica-se que o aumento do V_r provoca um aumento correspondente da penetração do jato no escoamento principal, conforme consenso dos pesquisadores da área.

Para os V_r 's mais altos, $V_r = 14,4$, $12,7$ e $11,6$, o jato emerge no escoamento principal com grande fluxo de momento e atinge diretamente a parede oposta da tubulação. Já para os V_r 's intermediários, $V_r = 7,6$ e $5,3$, o jato se curva tendendo a se alinhar ao escoamento principal. No caso de $V_r = 9,4$, o escoamento provavelmente encontra-se em transição do regime de impacto para o regime de mistura. Observa-se que apesar do jato não emergir diretamente na parede superior da tubulação, ele se concentra bem acima da linha de centro da tubulação, chegando a tocar a parede superior em alguns pontos. Para o menor V_r estudado, $V_r = 3,4$, o desenvolvimento do jato se concentra na parte inferior da tubulação, bem abaixo da linha de centro da mesma, mostrando a tendência do jato em formar um filme na parede para V_r 's ainda menores. Acredita-se então que o escoamento para $V_r = 3,4$ seria uma transição entre o regime de mistura e o regime de parede.

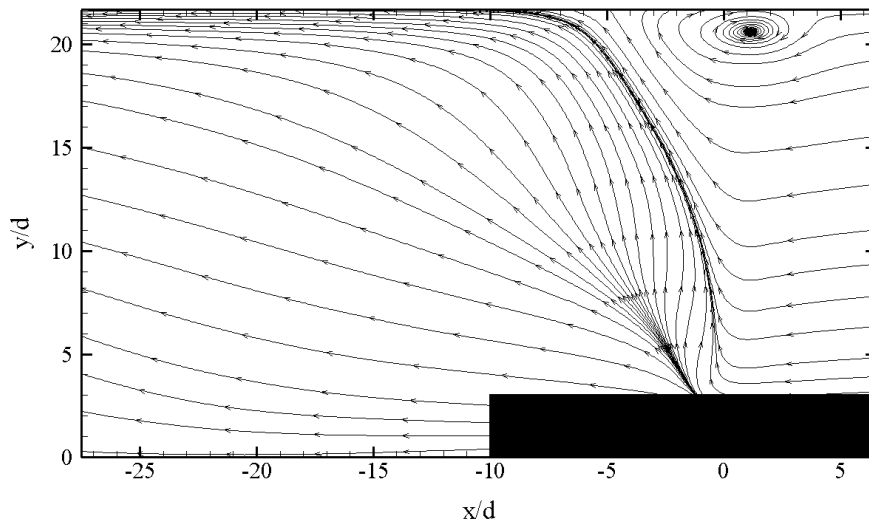


Figura 5.1 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 14,4$

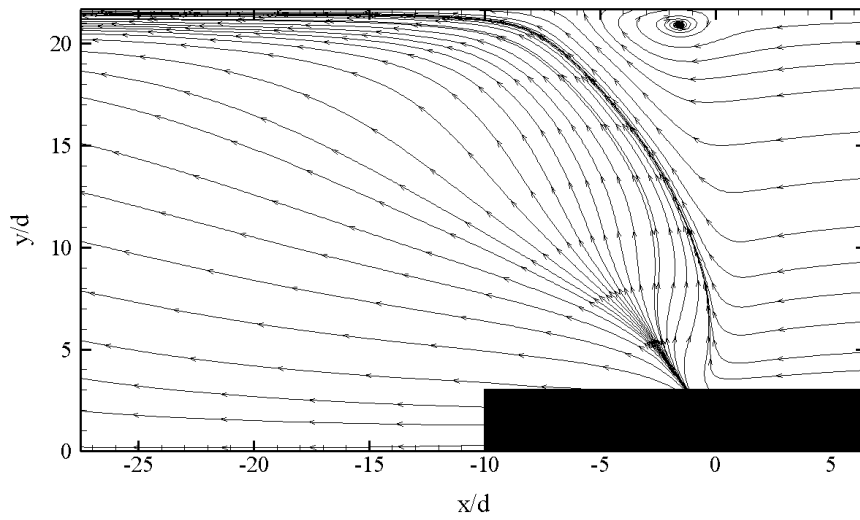


Figura 5.2 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 12,7$

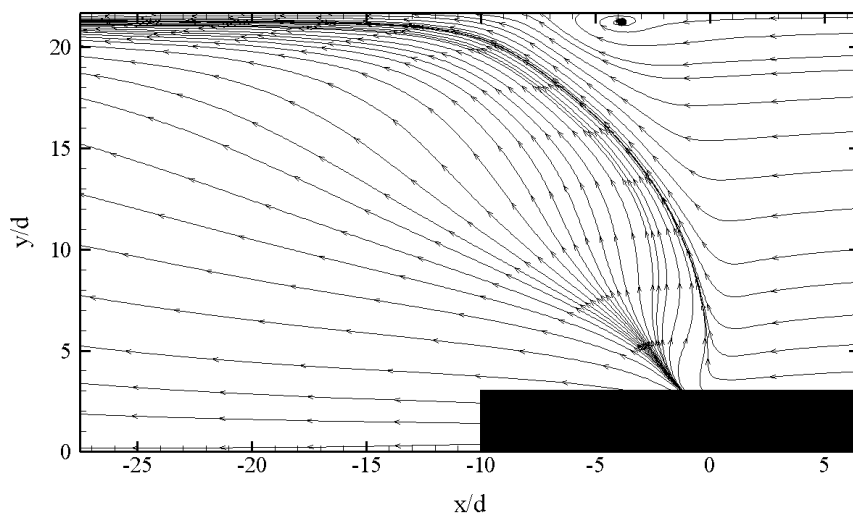


Figura 5.3 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 11,6$

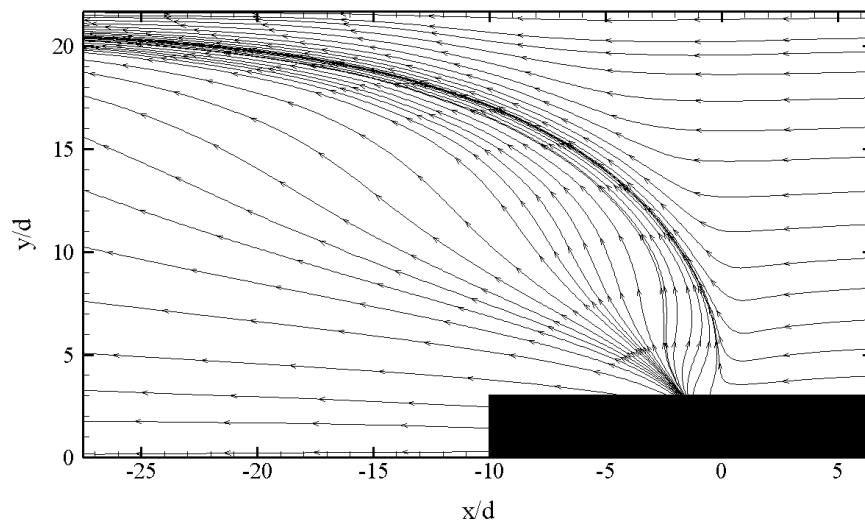


Figura 5.4 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 9,4$

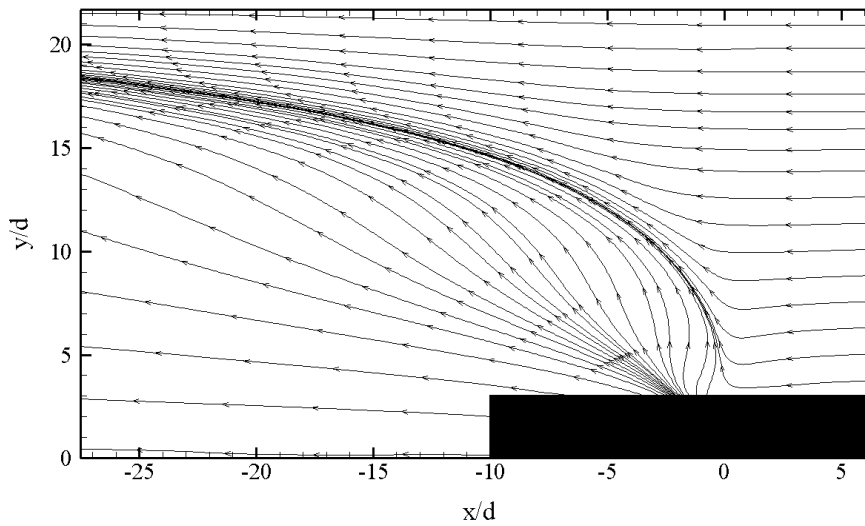


Figura 5.5 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 7,6$

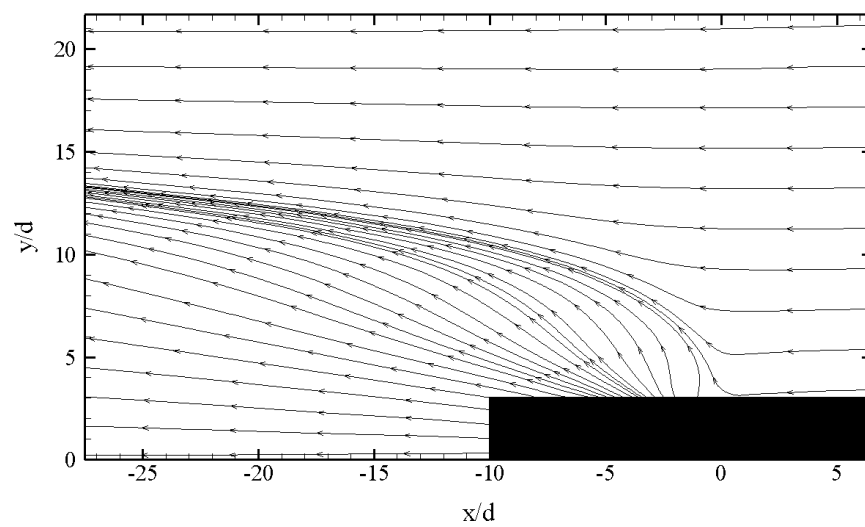


Figura 5.6 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 5,3$

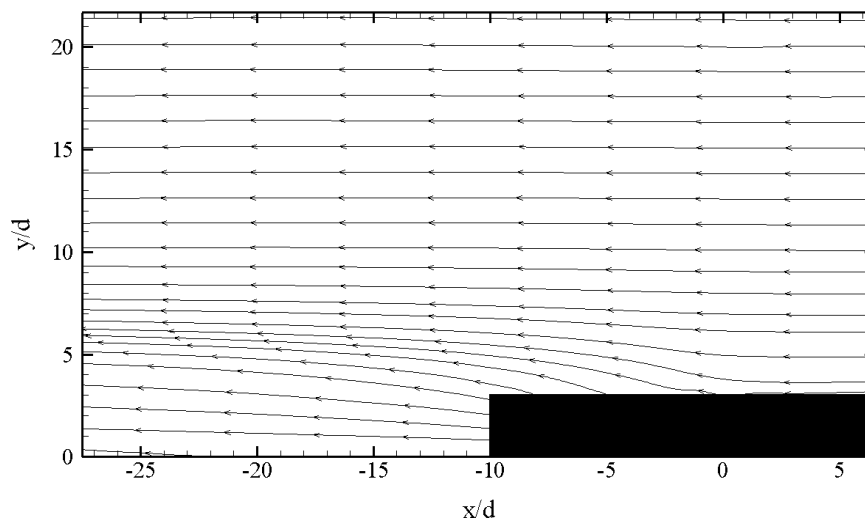


Figura 5.7 – Linhas de corrente para o campo de velocidades médias para $V_r = 3,4$

5.1.2 Trajetória do jato baseada nas medidas de velocidade

Alguns pesquisadores, como exemplo KEFFER e BAINES (1963) e NEW et al. (2006), definem a trajetória do jato como a linha de corrente traçada a partir do centro do orifício de saída do jato. Já outros estudiosos, como KAMOTANI e GREBER (1972) e SHERIF e PLETCHER (1989), definem essa trajetória como a localização dos pontos de máxima velocidade no plano central do escoamento.

No presente estudo procurou-se definir a trajetória do jato a partir dos pontos de maior valor do módulo da velocidade média no plano central do escoamento. A Figura 5.8 apresenta as trajetórias obtidas para cada V_r . A partir das trajetórias, foi possível observar que os únicos V_r 's que efetivamente penetraram no centro do escoamento principal, sem contudo se concentrar na parte superior ou inferior da tubulação, foram os V_r 's 7,6 e 5,3. Outros gráficos e imagens que serão apresentados neste capítulo contribuirão para confirmar esta observação.

Conforme descrito na revisão bibliográfica (Capítulo 2), vários autores acreditam que o melhor parâmetro de normalização das coordenadas do escoamento é “ $V_r D$ ” e sugerem a seguinte correlação para prever a trajetória do jato:

$$\frac{y}{V_{rd}} = A \left(\frac{x}{V_{rd}} \right)^B \quad (5.1)$$

Segundo PAN e MENG (2001) e NEW et al. (2006), normalizando as coordenadas com

o parâmetro “Vrd”, obtém-se uma sobreposição das trajetórias do jato para os diferentes Vr’s.

As trajetórias obtidas no presente trabalho foram então normalizadas por “Vrd” e foram gerados os gráficos $\log(x/Vrd) \times \log(y/Vrd)$, os quais estão apresentados na Figura 5.9. Nos gráficos observa-se a tendência de sobreposição das curvas, com exceção do caso de $Vr = 3,4$. A reta vermelha representa o ajuste linear realizado para a trajetória de $Vr = 9,4$, mostrando a adequação da Equação 5.1 para representação desta trajetória. A Tabela 5.1 mostra os coeficientes A e B (Eq. 5.1) calculados para a trajetória de cada Vr, bem como os respectivos coeficientes de correlação, R. Desconsiderando os resultados para $Vr = 3,4$, visto que neste caso a trajetória do jato não se sobrepôs às outras e nem houve um bom ajuste da correlação utilizada ($R = 0,9392$), observa-se que $1,65 < A < 1,78$ e $0,26 < B < 0,32$. A Tabela 5.2 mostra que esses valores encontram-se em conformidade com os dados da literatura para os casos onde a trajetória do jato foi definida a partir da análise do campo de velocidades do escoamento (linha de corrente ou máxima velocidade). Segundo a literatura, $1,36 < A < 2,05$ e $0,25 < B < 0,40$.

No caso de $Vr = 3,4$, como a trajetória do jato foi definida como a localização dos pontos de máxima velocidade, nas localizações mais a jusante do ponto de injeção do jato, as máximas velocidades deixam de ocorrer exatamente onde o jato se encontra e passam a ocorrer mais para o centro da tubulação. Esse comportamento pode ser visualizado através do mapa de linha de contorno do módulo da velocidade média para $Vr = 3,4$ (Fig. 5.42), que será apresentado mais adiante. Talvez fosse interessante, neste caso, definir a trajetória através da linha de corrente. No entanto, no presente trabalho, não foi possível realizar esta análise, devido à interferência do injetor, a qual impediu que fosse traçada uma linha de corrente exatamente a partir do centro do orifício de saída do jato.

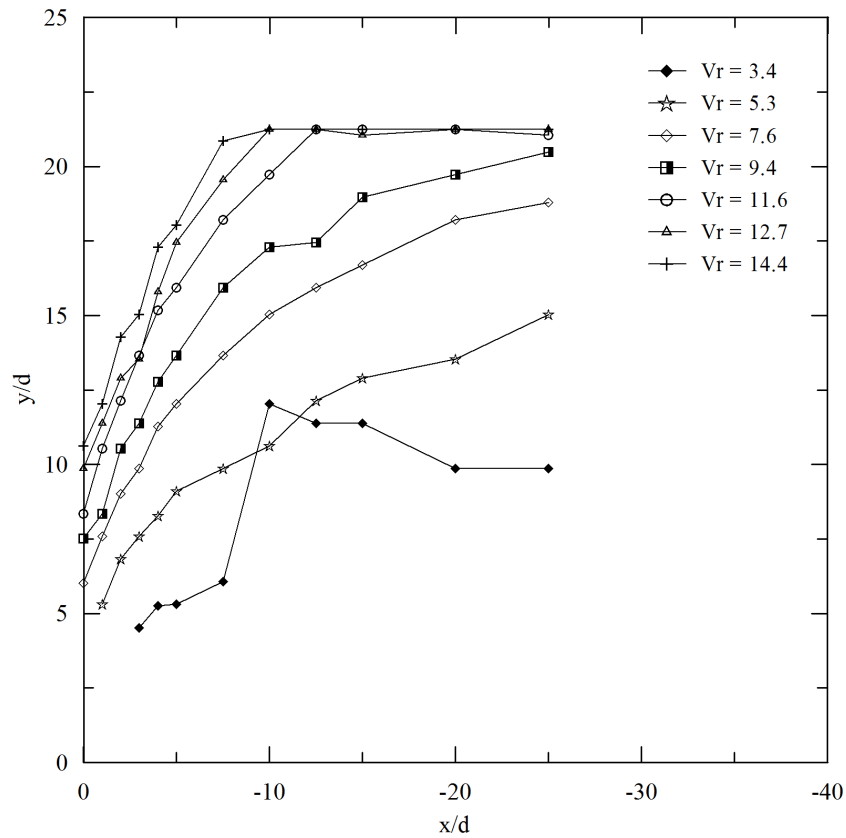


Figura 5.8 – Trajetória do jato baseada nas medidas de velocidade

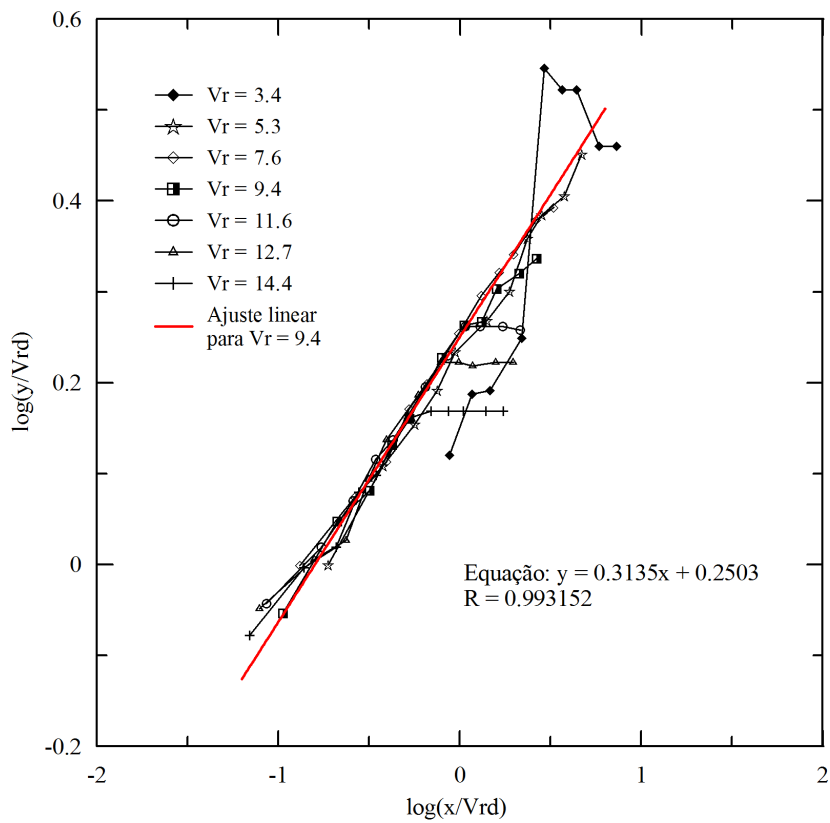


Figura 5.9 – Trajetória do jato baseada na velocidade e normalizada por V_{rd}

Tabela 5.1 – Coeficientes da equação de trajetória do jato baseada na velocidade

Vr	A	B	R
14,4	1,65	0,26	0,9817
12,7	1,72	0,28	0,9663
11,6	1,76	0,28	0,9942
9,4	1,78	0,31	0,9932
7,6	1,78	0,30	0,9955
5,3	1,71	0,32	0,9949
3,4	1,40	0,30	0,9392

Tabela 5.2 – Coeficientes da equação de trajetória do jato encontrados na literatura

Autor	A	B	Definição da trajetória do jato
PRATTE e BAINES (1967)	2,05	0,28	linha de corrente
NEW et al. (2006)	1,65	0,25	linha de corrente (jato com perfil de velocidade em degrau)
	1,96	0,31	linha de corrente (jato com perfil de velocidade parabólico)
SU e MUNGAL (2004)	1,92	0,34	linha de corrente (orifício de injeção protuberante)
	1,92	0,34	velocidades máximas (orifício de injeção protuberante – $y > 1,3rd$)
	1,36	0,40	velocidades máximas (orifício de injeção protuberante – $y < 1,3rd$)

5.1.3 Campos vetoriais de velocidades instantâneas

Conforme descrito no Capítulo 2 (Revisão Bibliográfica), são quatro as principais estruturas coerentes que caracterizam o problema de JEC: (i) os vórtices da camada cisalhante, (ii) os vórtices em forma de ferradura, (iii) o par de vórtices contra-rotativos (PVC) e (iv) os vórtices de esteira.

A melhor forma de analisar qualitativamente ou quantitativamente os vórtices em forma de ferradura seria através de imagens adquiridas a partir de uma vista superior do escoamento, para $y/d = 0$. Já o par de vórtices contra-rotativos seria melhor analisado a partir de imagens do plano transversal do escoamento. Como o presente estudo se concentrou na aquisição e análise de imagens adquiridas no plano longitudinal do escoamento, a discussão sobre as estruturas coerentes abrangerá apenas os vórtices da camada cisalhante e os vórtices de esteira, os quais são possíveis observar a partir de imagens deste plano.

Como a formação das estruturas coerentes do jato em um determinado local ocorre de forma intermitente, a visualização dos vórtices torna-se mais fácil através do campo

de velocidades instantâneas do que através do campo de velocidades médias, no qual a maioria dos resultados que serão apresentados neste capítulo foi baseada.

As Figuras 5.10 a 5.16 mostram o campo vetorial de velocidades instantâneas para todos os V_r 's dos experimentos. A partir das imagens do campo vetorial para $V_r = 14,4$, $12,7$, $11,6$, $9,4$, e $7,6$ (Fig. 5.10 – 5.14) é possível observar a existência dos vórtices da camada cisalhante, indicados através das setas brancas a montante do jato, que se encontram na interface entre o jato e o escoamento. Observa-se ainda que para $V_r = 14,4$, $12,7$ e $11,6$ existe um vórtice que ocorre sempre na parte superior do jato, próximo à parede da tubulação. Esse vórtice, que a princípio seria um vórtice da camada cisalhante (ocorre na interface jato-escoamento cruzado), parece possuir bastante influência da parede superior da tubulação visto que ele aparece com bastante intensidade apenas para os casos de regime de impacto do jato.

As imagens do campo vetorial para $V_r = 14,4$, $12,7$, $11,6$ e $9,4$ (Fig. 5.10 – 5.13) apresentaram alguns conjuntos de vetores com direções semelhantes àquelas do movimento dos vórtices de esteira, conforme indicado pelas setas brancas a jusante do jato. De acordo com FRIC e ROSHKO (1994) os vórtice de esteira são geralmente inclinados em relação à direção inicial do jato e se estendem da parede de injeção até o jato defletido, se alongando conforme a trajetória do jato vai se afastando da parede. Os autores afirmam ainda que para velocidades maiores esse efeito é mais acentuado, conforme foi verificado no presente trabalho, nas imagens para $V_r = 14,4$ e $12,7$.

O campo vetorial instantâneo para o caso de $V_r = 5,3$ (Fig. 5.15) não apresentou uma boa visualização. Isto provavelmente ocorreu, pois para os V_r 's menores ($V_r = 3,4$ e $5,3$) foram utilizadas janelas de interrogação de tamanho final menor do que para os outros V_r 's. Como consequência foi gerada uma maior quantidade de vetores na imagem (com direções variadas), dificultando a visualização de cada vetor individualmente. No caso de $V_r = 3,4$ (Fig. 5.16), a visualização não ficou tão comprometida, porque, como o jato não afeta tanto o escoamento principal como nos outros casos, o campo vetorial também não é tão complexo. No entanto, ainda assim, não foi possível visualizar algum vórtice com clareza.

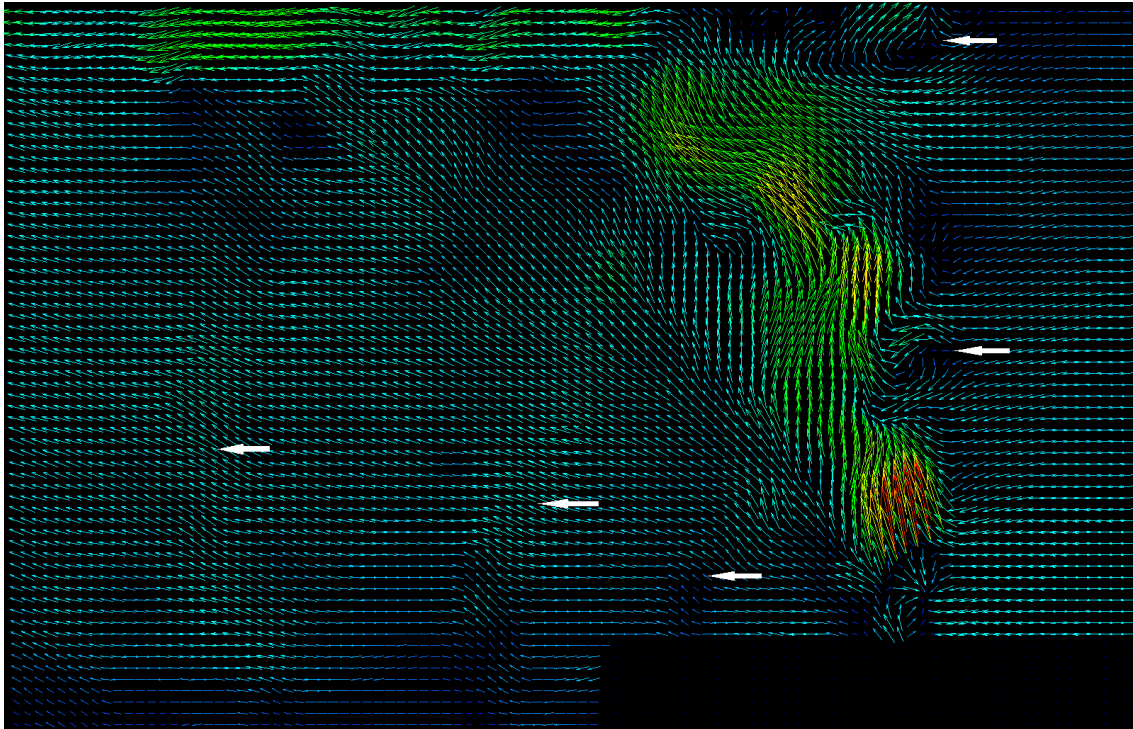


Figura 5.10 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 14,4$

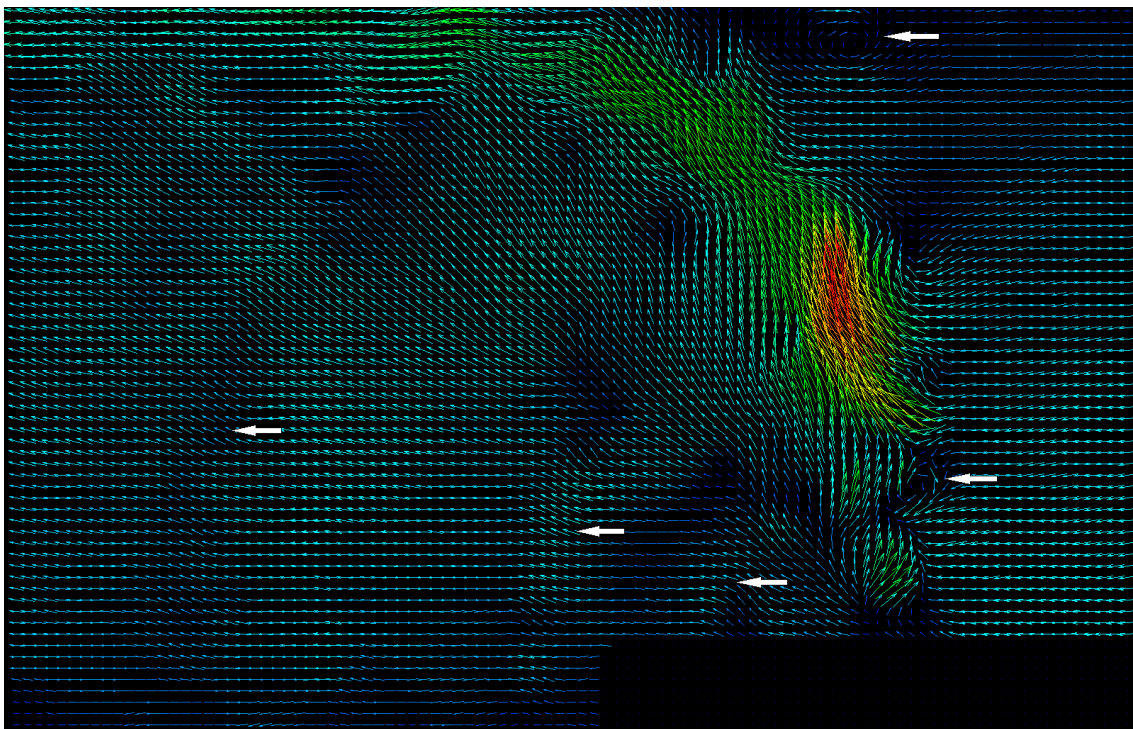


Figura 5.11 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 12,7$

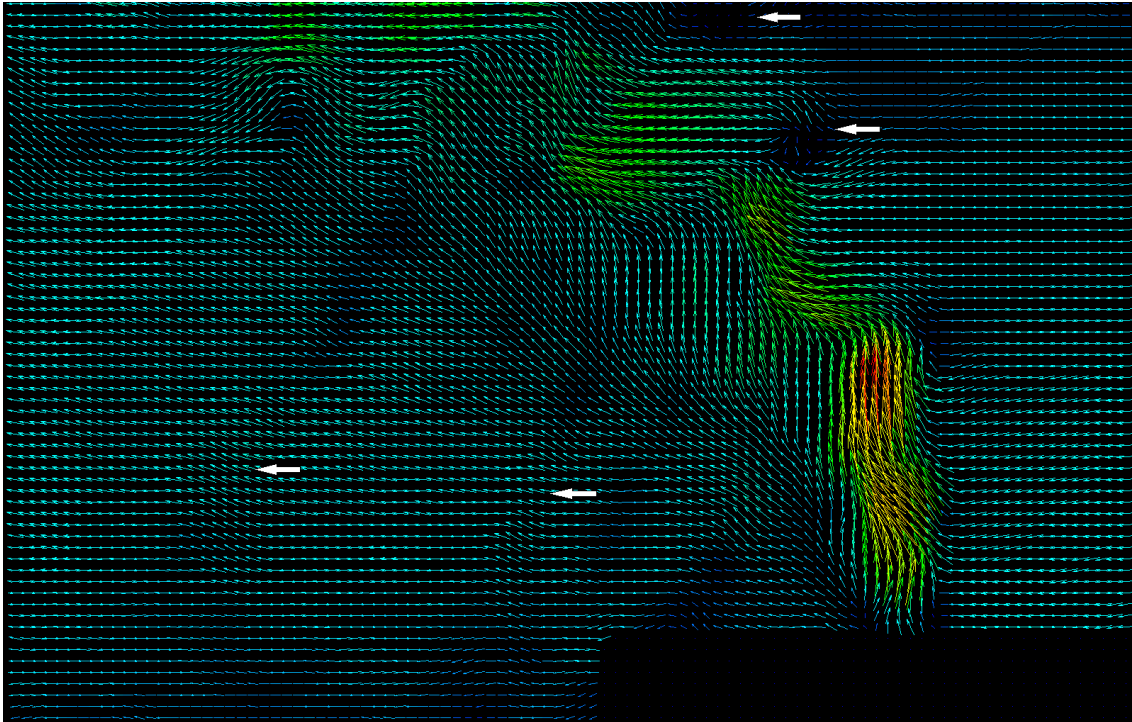


Figura 5.12 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 11,6$

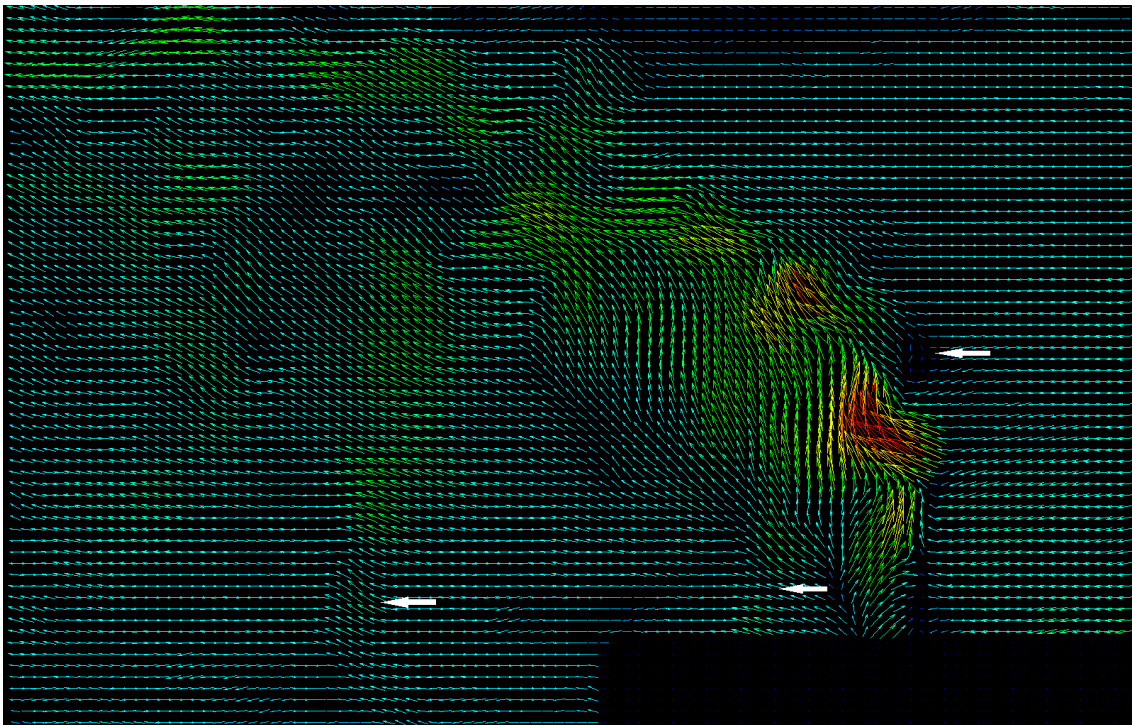


Figura 5.13 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 9,4$

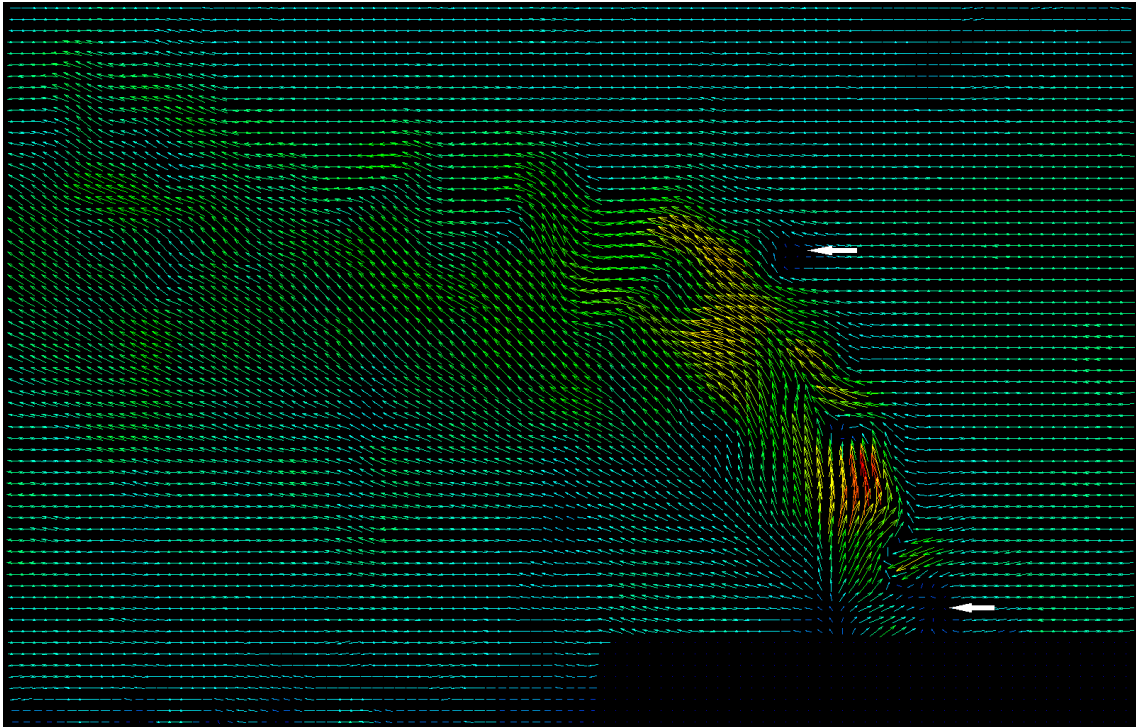


Figura 5.14 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 7,6$

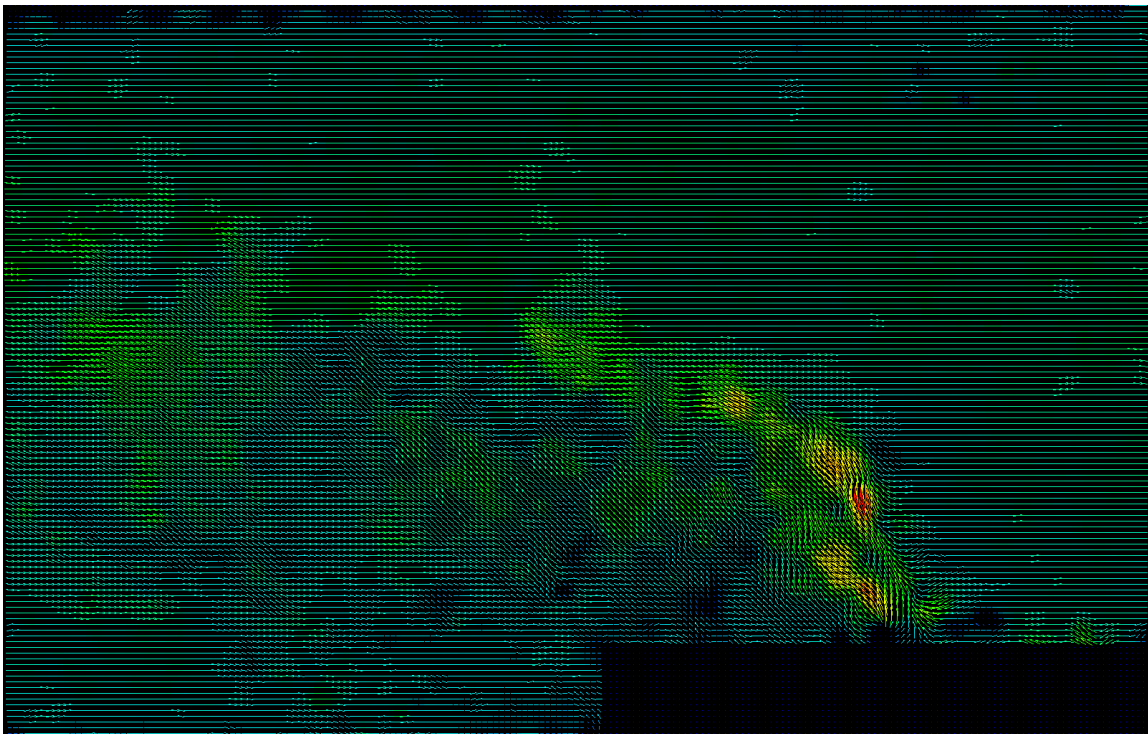


Figura 5.15 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 5,3$

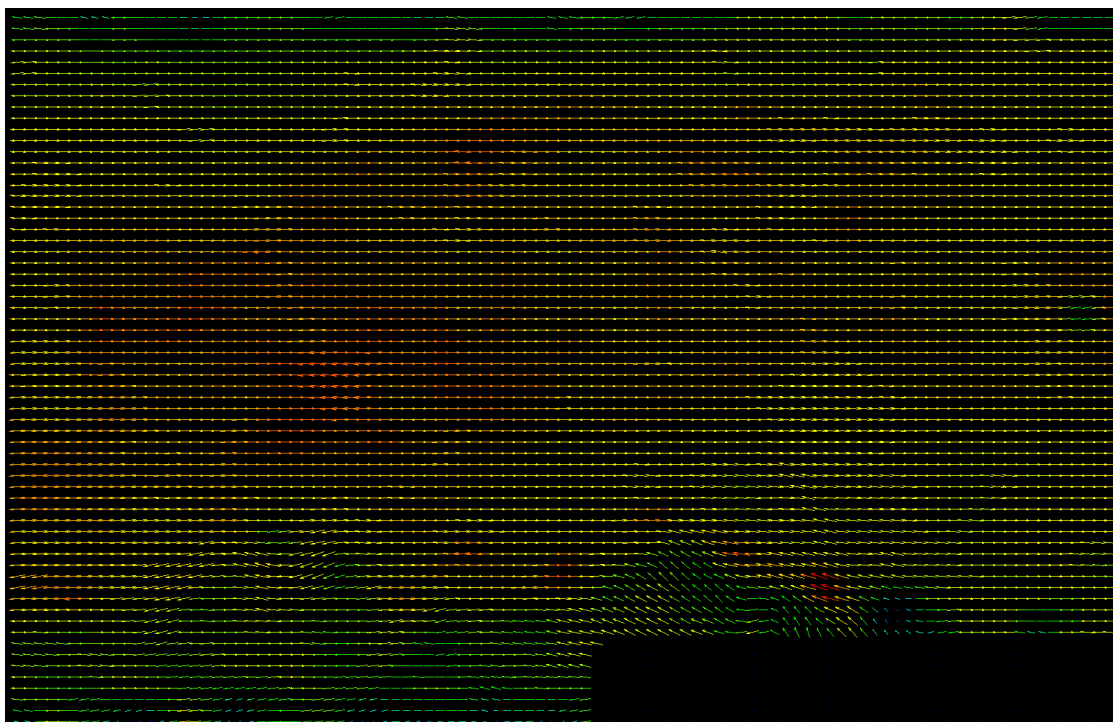


Figura 5.16 – Campo de velocidades vetoriais instantâneas para $V_r = 3,4$

5.1.4 Módulo da velocidade média

As Figuras apresentadas nesta seção mostram os gráficos do módulo da velocidade média adimensionalizado por U_c , para cada V_r . O comportamento desta variável pode ser apresentado de várias formas.

O primeiro gráfico apresentado para cada V_r (Fig. 5.17, 5.23) é o campo de velocidade vetorial média, que é nada mais que a média aritmética dos 1000 campos de velocidade vetorial instantânea (e.g., Fig. 5.10 – 5.16) obtidos a partir do processamento das 1000 imagens adquiridas nos experimentos para cada V_r .

Nos gráficos do campo de velocidade vetorial média também se observa a presença constante de um forte vórtice na interface entre o jato e o escoamento, colado à parede superior da tubulação, para os $V_r = 14,4$, $12,7$ e $11,6$, conforme comentado anteriormente. A presença deste vórtice é tão constante que aparece de forma bem nítida não só nos gráficos de velocidade instantânea como também nos gráficos de velocidade média. O módulo da velocidade média adimensional (U/U_c , onde $U_c = 1,36$) pode ser observado a partir da legenda de cores localizada na lateral dos gráficos. Nota-se que para todos os V_r 's os maiores módulos de velocidade encontram-se sempre na região central do jato defletido.

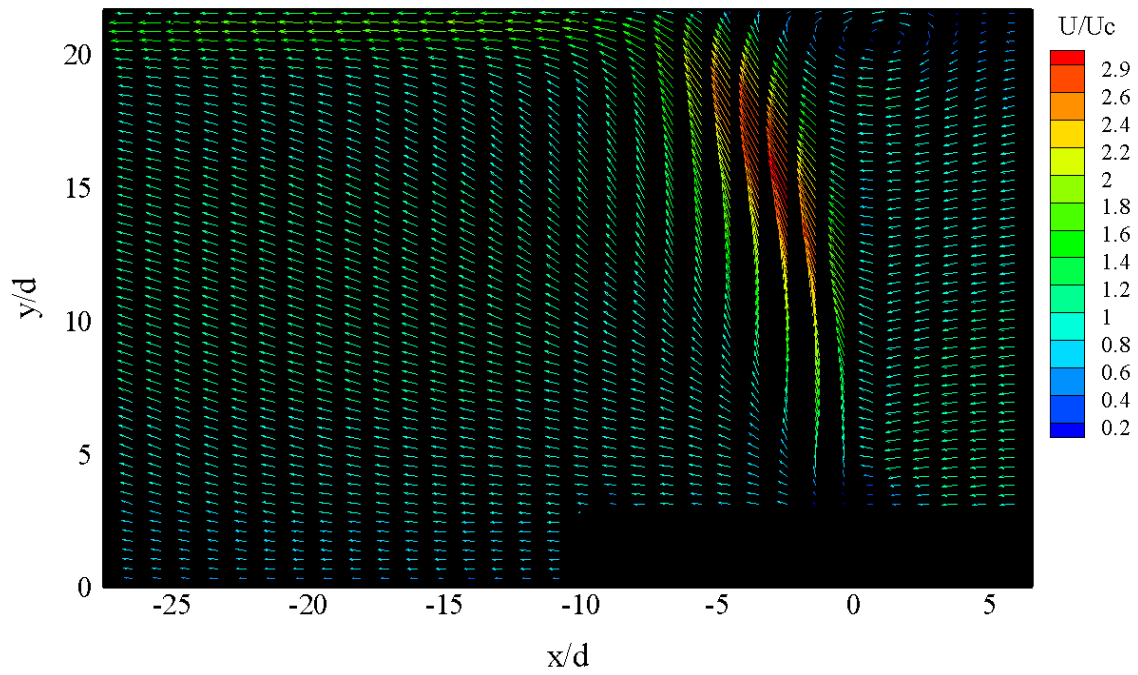


Figura 5.17 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 14,4$

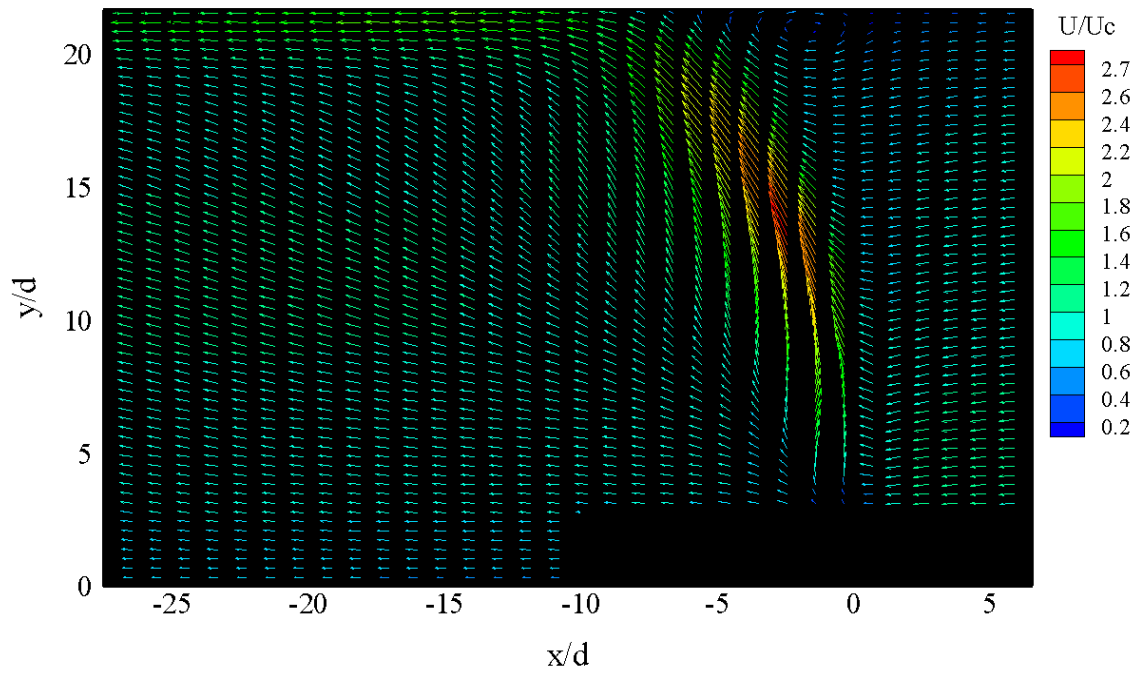


Figura 5.18 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 12,7$

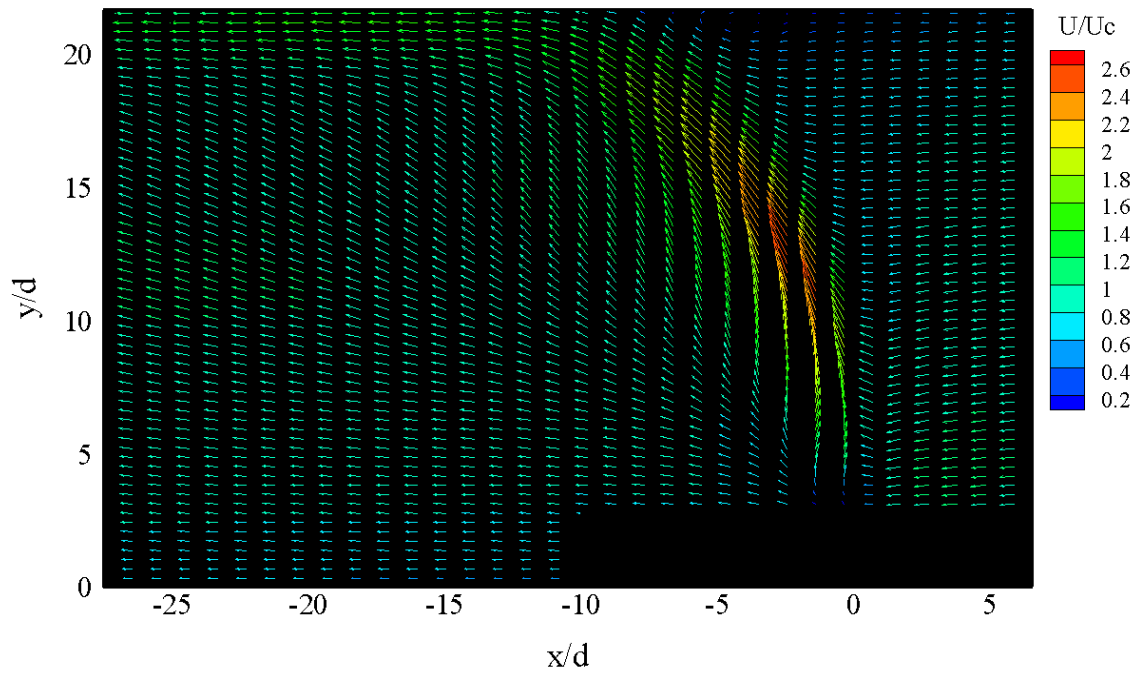


Figura 5.19 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 11,6$

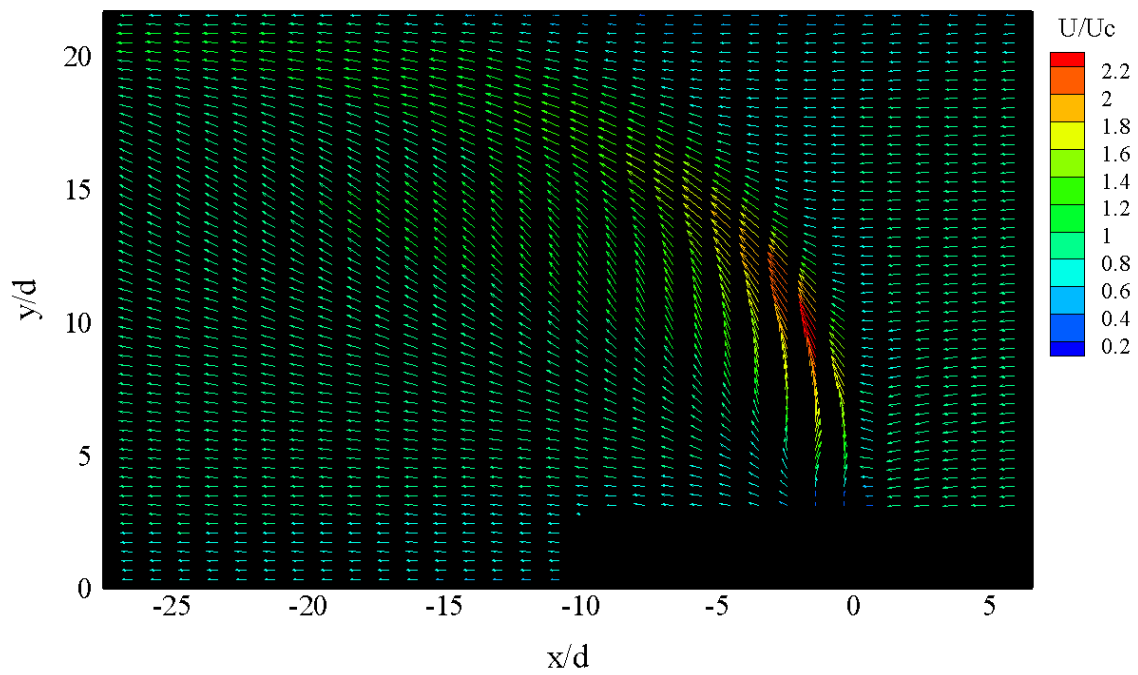


Figura 5.20 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 9,4$

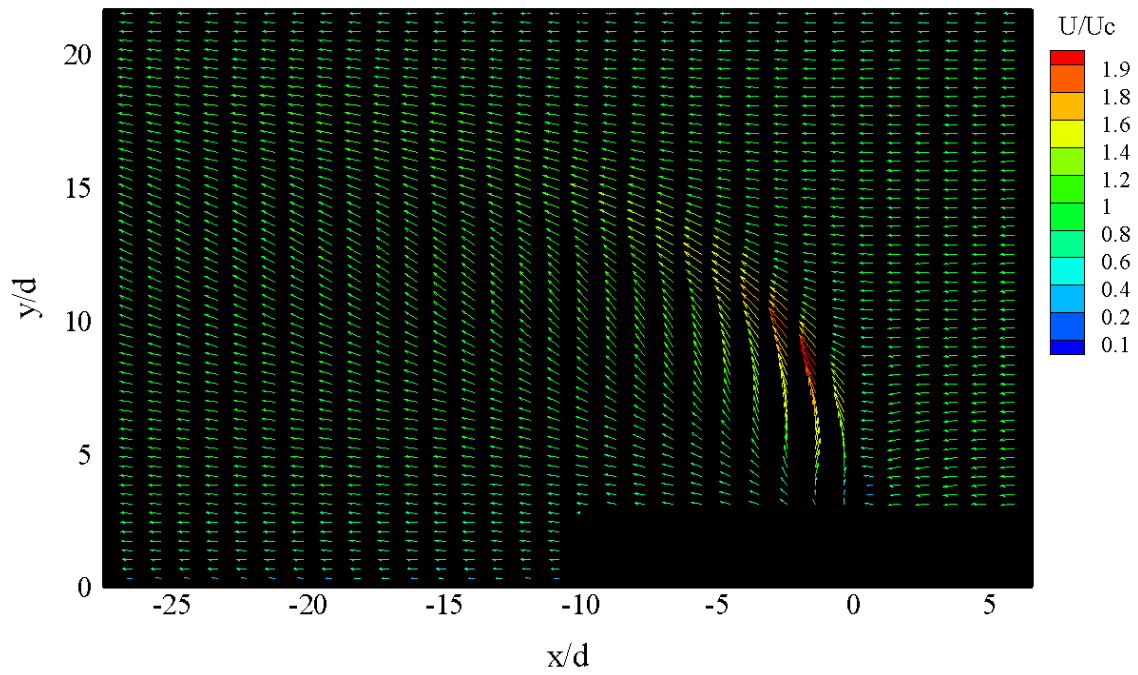


Figura 5.21 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 7,6$

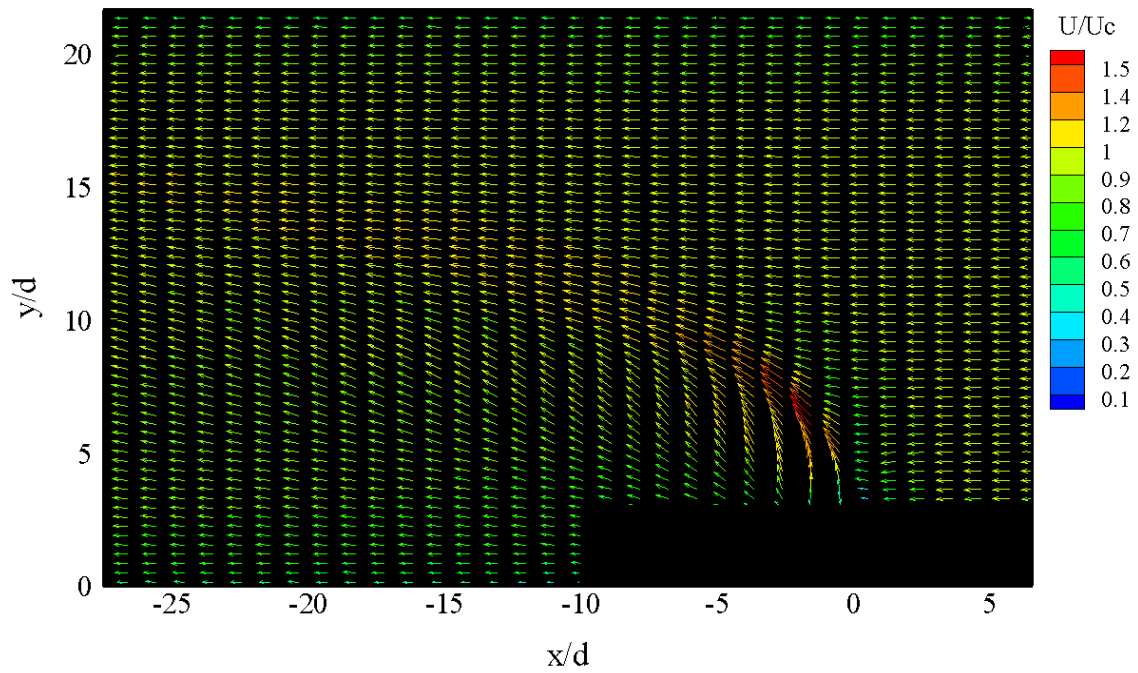


Figura 5.22 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 5,3$

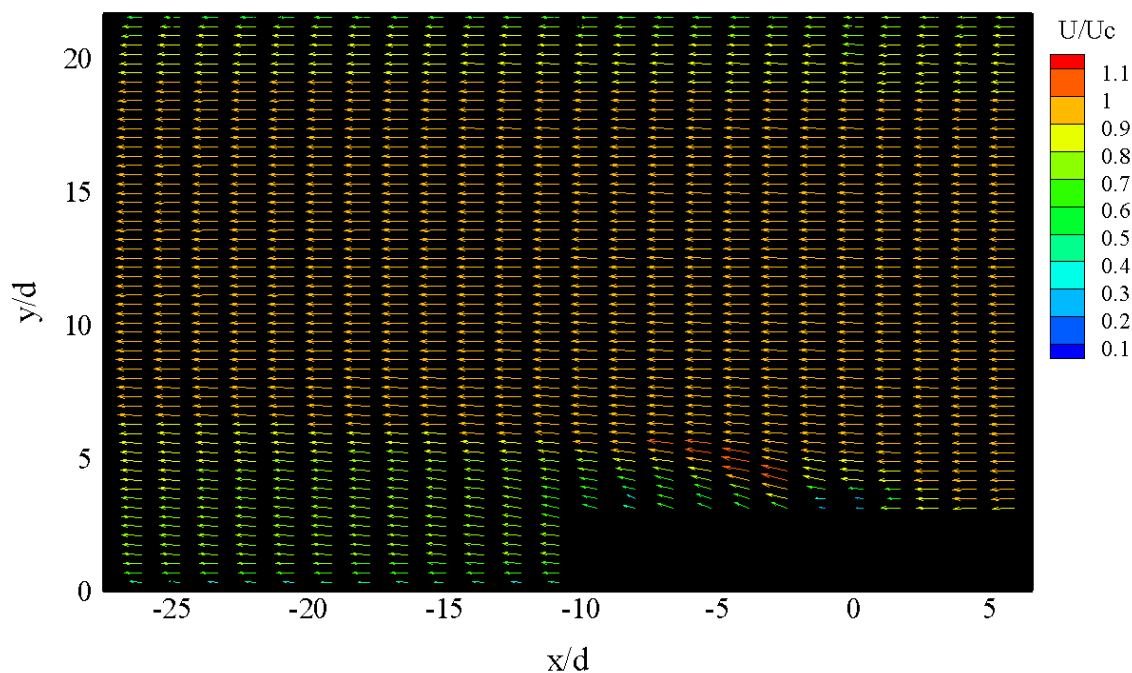


Figura 5.23 – Campo de velocidades vetoriais médias para $V_r = 3,4$

Os outros gráficos apresentados nesta seção são o mapa da linha de contorno do módulo da velocidade média e os perfis do módulo da velocidade média ao longo do eixo vertical (y/d) e do eixo horizontal (x/d) da tubulação. Esses gráficos serão comentados caso a caso.

➤ **$V_r = 14,4$**

O mapa de linha de contorno do módulo da velocidade para $V_r = 14,4$, Figura 5.24, mostra que a montante do jato os valores de velocidade média são menores que a velocidade média do escoamento principal sem a presença do jato (U_c). Isto ocorre, pois o jato se comporta como um obstáculo à passagem do escoamento principal desacelerando este último na região a montante do jato. Como consequência, pelo princípio da conservação de massa, a velocidade longitudinal nas laterais do jato é acelerada e o escoamento principal é defletido pelas laterais em direção ao plano central do escoamento (conforme observado por ANDREOPOULUS e RODI, 1994).

As maiores velocidades do mapa encontram-se ao longo da trajetória do jato, sendo que o valor mais alto do módulo da velocidade média se encontra no centro do jato defletido, atingindo o valor de $2,96 \cdot U_c$.

Próximo às paredes do jato, devido à condição de não escorregamento, tanto a montante como a jusante do jato, as velocidades tendem a zero, sendo que a jusante do

jato essa velocidade nula na parede superior da tubulação é precedida de altos valores de velocidade média devido à presença do jato “colado” à parede superior da tubulação.

A partir do mapa de linha de contorno foram obtidos os perfis do módulo da velocidade média ao longo de y/d para diferentes estações de x/d (Figura 5.25) e os perfis do módulo da velocidade média ao longo de x/d para diferentes estações de y/d (Figura 5.26).

Nos perfis apresentados na Figura 5.25, observa-se que conforme o jato vai se deslocando longitudinalmente (aumento do valor de x/d), o valor máximo do módulo da velocidade média de cada perfil vai se deslocando para valores maiores de y/d . Esse deslocamento indica a trajetória do jato, discutida na seção 5.1.2.

Nota-se que o jato penetra no escoamento principal antes de ser efetivamente defletido e inclinado por ele. Este comportamento pode ser observado a partir do mapa de contorno (Fig. 5.24) e é refletido nos perfis de U/U_c logo nas primeiras estações de x/d (Fig. 5.25). O valor máximo absoluto do módulo da velocidade média (centro do jato), igual a $2,96*U_c$, atinge $y/d = 15$, acima da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 2,5$.

Ainda na Figura 5.25, observa-se que, após atingido o máximo absoluto do módulo da velocidade média, conforme o jato vai se deslocando ao longo das estações x/d , o valor máximo do módulo da velocidade média de cada perfil vai diminuindo. A velocidade tende então a se estabilizar nas estações mais distantes do injetor. No gráfico, observa-se que a partir de $x/d = -10$ o formato do perfil de U/U_c vai ficando mais suave, sem apresentar grandes variações de velocidade ao longo do eixo de y/d , exceto para $y/d > 19$. Nesta região ($y/d > 19$), ainda se observa grandes variações de velocidades devido à presença do jato.

A Figura 5.26 mostra que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de $10d$ a jusante do ponto de injeção do jato.

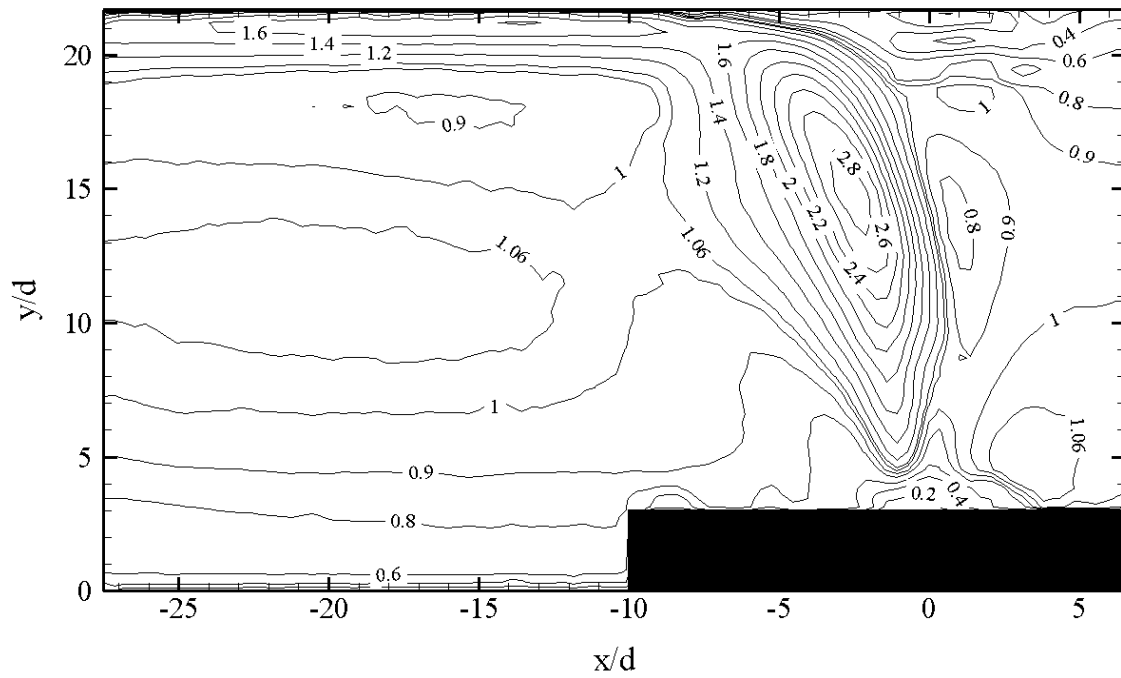


Figura 5.24 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 14,4$

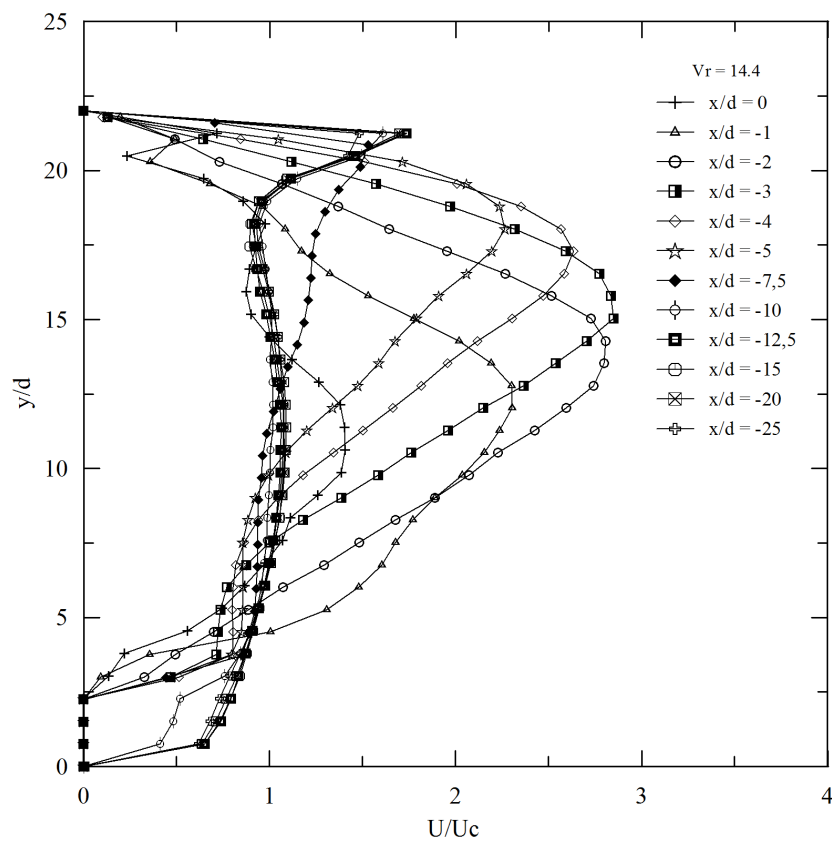


Figura 5.25 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 14,4$

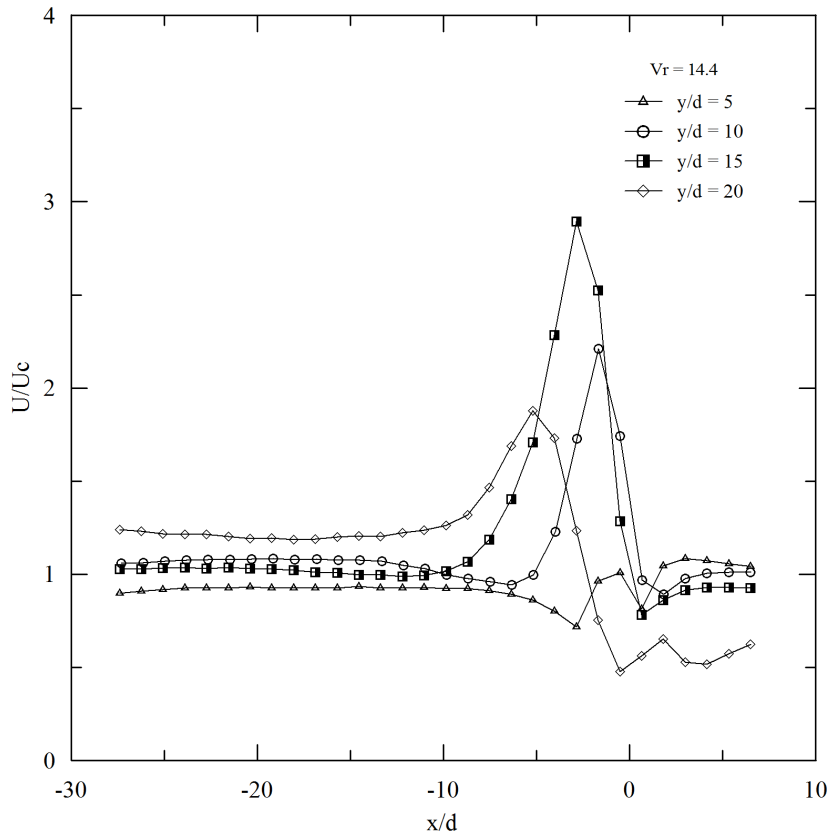


Figura 5.26 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 14,4$

➤ **$V_r = 12,7$**

Os gráficos para $V_r = 12,7$ apresentam basicamente o mesmo comportamento dos gráficos observados para $V_r = 14,4$. A diferença é que para $V_r = 12,7$ o jato começa a ser inclinado um pouco antes do que para $V_r = 14,4$, visto que neste caso o fluxo de momento imposto pelo jato diminuiu um pouco. No entanto, o jato ainda penetra bem no escoamento principal antes de ser efetivamente defletido. Isto pode ser observado a partir do mapa de contorno (Fig. 5.27) e a partir dos perfis de U/U_c ao longo de y/d (Fig. 5.28). Na Figura 5.28, observa-se que o máximo absoluto do módulo da velocidade média entre todos os perfis (centro do jato), igual a $2,71 \cdot U_c$, atinge $y/d = 13$, acima da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 2$, bem próximo ao injetor.

Nas estações mais distantes do injetor, os perfis de U/U_c deixam de apresentar grandes variações de velocidade ao longo de y/d e as velocidades tendem a se estabilizar, conforme observado a partir de $x/d = 12,5$. Isto ocorre exceto para $y/d > 19$, pois, da mesma forma que para $V_r = 14,4$, o jato se encontra presente nesta região.

Na Figura 5.29, observa-se que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de $11d$ a partir do ponto de injeção do jato.

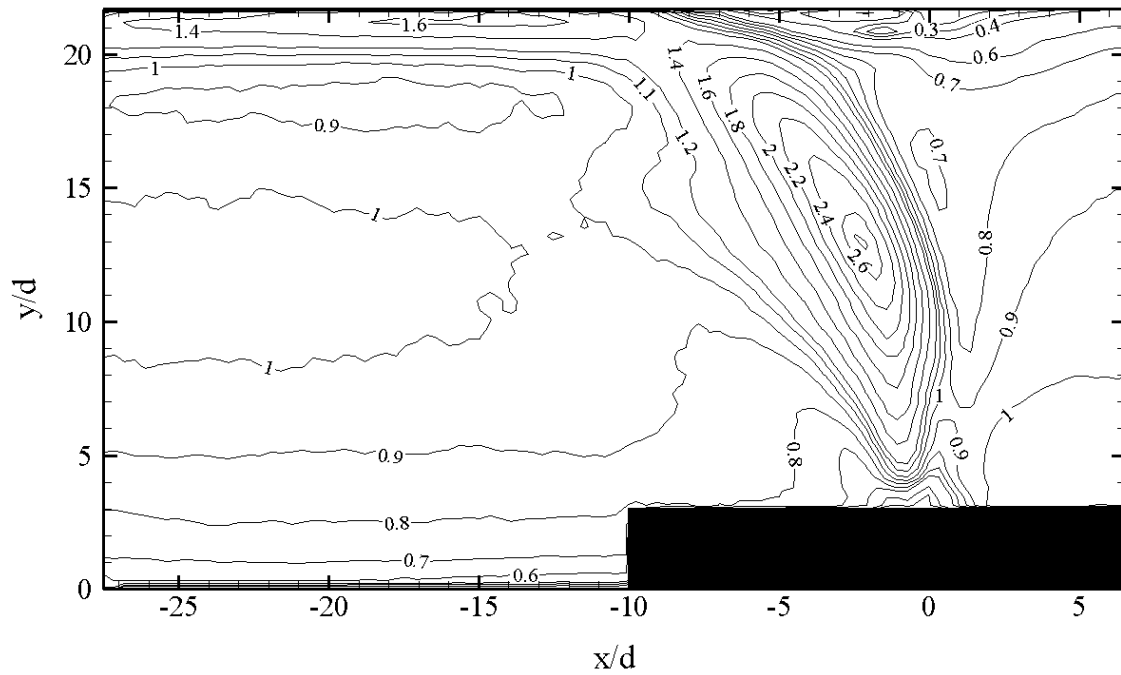


Figura 5.27 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 12,7$

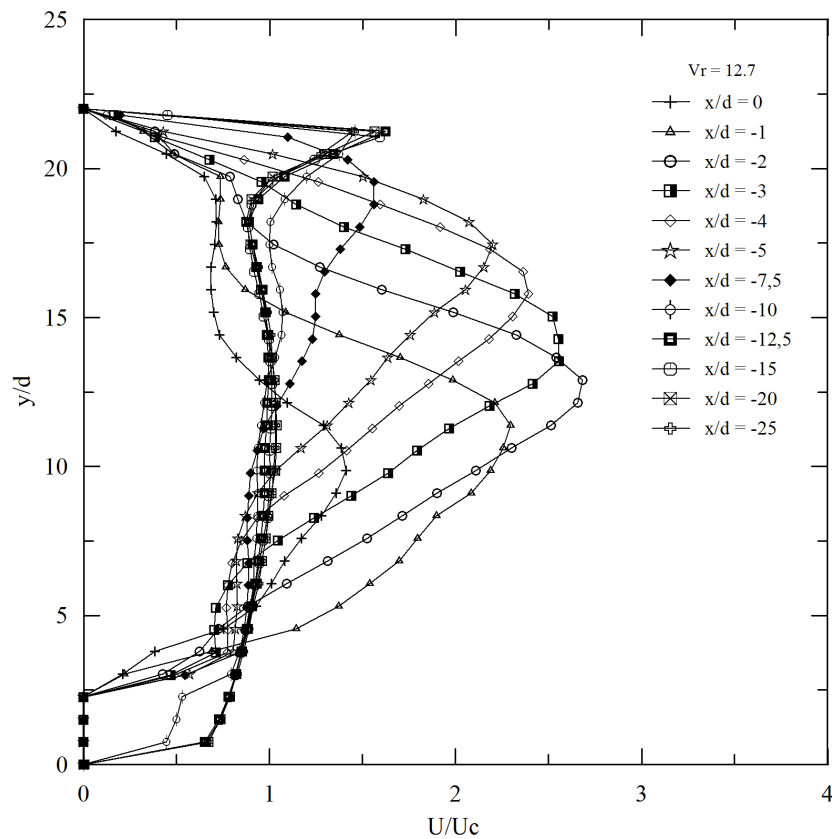


Figura 5.28 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 12,7$

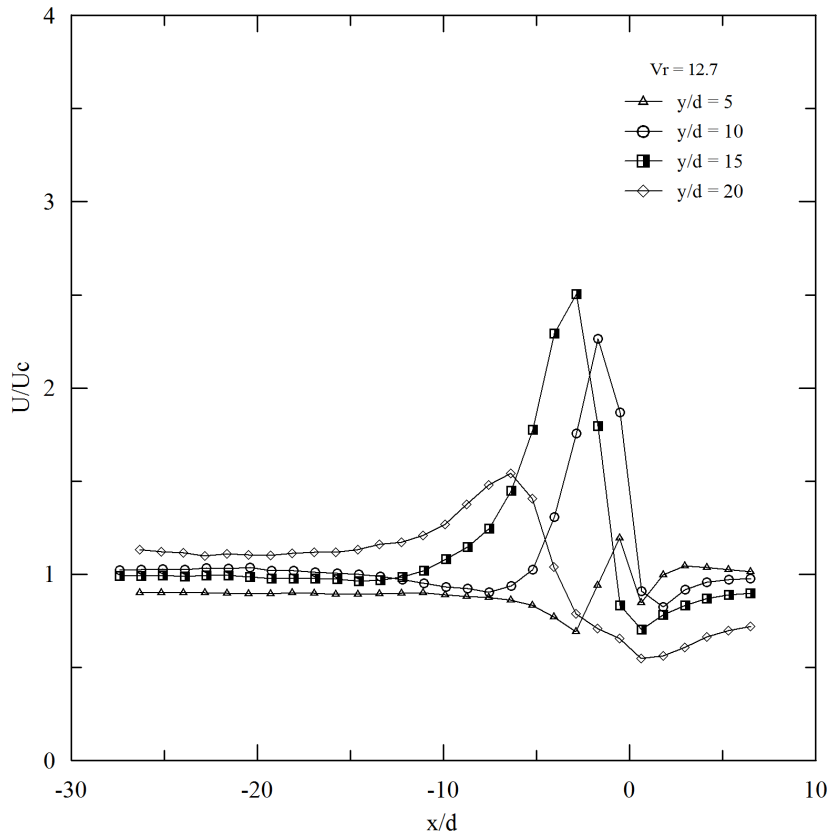


Figura 5.29 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 12,7$

➤ **$V_r = 11,6$**

Visto que $V_r = 14,4$, $12,7$ e $11,6$ pertencem ao mesmo regime de escoamento (regime de impacto do jato), o comportamento do campo de velocidades ao longo do escoamento nestes três casos é bastante similar, mudando basicamente a magnitude dos valores do módulo da velocidade média, bem como o ponto onde se encontra o centro do jato.

Em $V_r = 11,6$ o jato se encontra mais inclinado pelo escoamento principal do que em $V_r = 12,7$. No entanto, a penetração do jato antes dessa inclinação ainda é grande. O mapa de contorno da Figura 5.30 e os perfis de U/U_c ao longo de y/d , na Figura 5.31, ilustram este comportamento. Nota-se que o máximo absoluto do módulo da velocidade média entre todos os perfis (centro do jato), igual a $2,57 \cdot U_c$, atinge $y/d = 12$, um pouco acima da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 2$, bem próximo ao injetor.

Na Figura 5.31, observa-se que os perfis de U/U_c deixam de apresentar grandes variações de velocidade ao longo de y/d a partir de $x/d = 12,5$, exceto para aproximadamente $y/d > 19$, onde o jato se faz presente.

Como em $V_r = 11,6$ o jato está um pouco mais inclinado do que em $V_r = 12,7$ e $14,4$, observa-se, na Figura 5.29, que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de $15d$ a partir do ponto de injeção do jato.

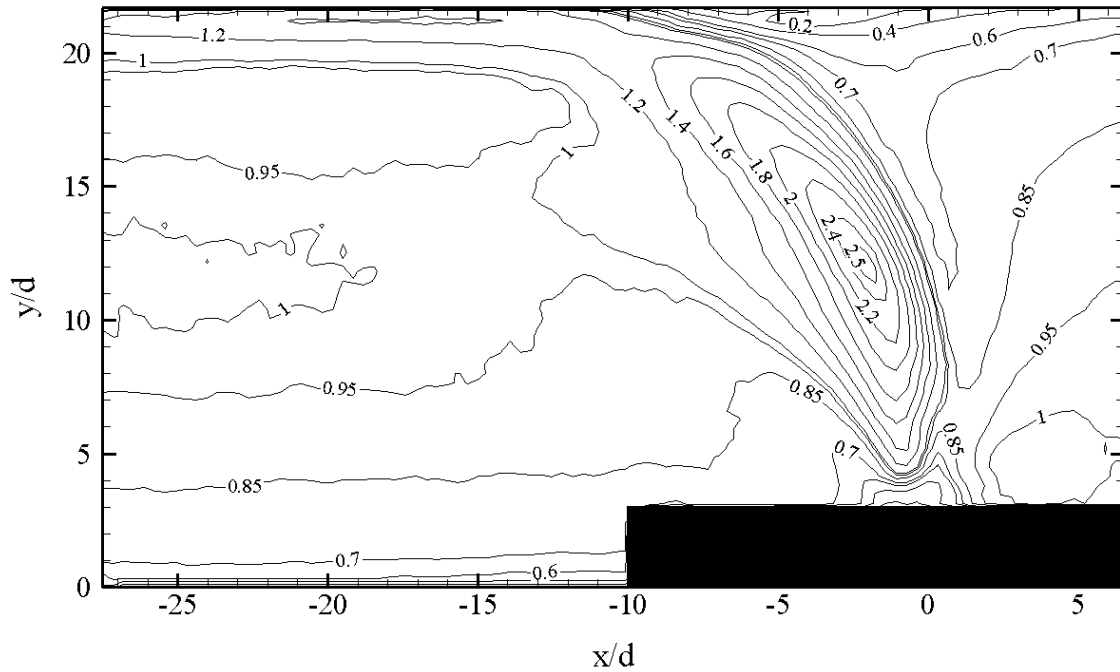


Figura 5.30 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 11,6$

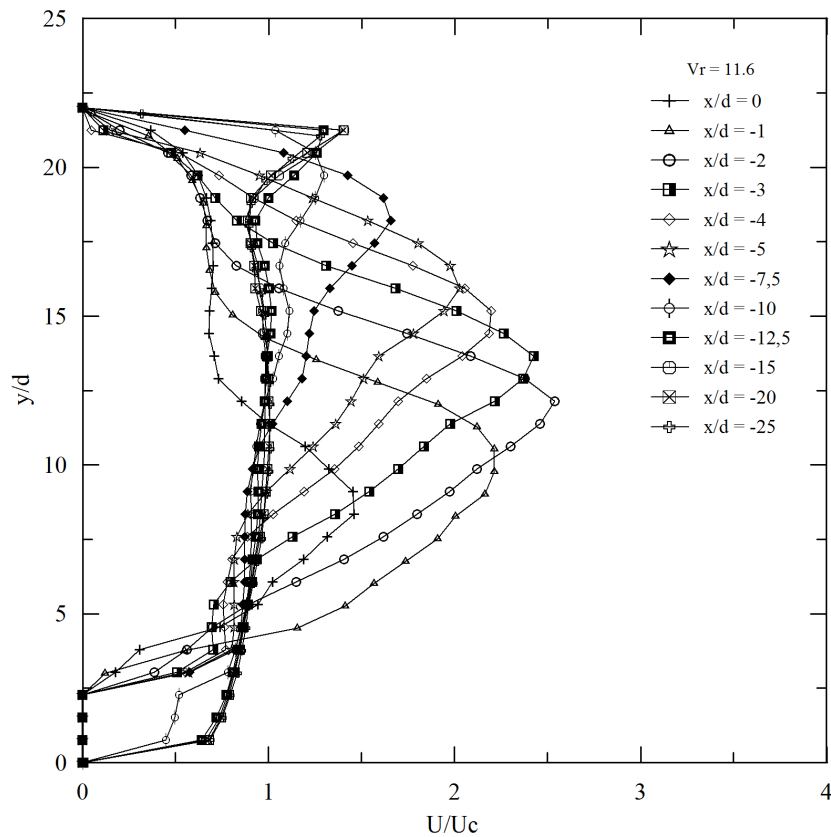


Figura 5.31 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 11,6$

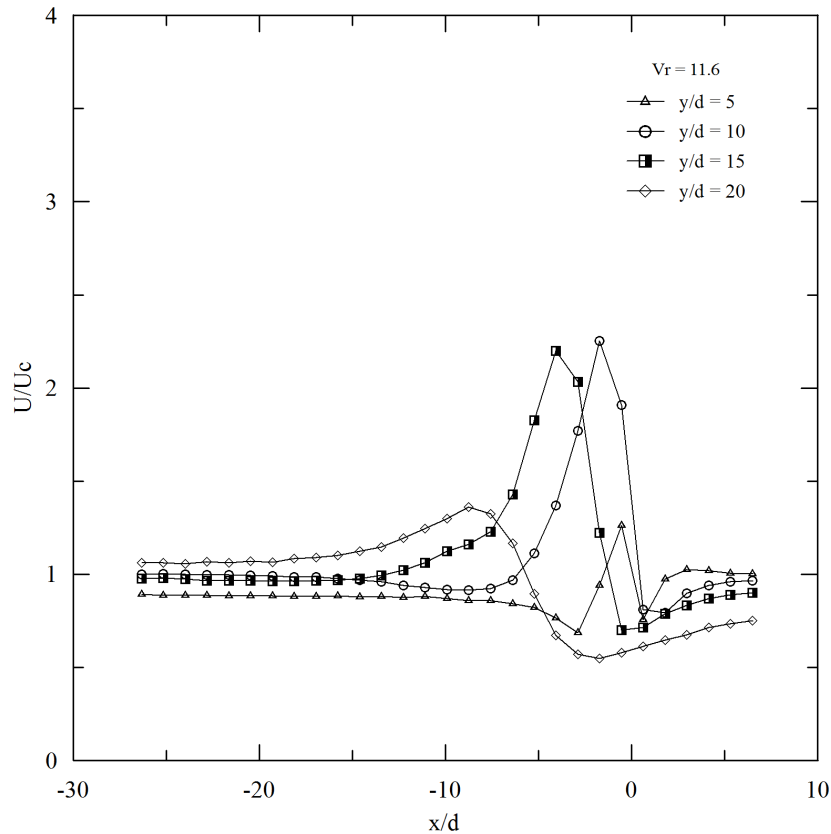


Figura 5.32 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $Vr = 11,6$

➤ **$Vr = 9,4$**

Conforme já comentado, $Vr = 9,4$ pertence a um regime de transição entre o regime de impacto e o regime de mistura. Logo, a tendência é apresentar características de ambos os regimes.

Em $Vr = 9,4$ o jato já sofre razoável influência do escoamento principal sendo bem defletido e inclinado por ele, conforme pode ser observado no mapa de linha de contorno do módulo da velocidade média apresentado na Figura 5.33.

O valor mais alto do módulo da velocidade média, igual a $2,26 \cdot Uc$, é menor do que dos outros Vr 's visto que o fluxo de momento inserido pelo jato no escoamento principal, no caso de $Vr = 9,4$ também é menor.

Os perfis de U/Uc ao longo de y/d (Fig. 5.34), bem como o mapa de contorno (Fig. 5.33), mostram que o valor de $2,26 \cdot Uc$ atinge $y/d = 10$, abaixo da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 2$, confirmando assim a maior influência do escoamento principal na deflexão do jato.

Na Figura 5.34, em $x/d = 20$, observa-se que os perfis de U/U_c já não apresentam grandes variações de velocidade ao longo do eixo y/d . Apenas pequenas variações de velocidade ainda são observadas para $y/d > 17$, devido à presença do jato nesta região.

A Figura 5.35, mostra que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de 15d a jusante do ponto de injeção do jato.

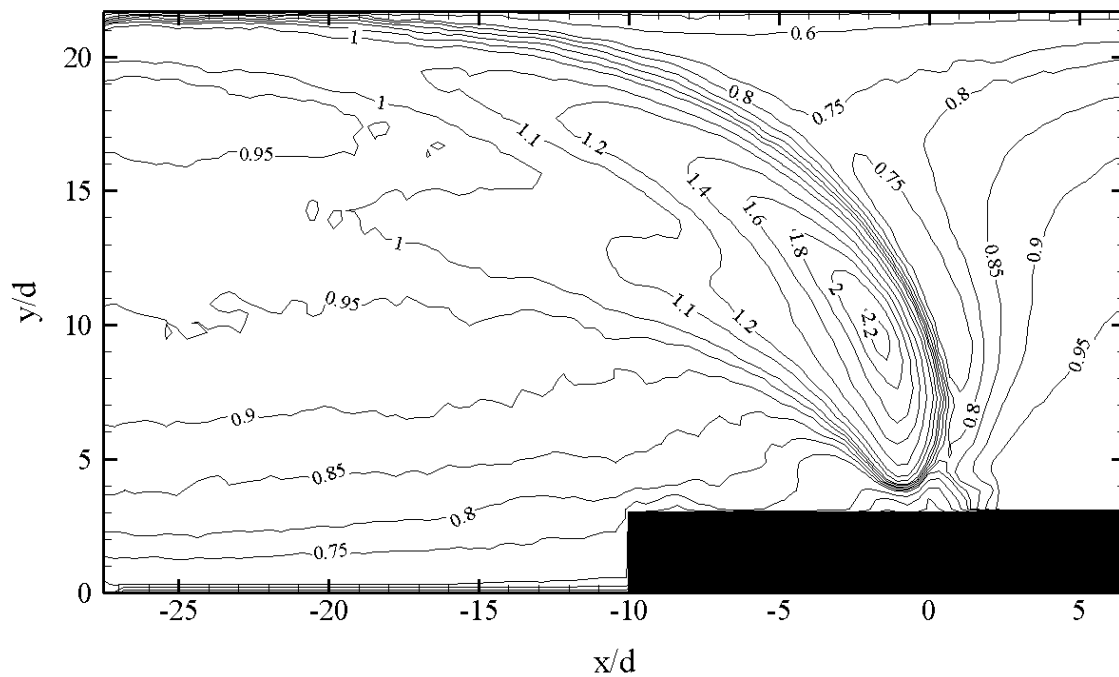


Figura 5.33 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 9,4$

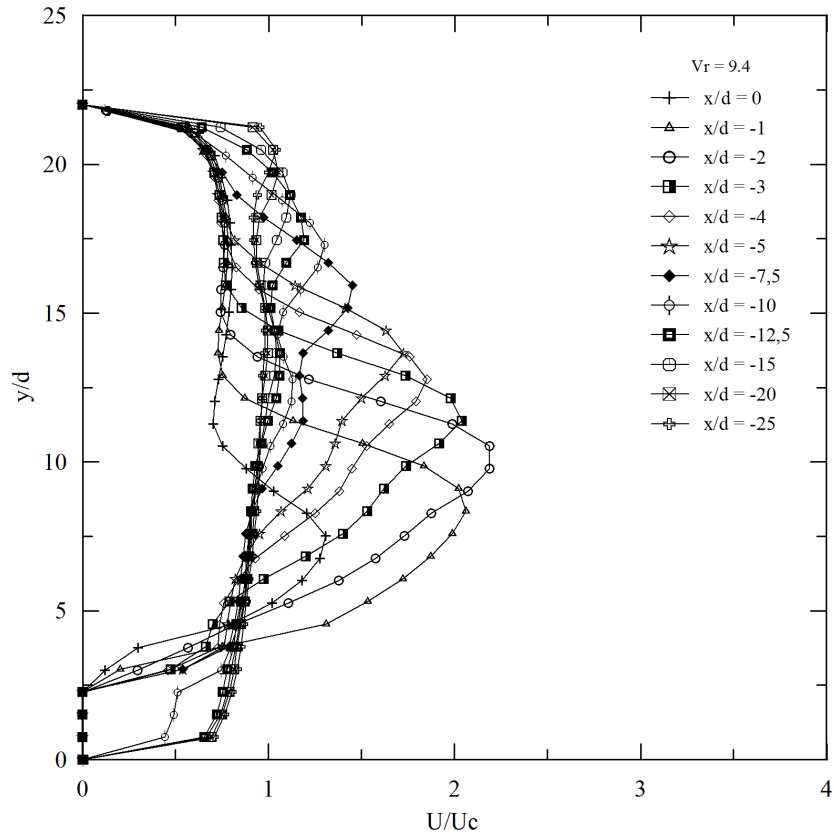


Figura 5.34 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 9,4$

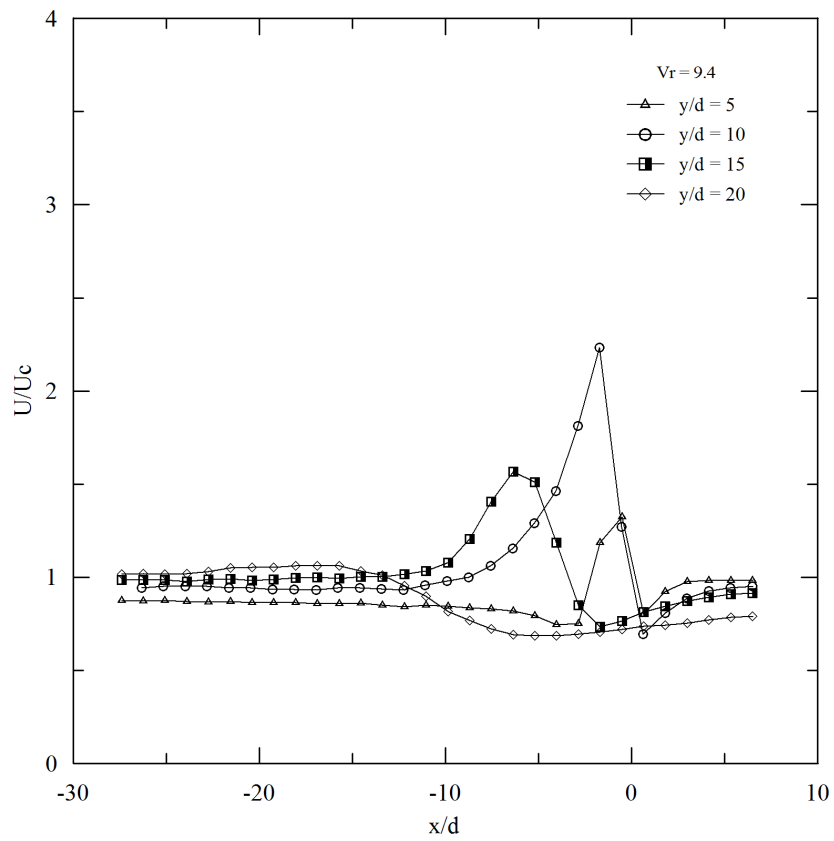


Figura 5.35 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 9,4$

➤ **$V_r = 7,6$**

Em $V_r = 7,6$ a trajetória do jato sofre bastante deflexão devido ao fluxo de momento imposto pelo escoamento principal. O jato encontra-se inclinado e se desenvolvendo na direção do escoamento, conforme mostrado pelo mapa de linha de contorno da Figura 5.36. Agora o escoamento já se encontra no regime de mistura do jato.

Nos perfis de U/U_c ao longo de y/d (Fig. 5.37), bem como o mapa de linha de contorno (Fig. 5.36), é possível verificar que o valor máximo do módulo da velocidade média apresenta um valor de $1,95*U$ e atinge $y/d = 8$, abaixo da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 1,5$. Este comportamento confirma uma maior influência do escoamento principal na deflexão do jato.

Comparando-se os gráficos de U/U_c para todos os V_r 's, observa-se que, conforme os valores de V_r diminuem, o valor máximo do módulo da velocidade média de cada perfil também diminui. Além disso, a posição deles cai para valores de y/d mais baixos. Isto reflete o fato de que quanto menor o V_r , menor o fluxo de momento introduzido pelo jato no escoamento e, conseqüentemente, menores são as velocidades observadas. Da mesma forma, quanto menor o V_r , menor a penetração do jato no escoamento principal, e como resultado o centro do jato atinge alturas inferiores no plano central do escoamento.

As Figuras 5.36 e 5.37 mostram que a estabilização dos módulos das velocidades médias ao longo de y/d ocorre em $x/d = 20$, com apenas variações muito pequenas de velocidade acima de $y/d = 10$ nesta estação.

Na Figura 5.38, observa-se que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de 15d a partir do ponto de injeção do jato.

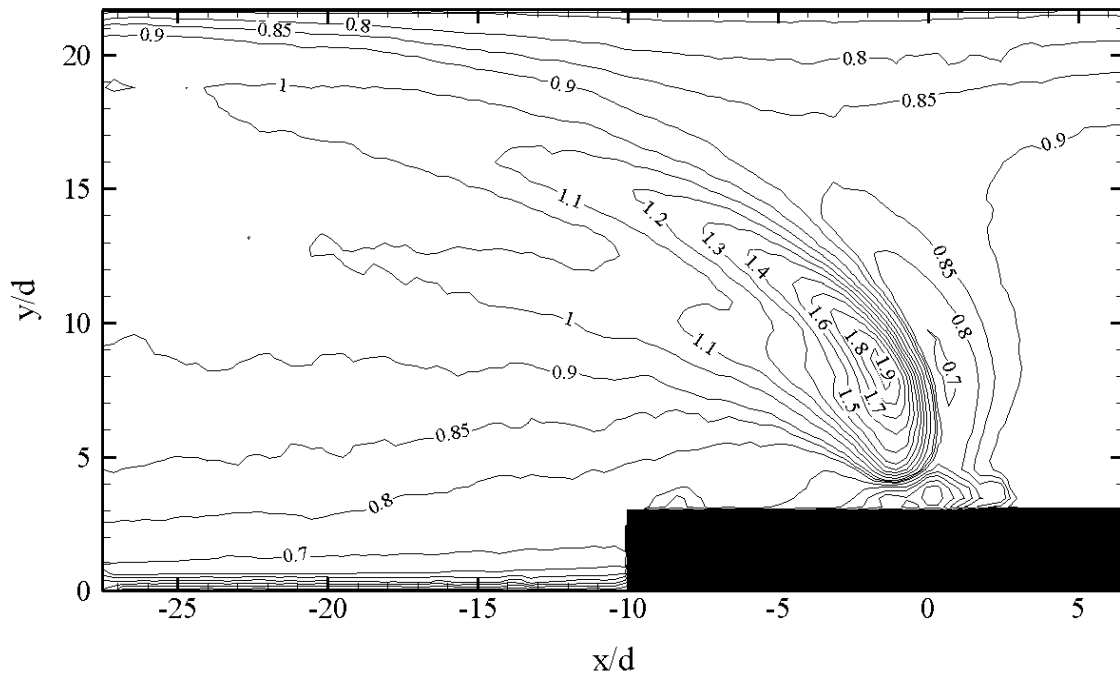


Figura 5.36 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 7,6$

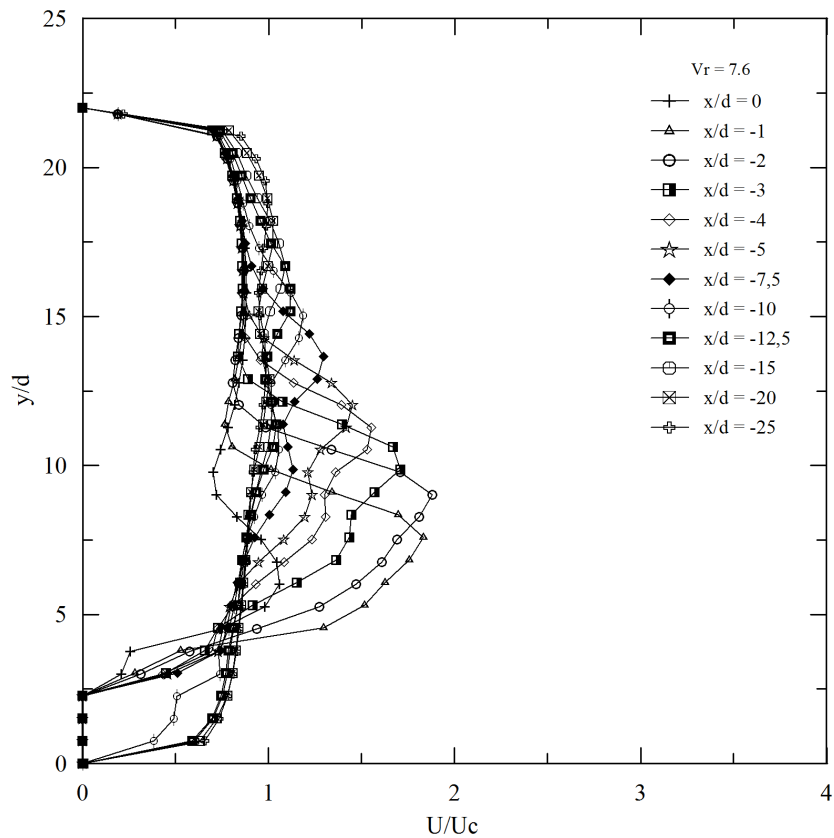


Figura 5.37 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 7,6$

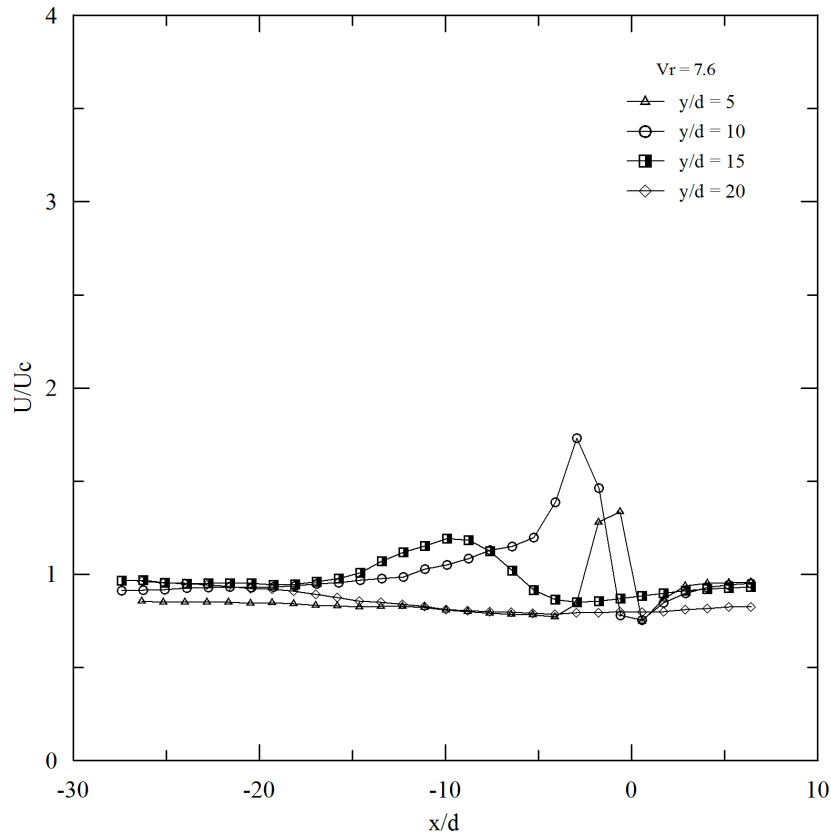


Figura 5.38 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 7,6$

➤ **$V_r = 5,3$**

Em $V_r = 5,3$, o fenômeno de deflexão do jato provocado pelo escoamento é bem mais acentuado do que para $V_r = 7,6$. Neste caso, o jato encontra-se bastante inclinado e se desenvolvendo na sua maior parte na direção do escoamento. Este comportamento pode ser bem visualizado no mapa de linha de contorno da Figura 5.39.

Na Figura 5.39 e na Figura 5.40 é possível verificar que o valor máximo do módulo da velocidade média de $1,56 \cdot U_c$ atinge $y/d = 6$, abaixo da linha de centro da tubulação, em aproximadamente x/d entre 1 e 2. A estabilização dos módulos das velocidades médias ao longo de y/d ocorre em $x/d = 20$ com apenas algumas variações de velocidades muito pequenas para y/d entre 10 e 15.

A Figura 5.40 reflete bem a tendência dos perfis observada com a diminuição de V_r . Os valores máximos dos módulos das velocidades médias dos perfis estão todos abaixo de $y/d = 15$. Os perfis também possuem uma aparência mais achatada, resultado das menores magnitudes dos valores de U/U_c .

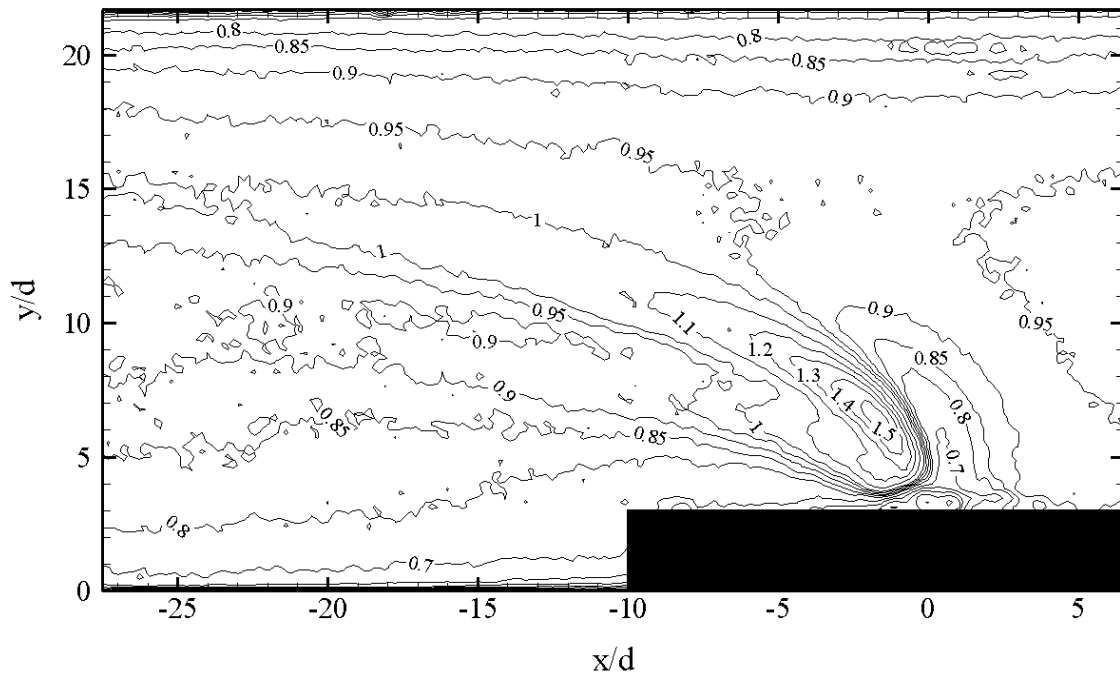


Figura 5.39 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 5,3$

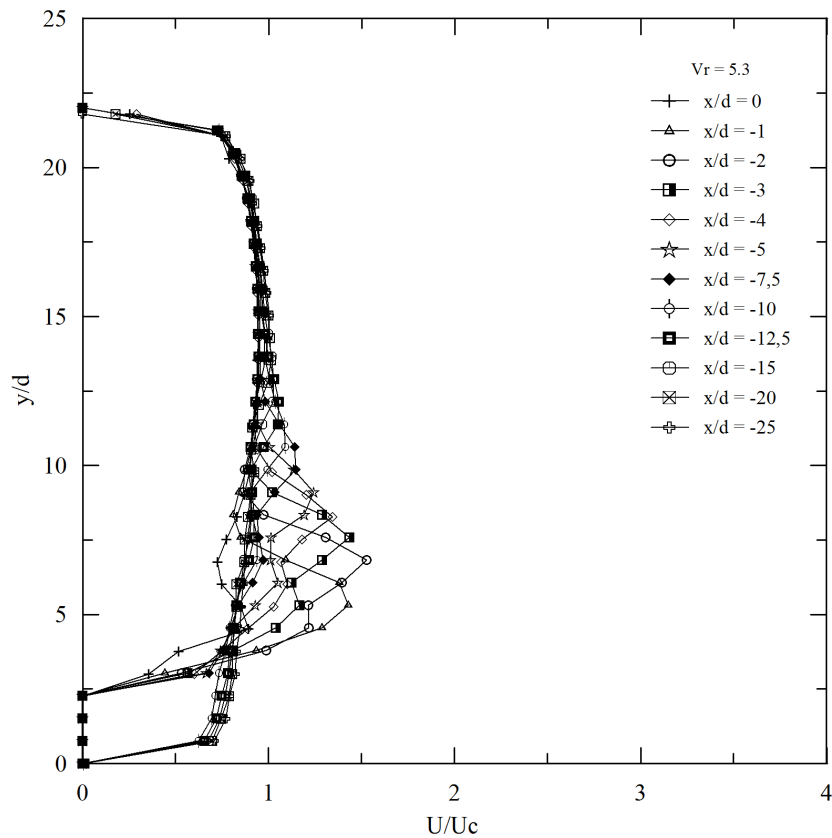


Figura 5.40 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 5,3$

A Figura 5.41, a qual apresenta U/U_c ao longo de x/d para diferentes estações de y/d , mostra que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de $12d$ a partir do ponto de injeção do jato.

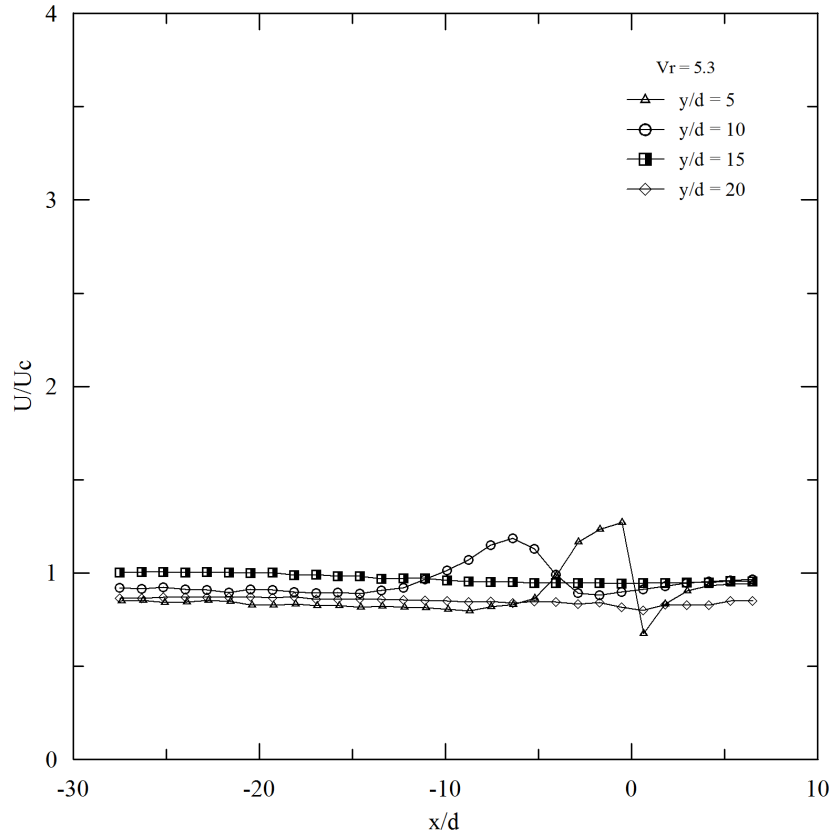


Figura 5.41 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 5,3$

➤ **$V_r = 3,4$**

O escoamento em $V_r = 3,4$ representa a transição do regime de mistura do jato para o regime de parede. Dessa forma, ele apresenta características de ambos os regimes, isto é, não chega a formar um “filme” na parede inferior da tubulação, mas também se encontra concentrado na região abaixo da linha de centro da tubulação. Neste caso, observa-se que o escoamento principal agiu como uma grande cobertura em cima do jato, fazendo com que o jato inclinasse quase que totalmente na direção do escoamento principal, conforme mostra o mapa de linha de contorno da Figura 5.42.

Nas Figuras 5.42 e 5.43, observa-se que o valor máximo do módulo da velocidade média ($1,07 \cdot U_c$) atinge $y/d = 4,5$, bem abaixo da linha de centro da tubulação, em aproximadamente $x/d = 3$.

Os perfis da Figura 5.43 são bem mais achatados que os perfis dos V_r 's anteriores e as variações de velocidade se concentram na parte inferior da tubulação, bem abaixo da linha de centro da mesma. A estabilização dos módulos das velocidades médias ao longo de y/d começa a ocorrer em $x/d = 12,5$. No entanto, ainda assim observam-se variações de velocidade na parte inferior da tubulação para $y/d < 7,5$, devido à presença do jato.

A Figura 5.44 mostra que as maiores variações de velocidade ao longo de x/d ocorrem dentro de $10d$ a partir do ponto de injeção do jato. A figura mostra ainda que nas estações mais altas de y/d , como $y/d > 10$, os perfis ficam constantes ao longo de x/d . Isto ocorre, pois o jato encontra-se concentrado na parte inferior da tubulação.

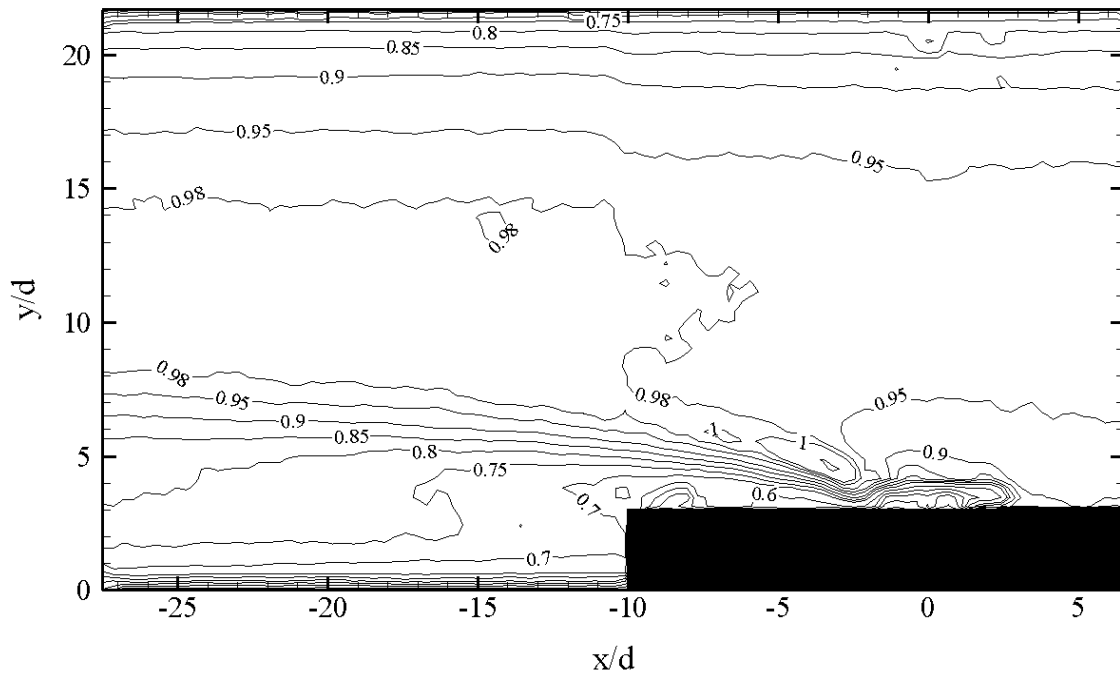


Figura 5.42 – Mapa de linha de contorno de U/U_c para $V_r = 3,4$

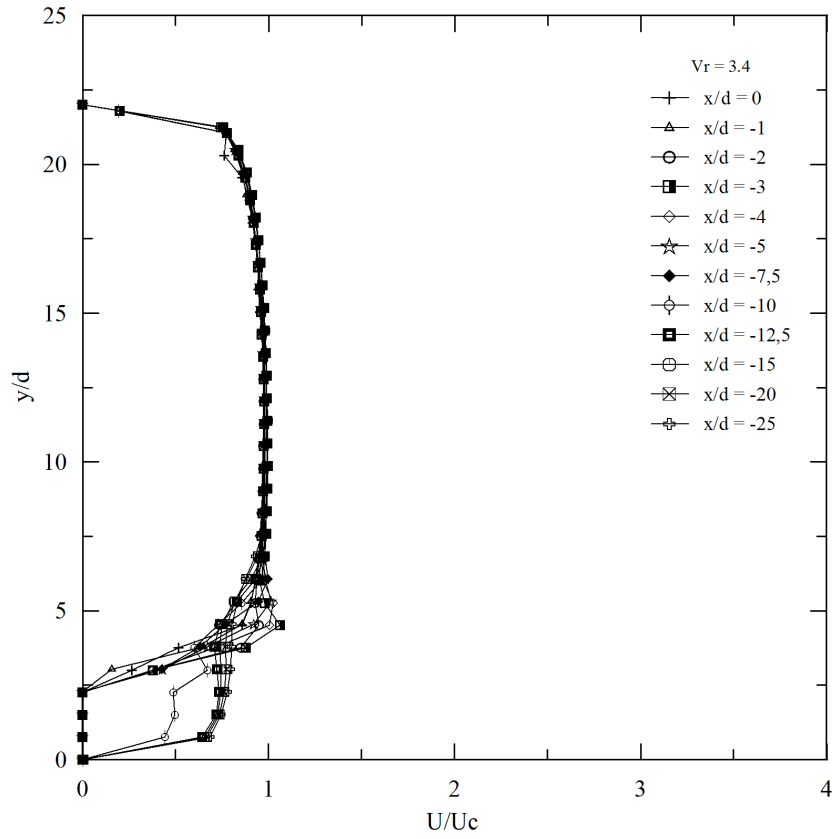


Figura 5.43 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de y/d para $V_r = 3,4$

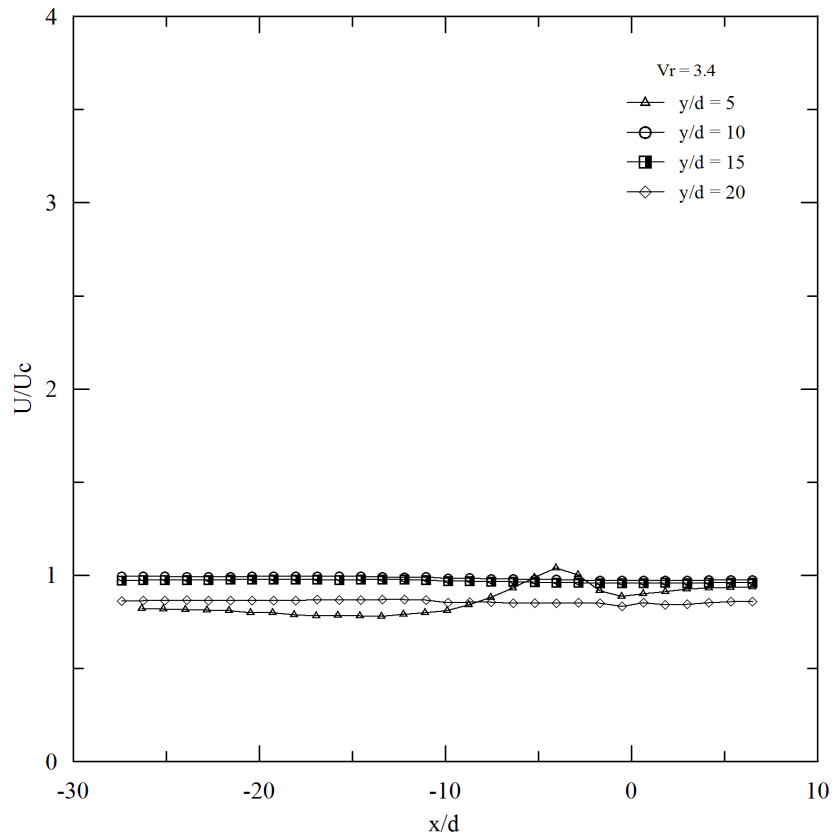


Figura 5.44 – Perfil do módulo da velocidade média ao longo de x/d para $V_r = 3,4$

5.1.5 Componentes longitudinal (U_x) e vertical (U_y) da velocidade média

Nesta seção são apresentados os gráficos das componentes vertical e longitudinal da velocidade média, adimensionalizadas por U_c , para cada V_r . Os gráficos escolhidos para apresentar estas variáveis foram os mapas de linha de contorno conforme apresentado nas Figuras 5.45 a 5.58.

Através dos mapas de contorno de U_x/U_c e U_y/U_c é possível verificar a influência das componentes longitudinais e verticais de velocidade nos módulos de velocidade média analisados na seção anterior.

Para todos os V_r 's, observa-se que a localização do valor máximo da componente vertical de velocidade, U_y , encontra-se muito próxima da localização do valor máximo do módulo da velocidade, U , verificado nos gráficos da seção anterior. A localização do valor máximo de U_y encontra-se sempre um pouco abaixo da localização do valor máximo de U .

Com exceção de $V_r = 3,4$, para todos os outros V_r 's, os próprios valores máximos de U e U_y são muito próximos, mostrando que a componente vertical da velocidade possui um domínio maior na região central do jato. Este domínio também pode ser observado nos arredores dessa região. No entanto, afastando-se do centro, indo para as periferias do jato, tanto a montante como a jusante do mesmo, os valores de U_x ultrapassam os valores de U_y , mostrando que nesta região existe um domínio maior da componente longitudinal de velocidade.

No caso de $V_r = 3,4$, U_x apresenta um domínio bem maior no desenvolvimento do jato, mesmo na região de centro do mesmo. Este comportamento reflete exatamente o fato do jato estar praticamente todo inclinado, movendo-se preferencialmente na direção longitudinal do escoamento.

Para todos os V_r 's, nas estações x/d bem mais distantes do ponto de injeção, verifica-se o domínio da componente longitudinal da velocidade. Tal comportamento era esperado visto que independente do regime do escoamento, o fluido do jato tende a se dispersar e seguir na direção longitudinal do escoamento.

Nos mapas de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 14,4$, $12,7$ e $11,6$ (Figuras 5.45, 5.47 e 5.49) observam-se valores negativos de U_x próximo à parede superior da

tubulação, a montante do jato. Estes valores correspondem exatamente aos fortes vórtices que ocorrem na interface entre o jato e o escoamento, colado à parede superior da tubulação, descritos na seção 5.1.3.

Alguns mapas de U_x/U_c apresentam valores negativos para U_x na região central do jato. Isto provavelmente ocorre devido a movimentos rotacionais realizados pelo jato, conforme mostra o campo vetorial de velocidades instantâneas, apresentado na Figura 5.12, para esta mesma posição do jato.

Os valores negativos de U_y , apresentados em alguns dos mapas abaixo, podem ser explicados através do entranhamento do escoamento principal no jato, conforme mostra o campo vetorial de velocidades instantâneas, da Figura 5.11, na interface jato-escoamento cruzado.

➤ **$V_r = 14,4$**

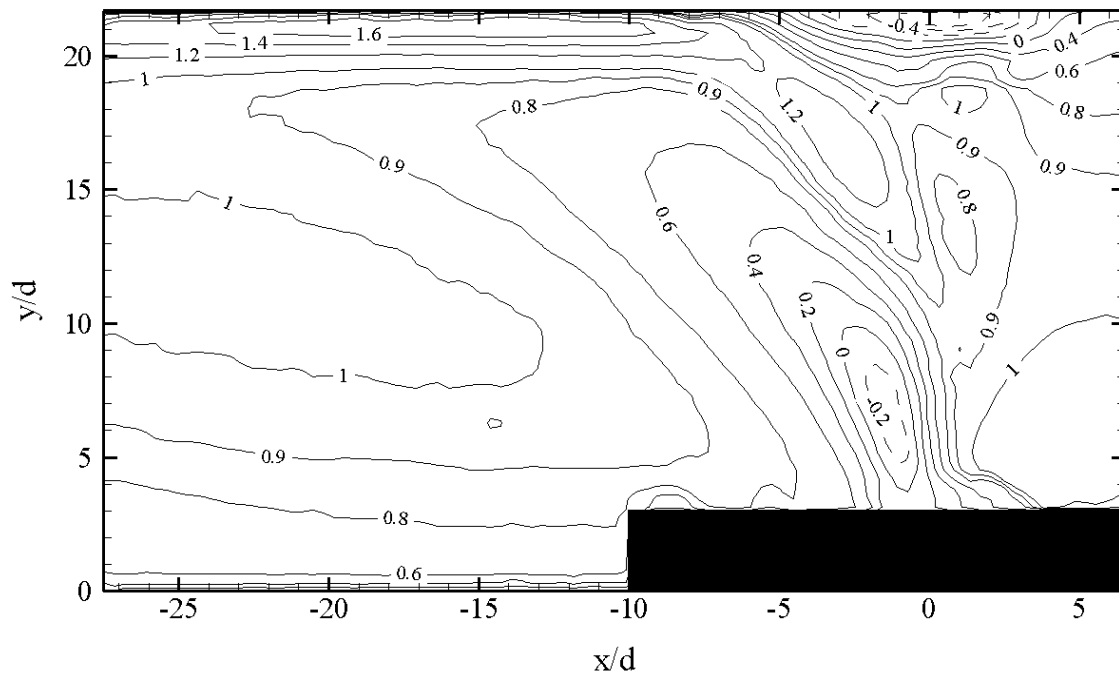


Figura 5.45 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 14,4$

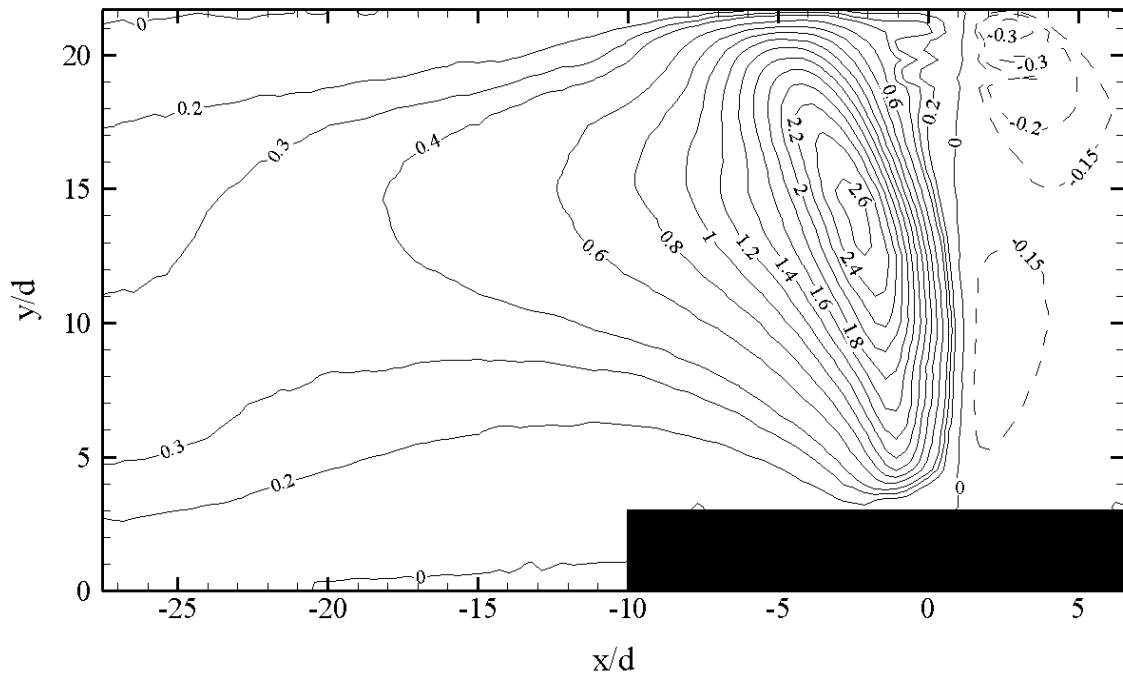


Figura 5.46 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $Vr = 14,4$

➤ **$Vr = 12,7$**

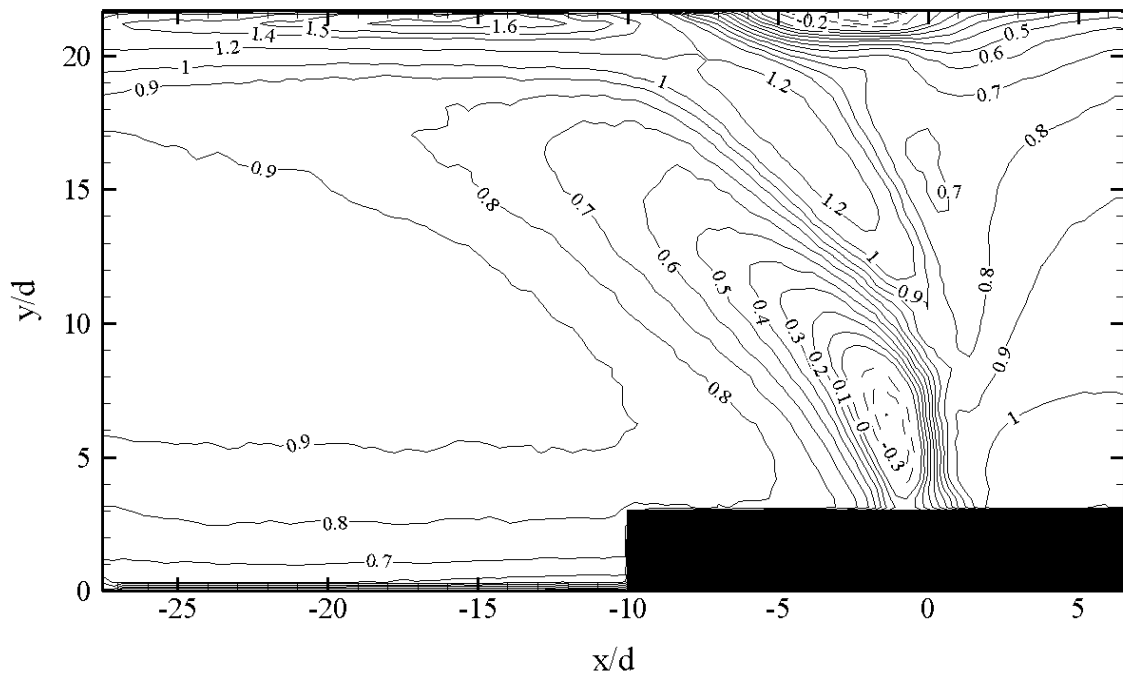


Figura 5.47 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $Vr = 12,7$

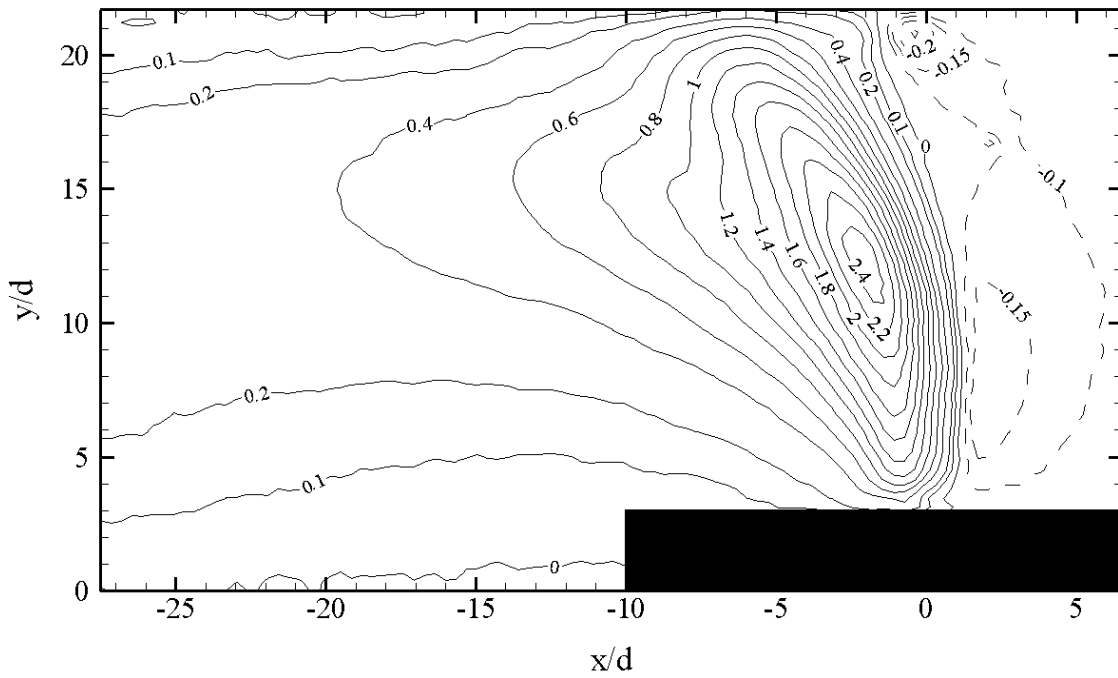


Figura 5.48 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 12,7$

➤ **$V_r = 11,6$**

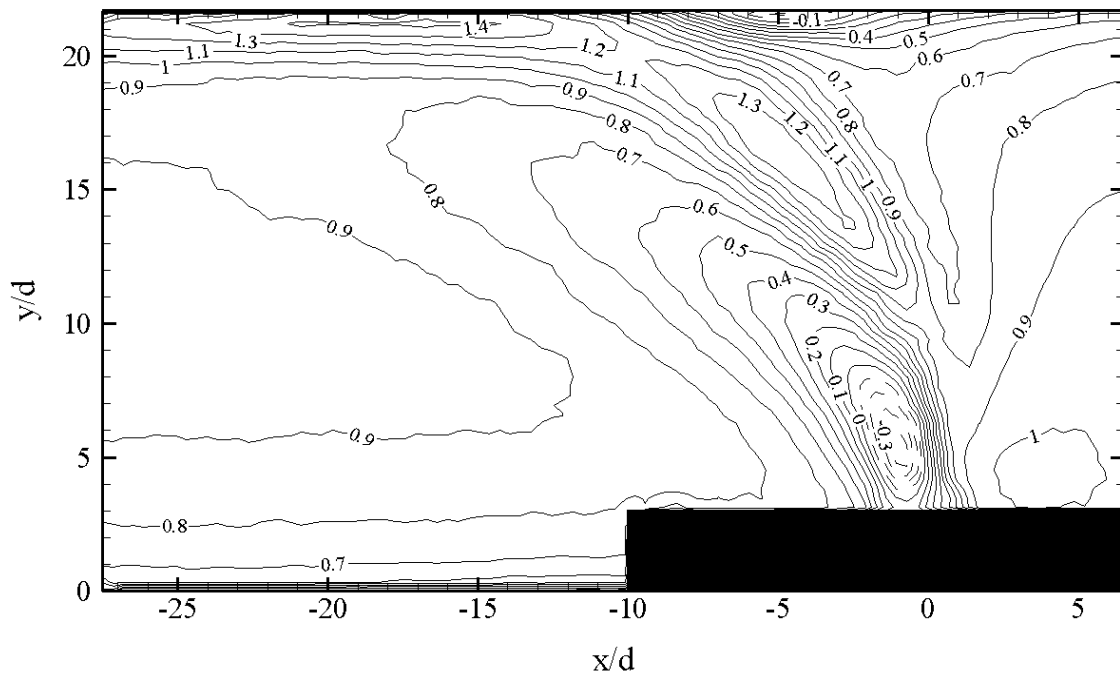


Figura 5.49 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 11,6$

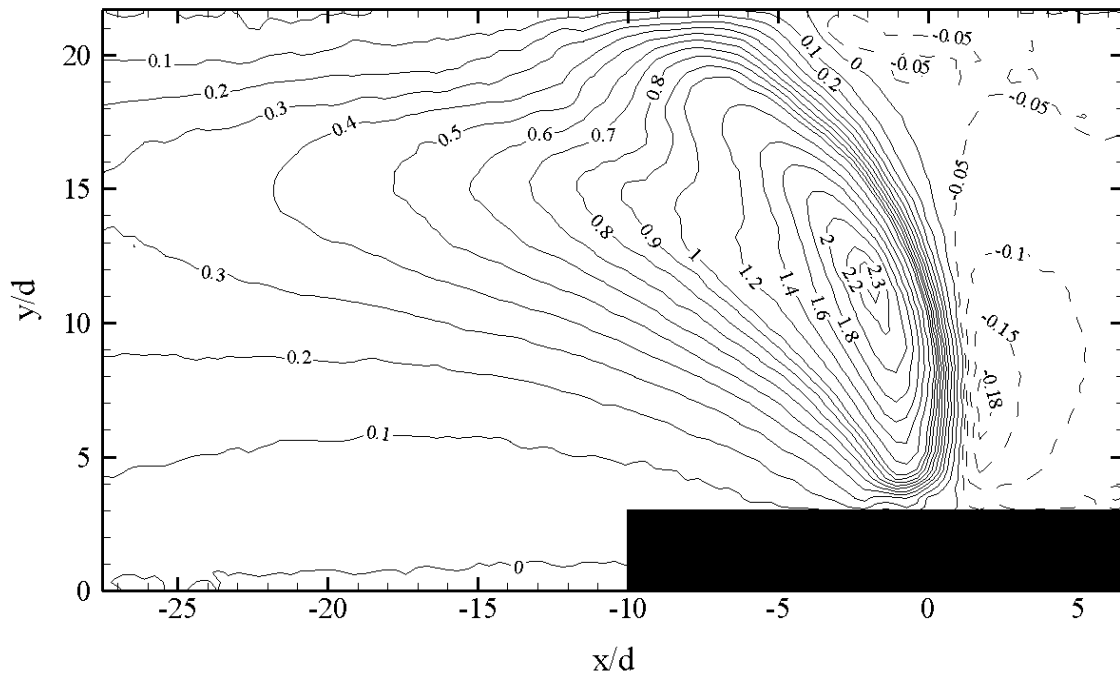


Figura 5.50 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 11,6$

➤ **$V_r = 9,4$**

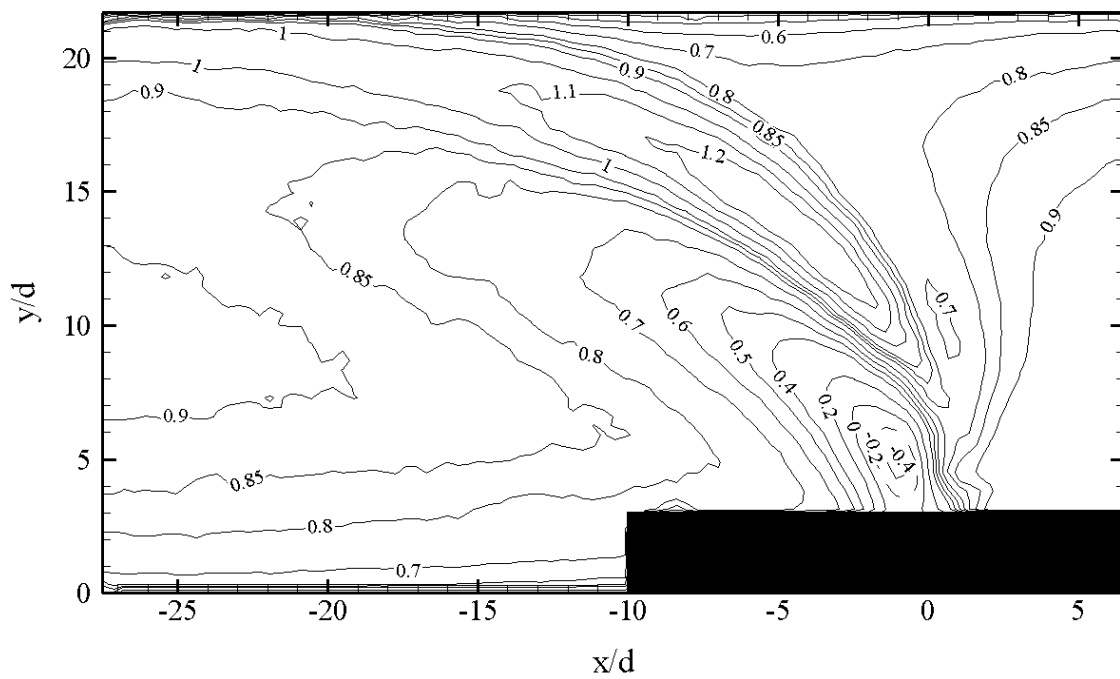


Figura 5.51 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 9,4$

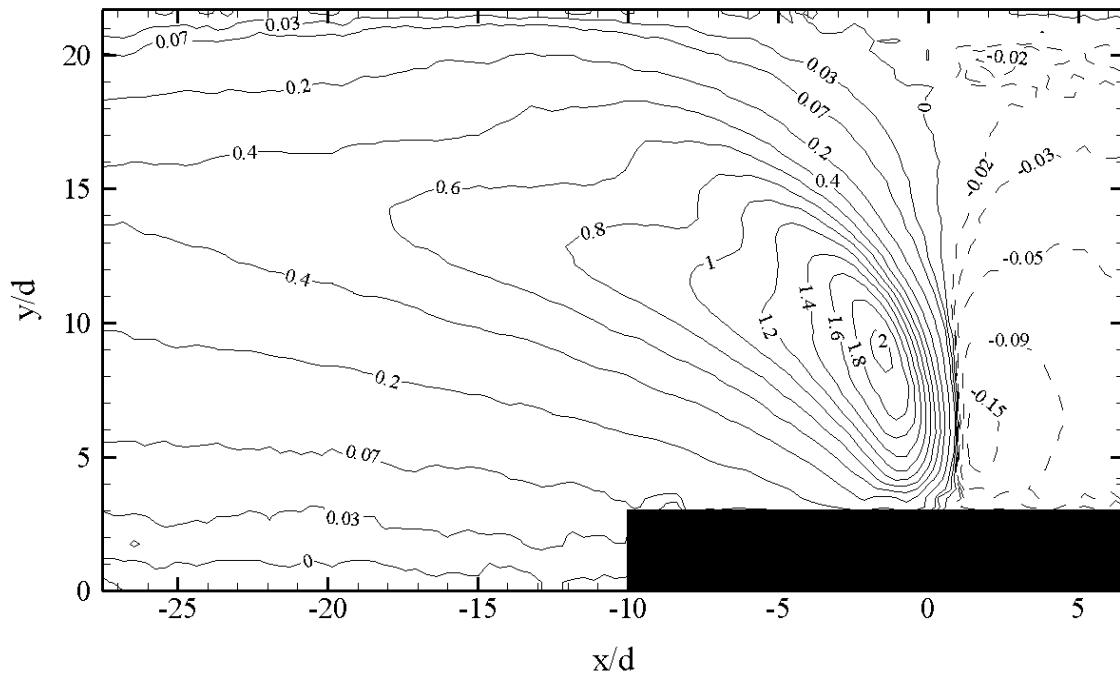


Figura 5.52 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 9,4$

➤ **$V_r = 7,6$**

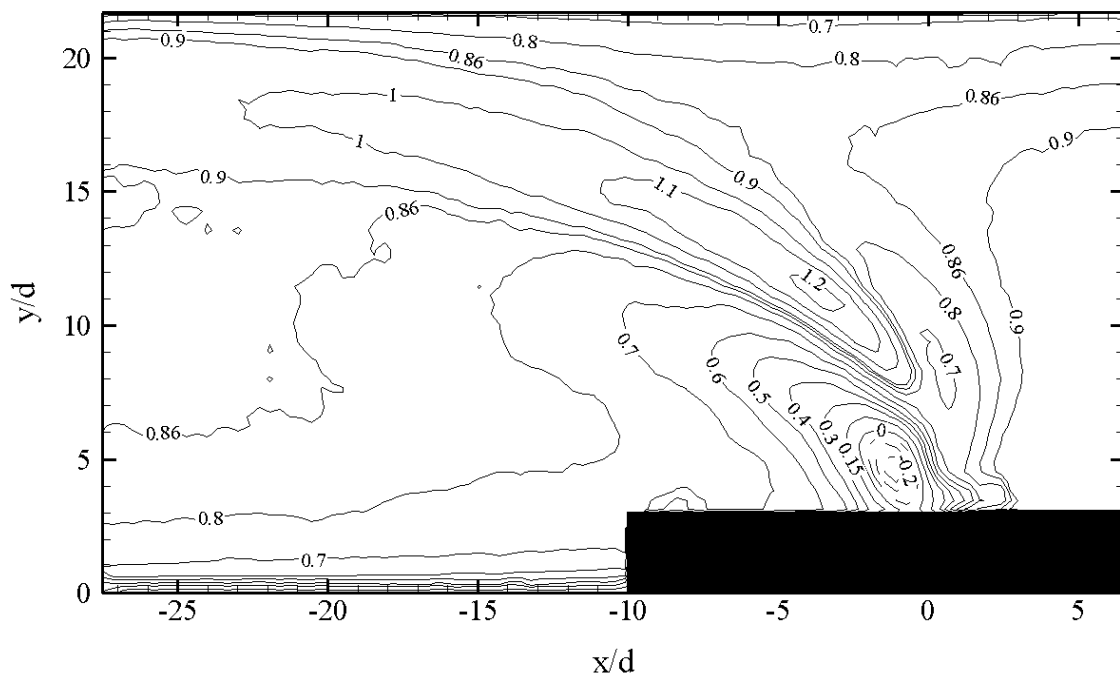


Figura 5.53 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 7,6$

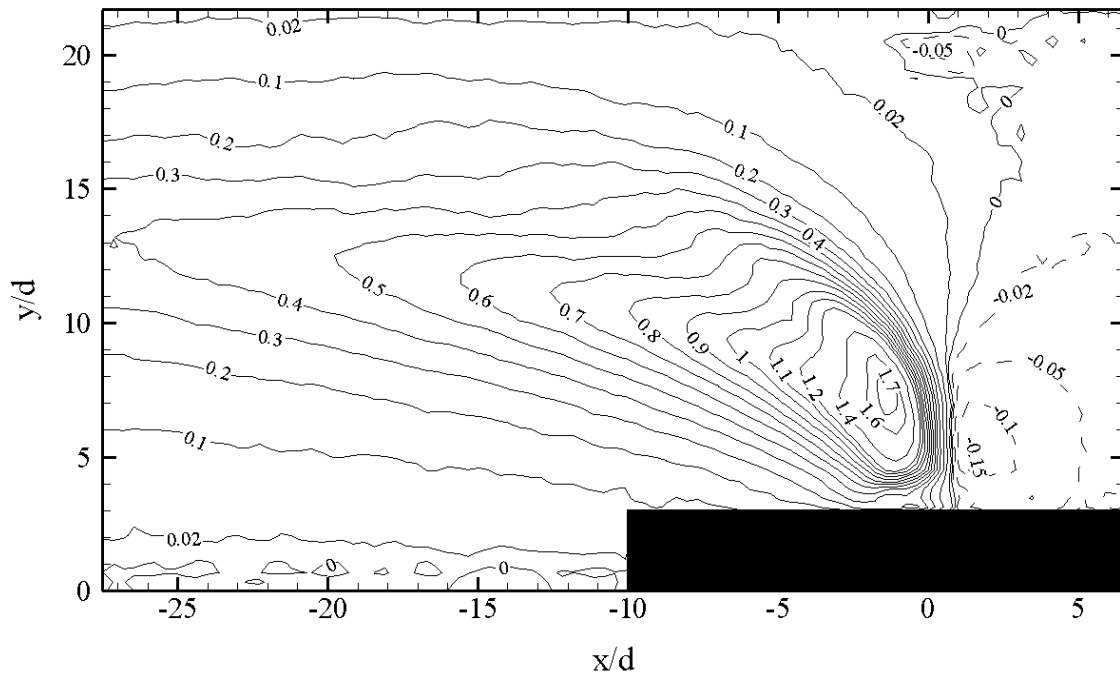


Figura 5.54 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 7,6$

➤ **$V_r = 5,3$**

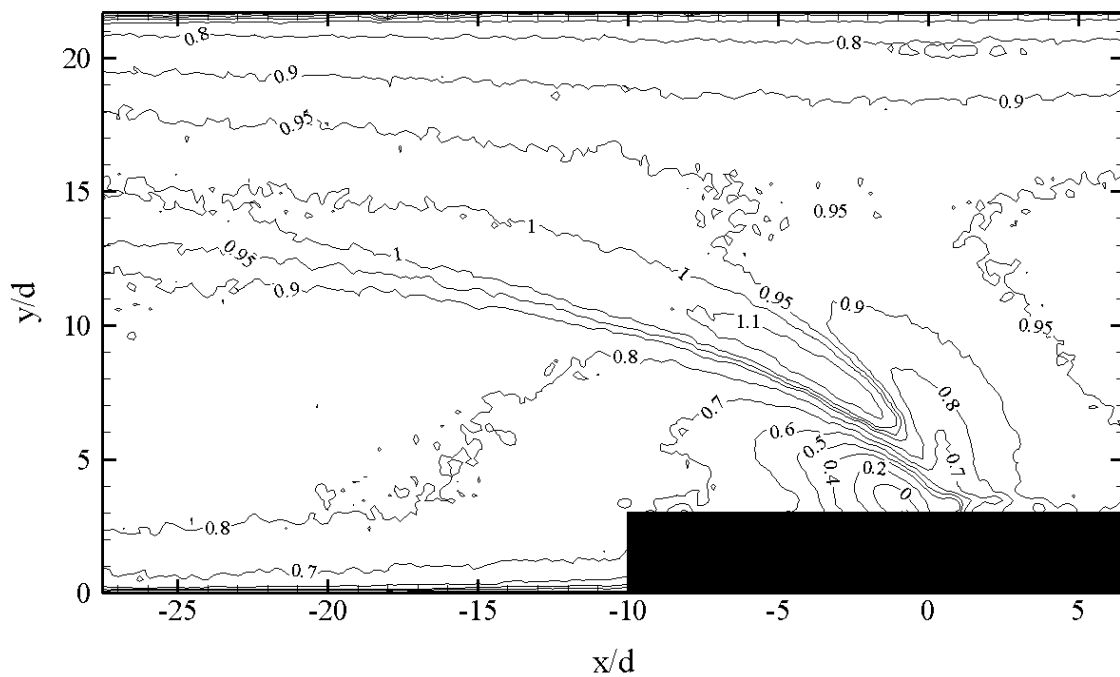


Figura 5.55 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 5,3$

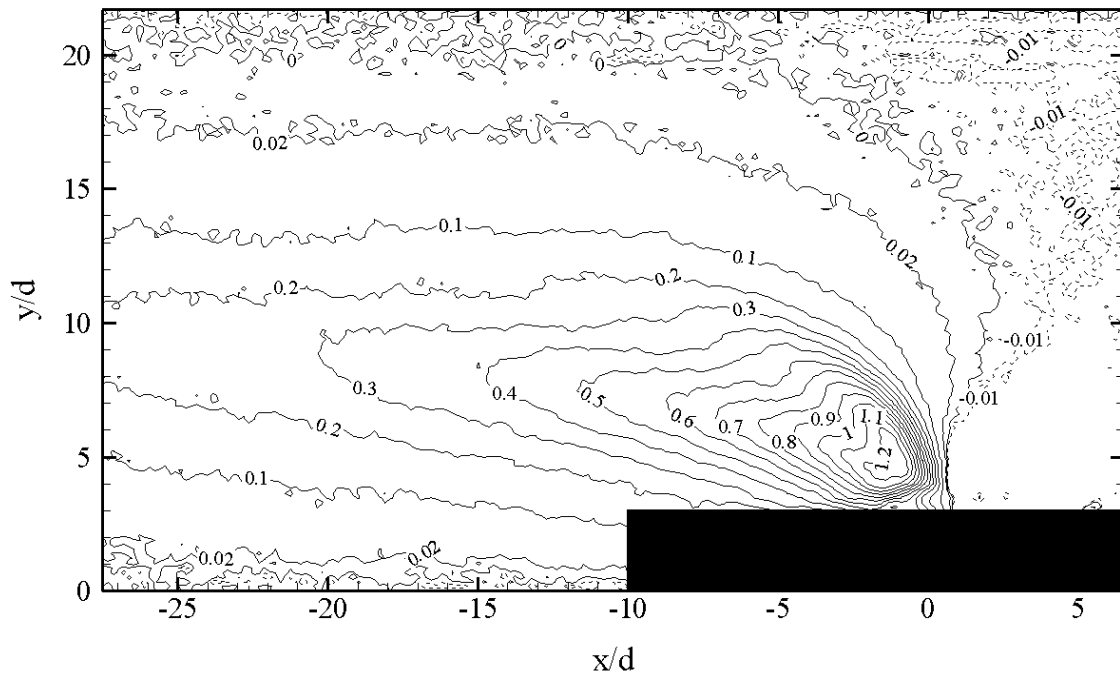


Figura 5.56 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $V_r = 5,3$

➤ $V_r = 3,4$

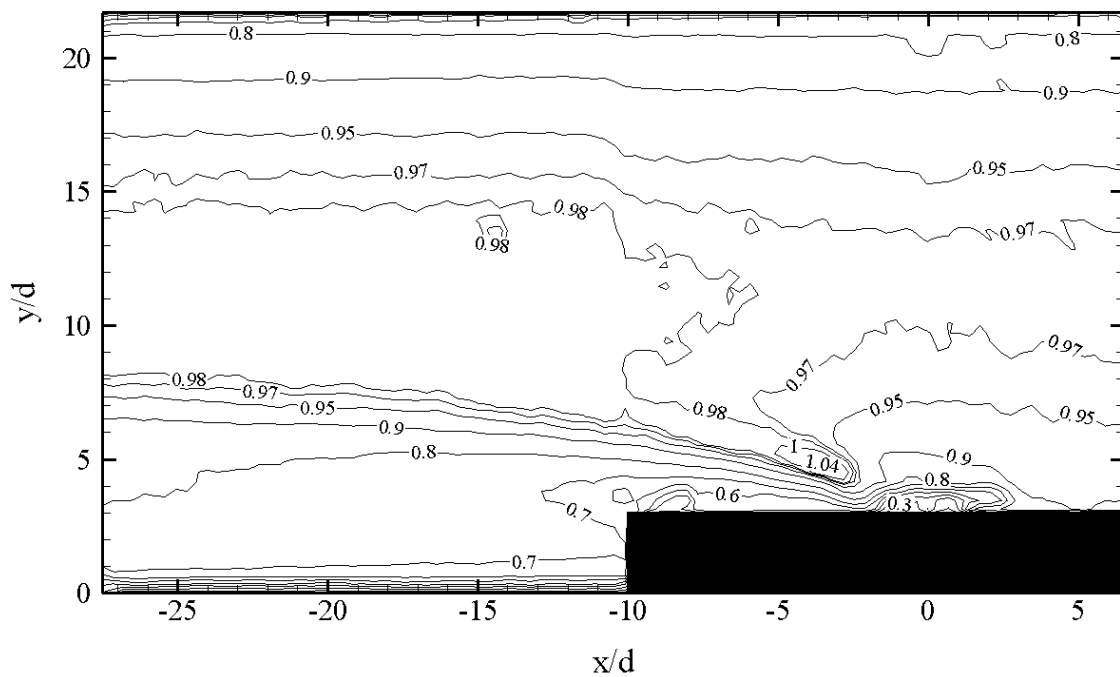


Figura 5.57 – Mapa de linha de contorno de U_x/U_c para $V_r = 3,4$

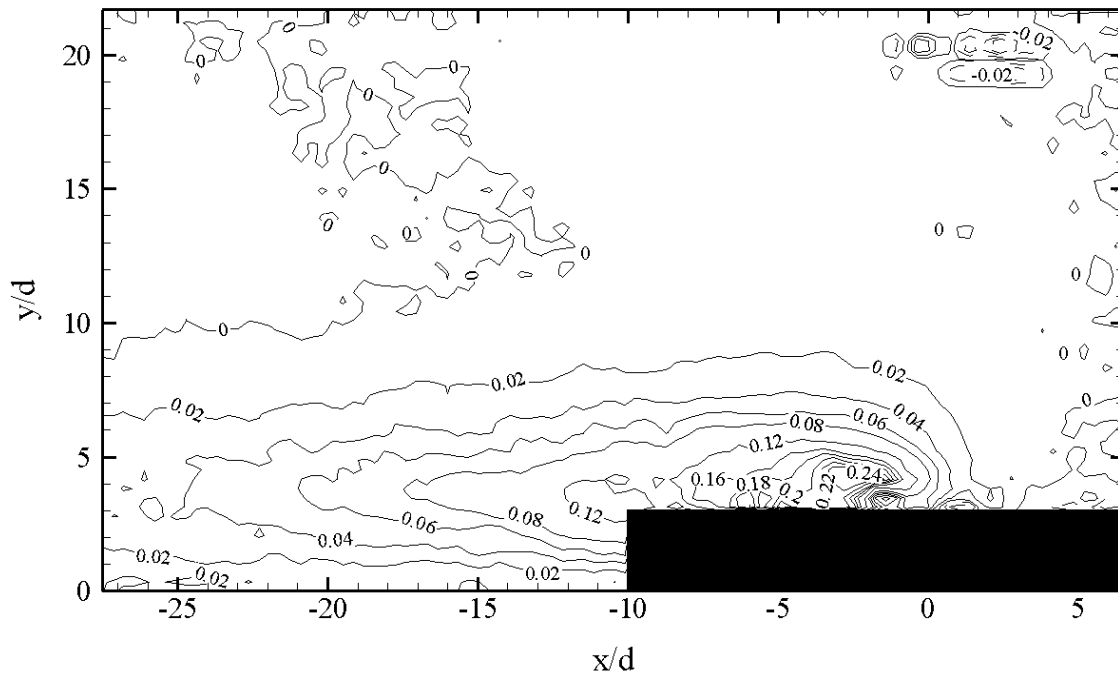


Figura 5.58 – Mapa de linha de contorno de U_y/U_c para $Vr = 3,4$

5.1.6 Flutuação das componentes de velocidade (u_x e u_y)

De acordo com a teoria da turbulência, qualquer propriedade do escoamento pode ser expressa através de uma quantidade média e de outra de flutuação associada à turbulência (SILVA FREIRE et al., 2002). Desta forma, as componentes de velocidade instantânea na direção x e na direção y podem ser escritas, respectivamente, como:

$$\tilde{U}_x = U_x + u_x \quad (5.2)$$

$$\tilde{U}_y = U_y + u_y \quad (5.3)$$

onde U_x e U_y são as componentes de velocidade média na direção x e y , respectivamente, e u_x e u_y são as flutuações de velocidade na direção x e y , respectivamente, em torno da média.

Os resultados de U_x e U_y adimensionalizados por U_c , para todos os sete Vr 's simulados experimentalmente, foram apresentados na seção anterior (5.1.5). Nesta seção, são apresentados os respectivos resultados de u_x e u_y , também adimensionalizados por U_c , para os mesmos Vr 's, conforme Figuras 5.59 a 5.72.

Em todos os Vr 's, tanto para u_x como u_y , as maiores flutuações são observadas na região central do jato e logo ao redor dela, sendo que a região de máximo ocorre sempre

abaixo do centro do jato. Regiões com maiores valores de flutuação indicam a presença de maior turbulência. Observam-se altas flutuações na região central do jato, afastando-se dessa região as flutuações diminuem.

Observa-se que, conforme V_r diminui, as flutuações na região central do jato e ao redor dela também diminuem, indicando uma menor turbulência. Nas regiões mais afastadas do centro do jato, a variação do V_r não provoca variações significativas nos valores das flutuações.

As Figuras mostram ainda que u_y apresenta valores de flutuações pouco maiores que u_x , sendo que essa diferença tende a diminuir com a redução do V_r . Em $V_r = 5,3$ esses valores são bem próximos e em $V_r = 3,4$ o cenário se inverte, ou seja, u_x passa a apresentar valores maiores que u_y , apesar da diferença entre eles ser bem pequena.

➤ **$V_r = 14,4$**

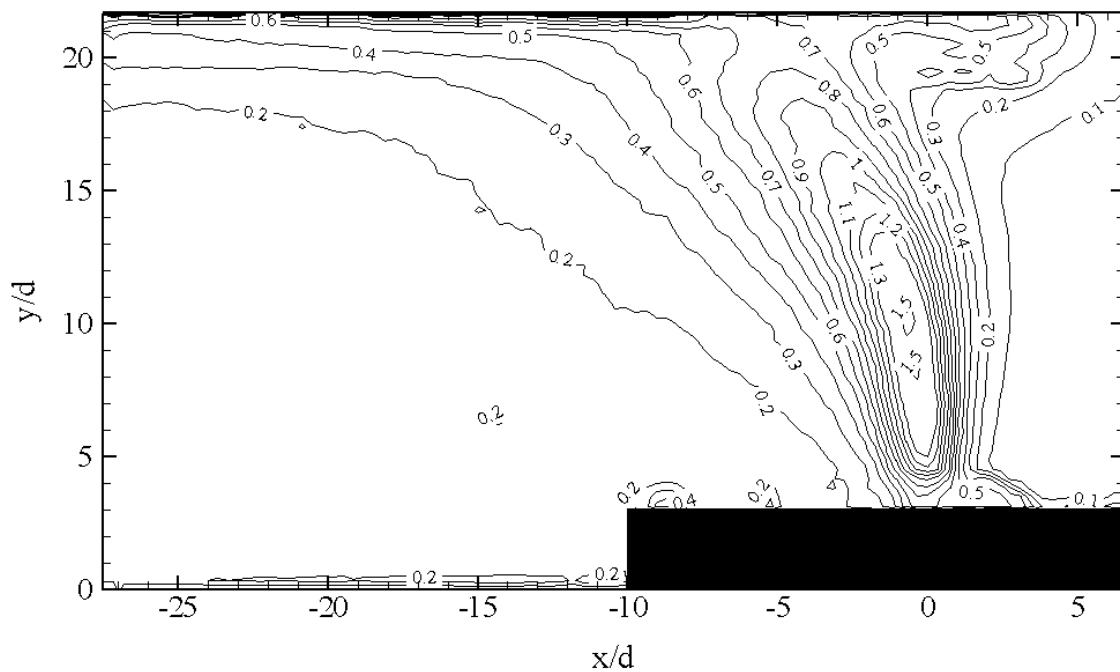


Figura 5.59 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 14,4$

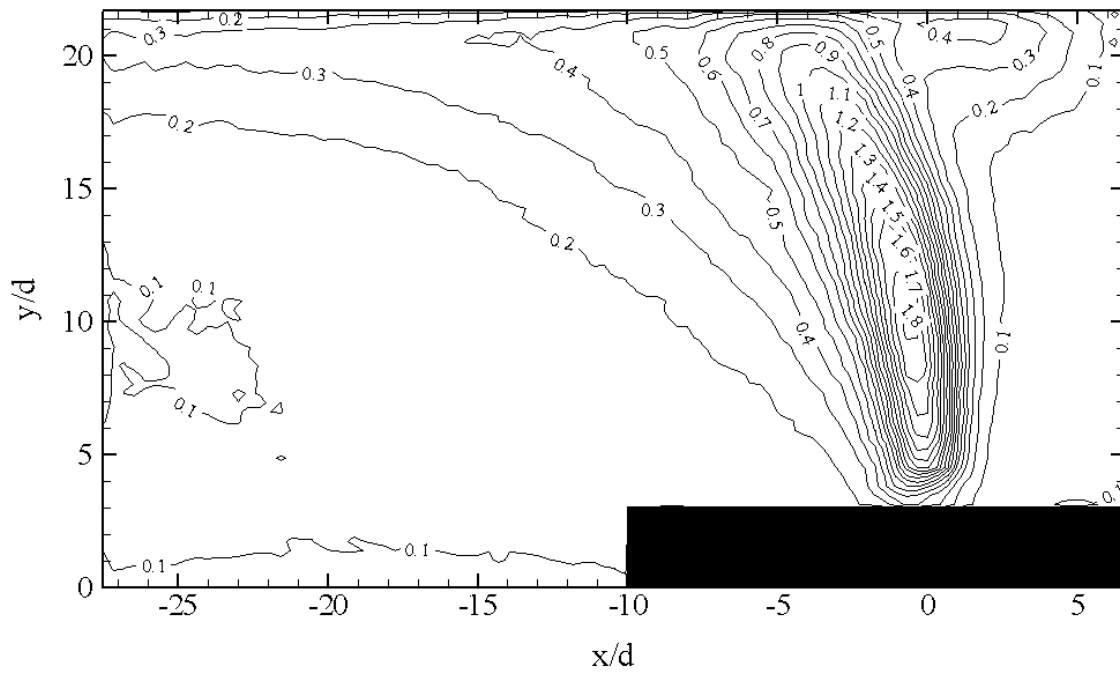


Figura 5.60 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 14,4$

➤ **$V_r = 12,7$**

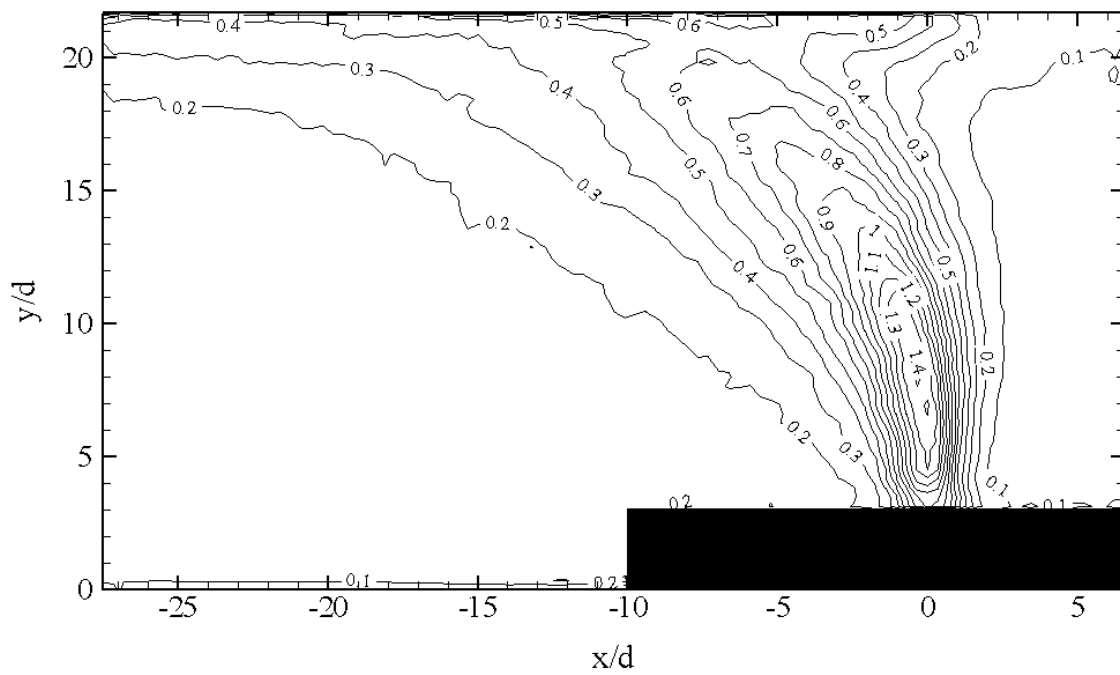


Figura 5.61 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 12,7$

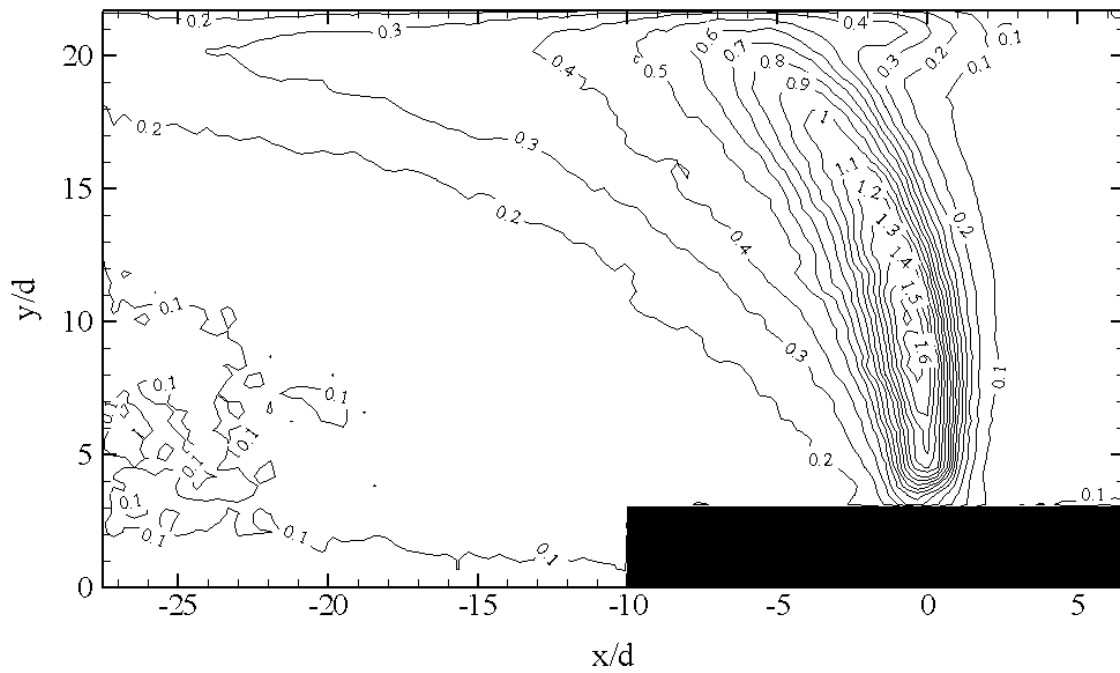


Figura 5.62 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 12,7$

➤ **$V_r = 11,6$**

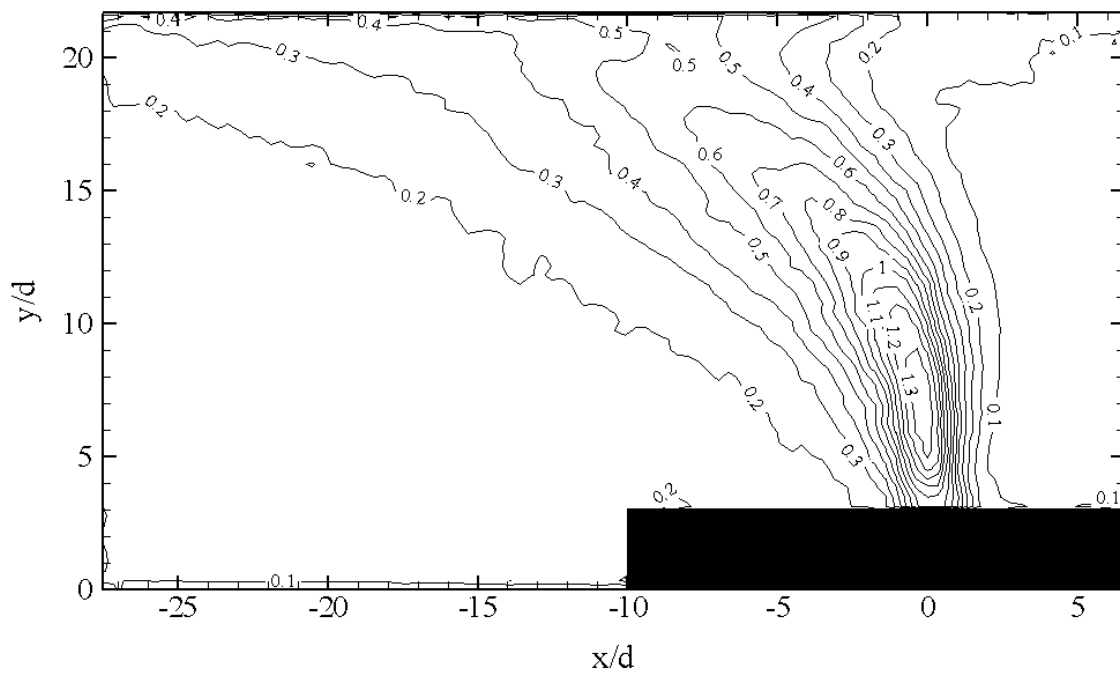


Figura 5.63 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 11,6$

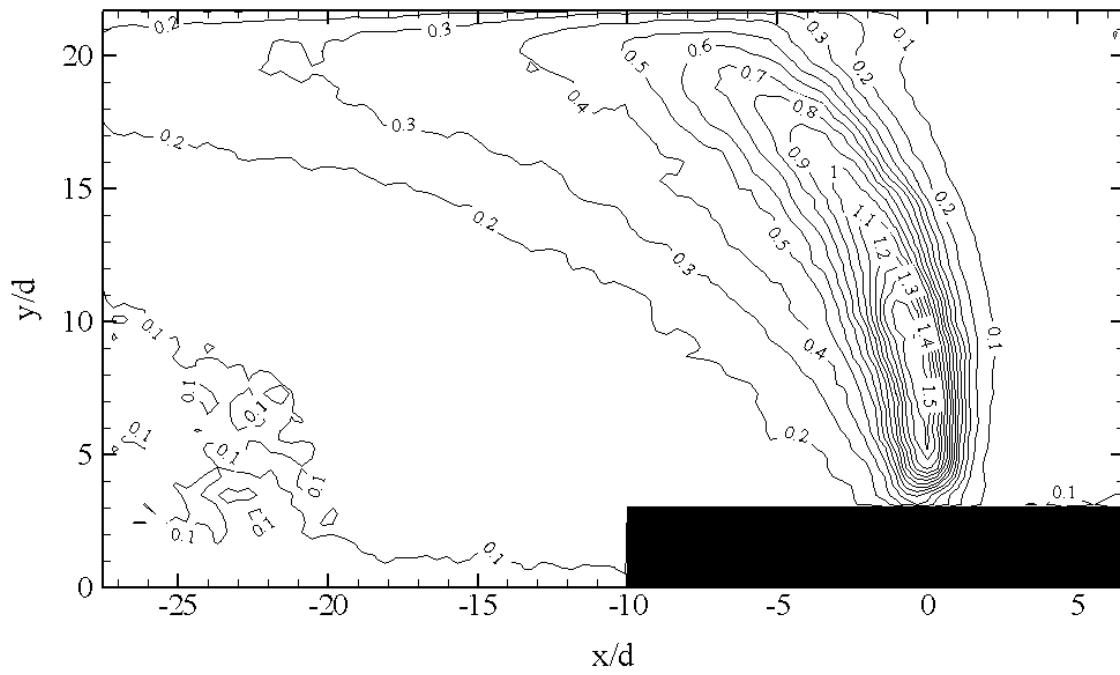


Figura 5.64 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 11,6$

➤ **$V_r = 9,4$**

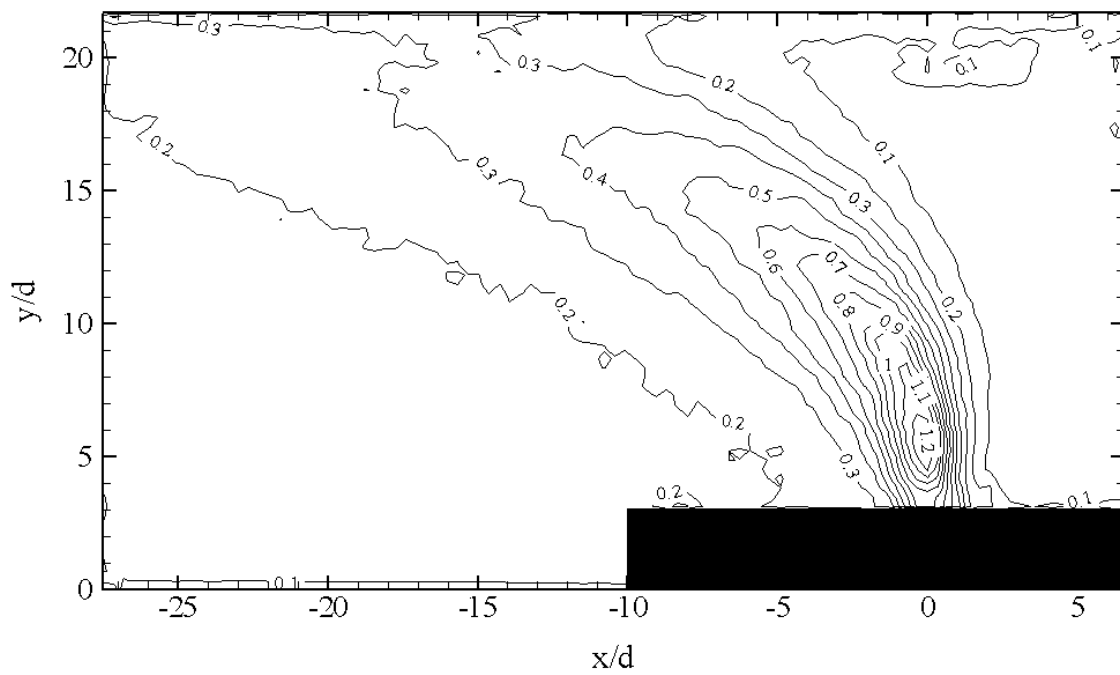


Figura 5.65 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 9,4$

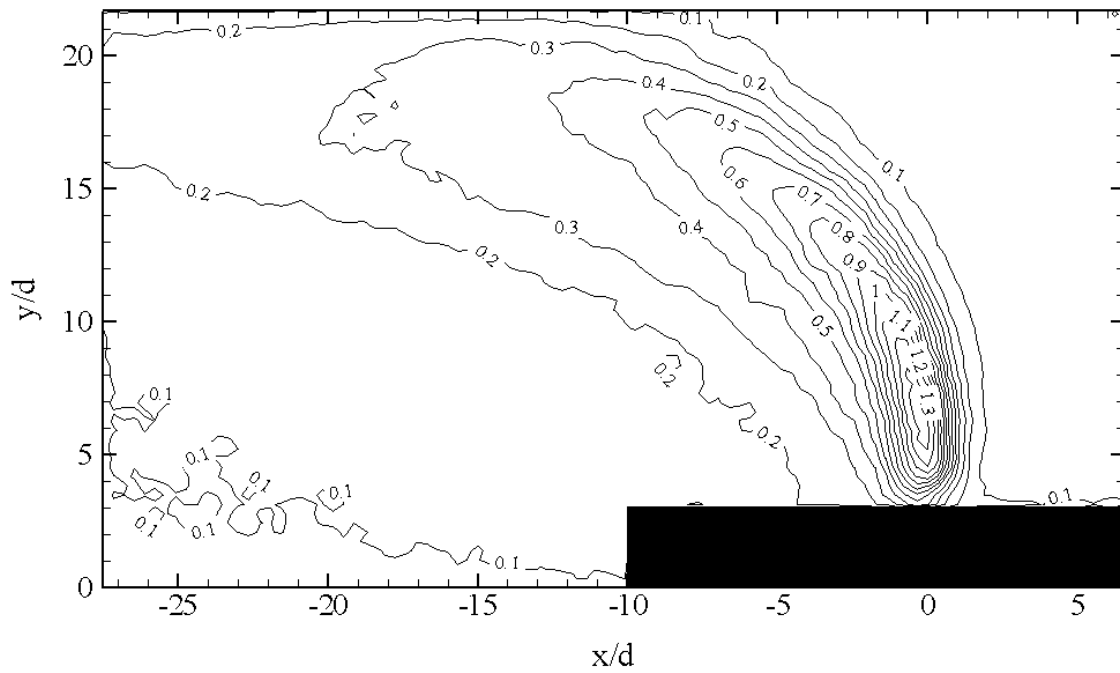


Figura 5.66 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 9,4$

➤ **$V_r = 7,6$**

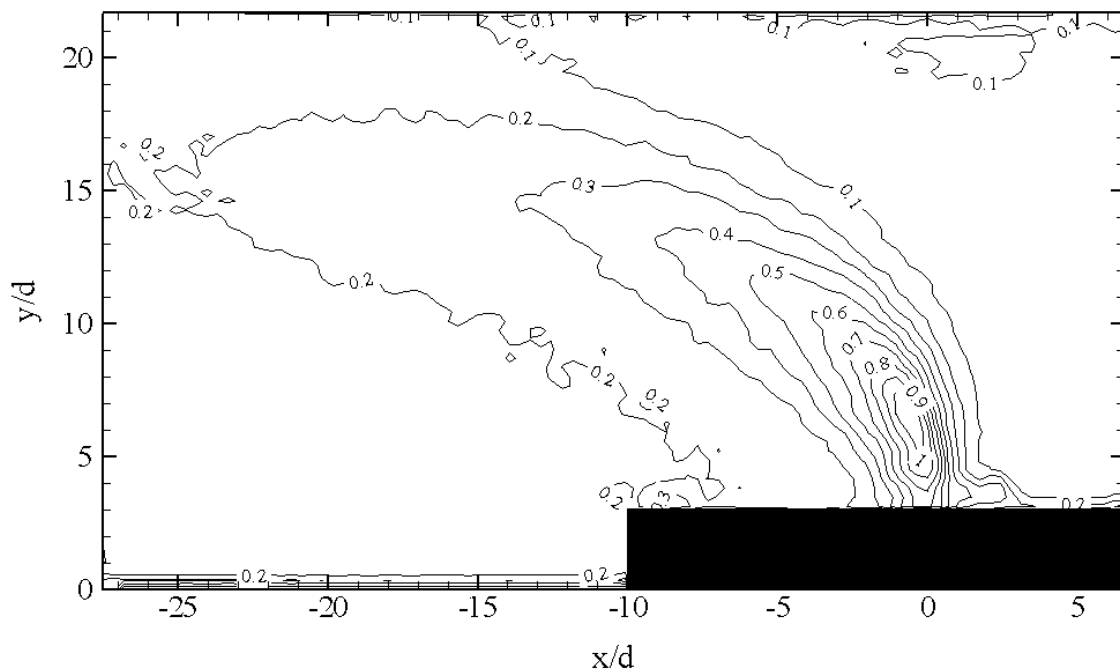


Figura 5.67 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 7,6$

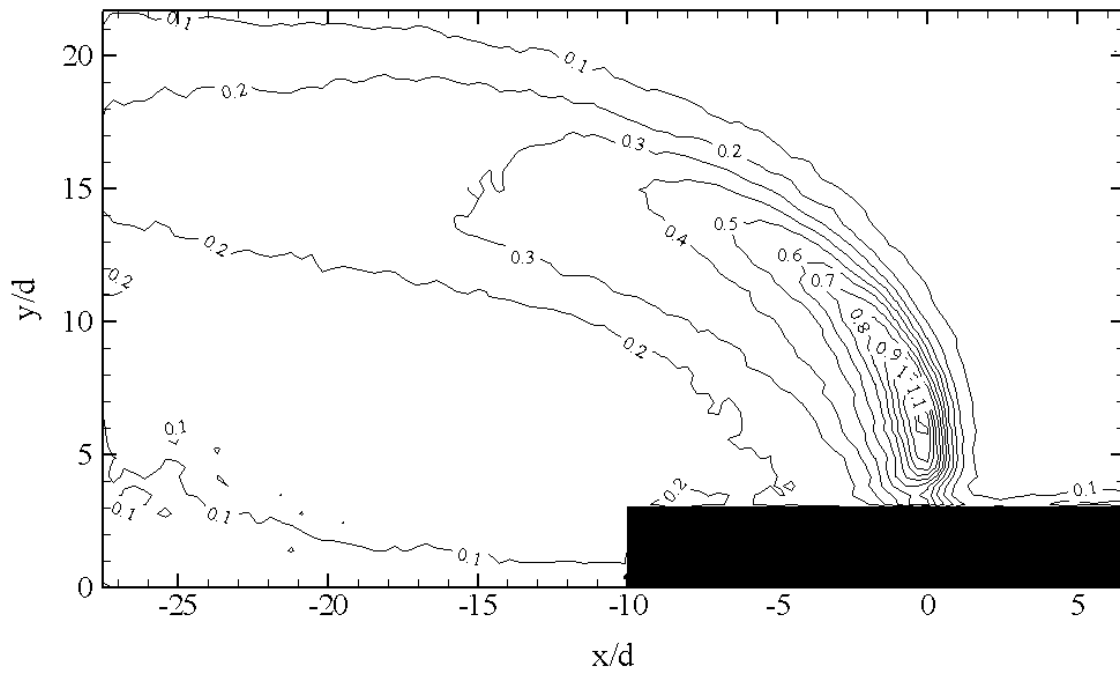


Figura 5.68 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 7,6$

➤ **$V_r = 5,3$**

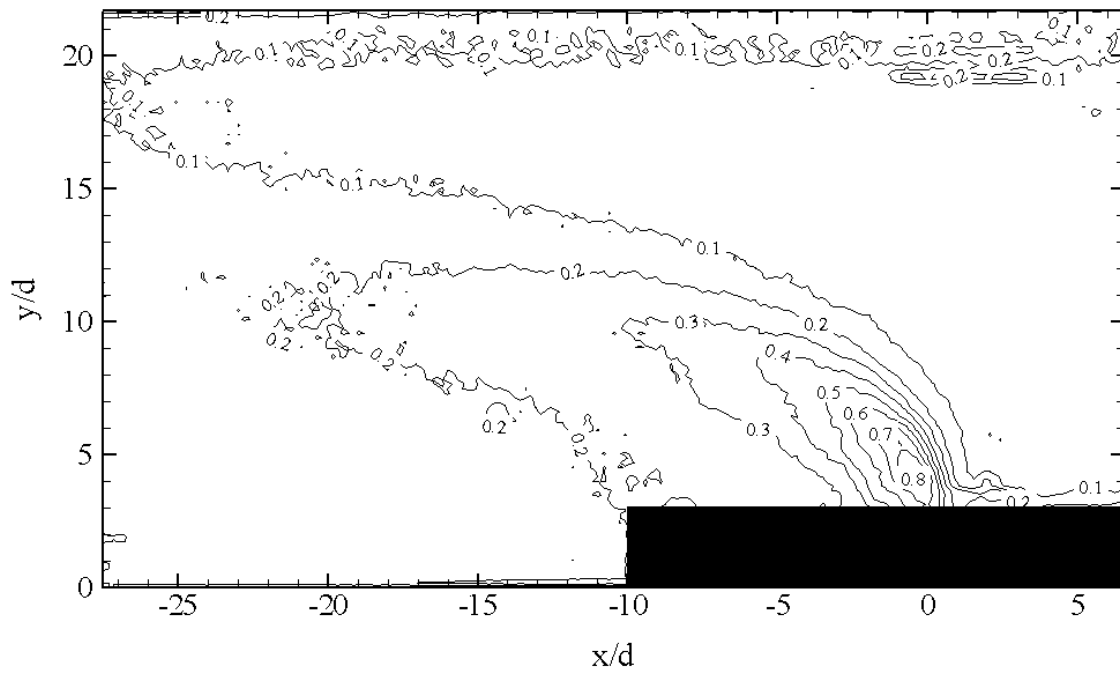


Figura 5.69 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 5,3$

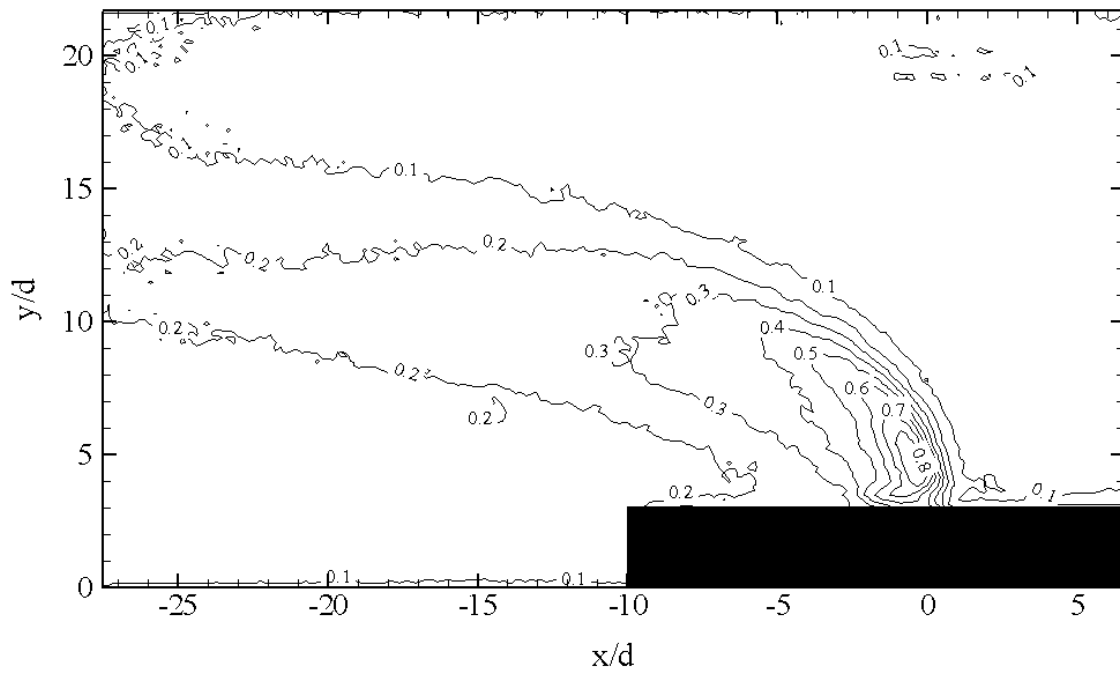


Figura 5.70 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $V_r = 5,3$

➤ **$V_r = 3,4$**

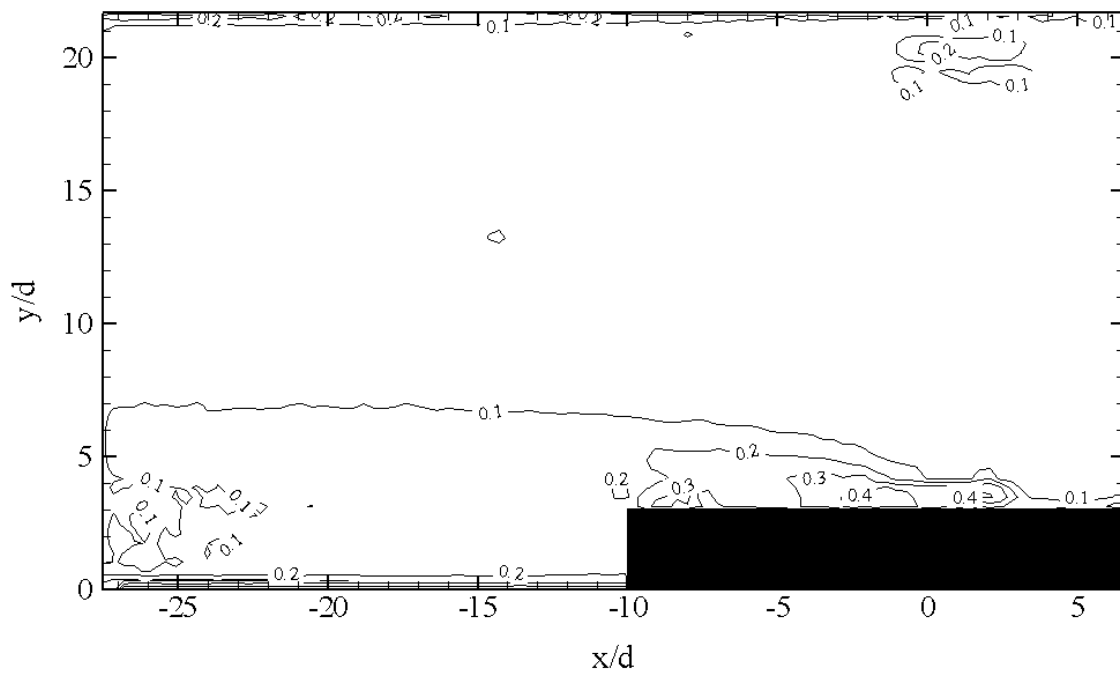


Figura 5.71 – Mapa de linha de contorno de u_x/U_c para $V_r = 3,4$

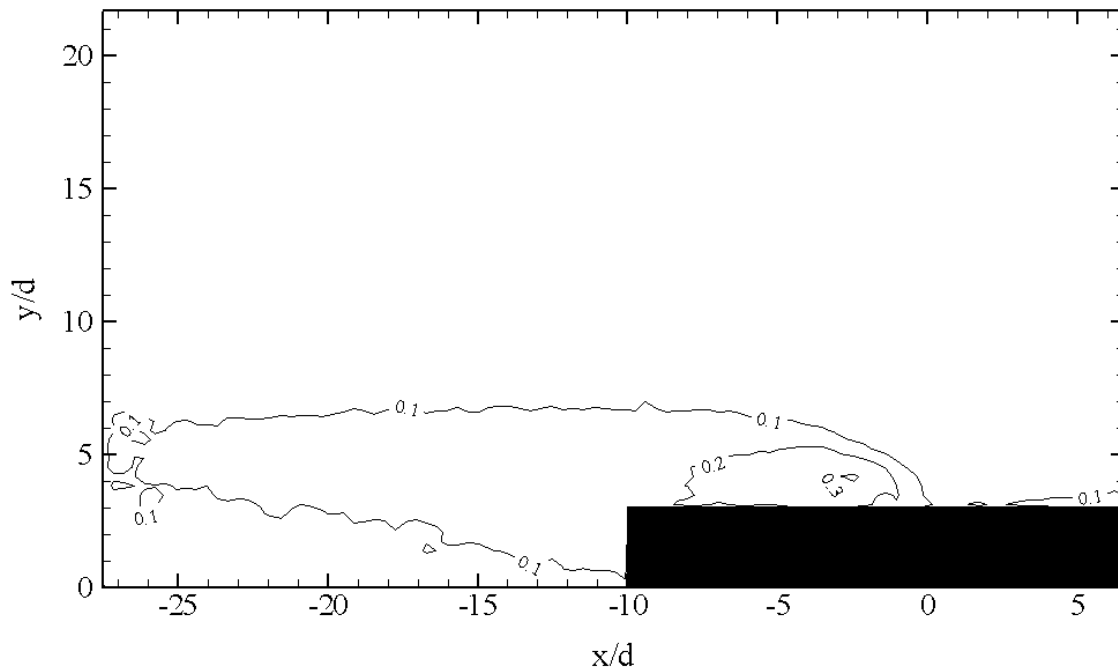


Figura 5.72 – Mapa de linha de contorno de u_y/U_c para $Vr = 3,4$

5.1.7 Mapas de linha de contorno de vorticidade média

A presença de vorticidade em um escoamento indica a existência de rotação de partículas fluidas. No presente trabalho a vorticidade foi calculada a partir das derivadas espaciais do campo bidimensional de velocidade média, descrevendo assim a rotação em torno do eixo z . O cálculo foi realizado a partir da seguinte equação:

$$w_z = \frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \quad (5.4)$$

Os resultados obtidos encontram-se apresentados nas Figuras 5.73 a 5.79, na forma de mapas de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}), para os sete Vr 's estudados.

A partir das figuras, observa-se a distribuição de vorticidade média na região estudada do escoamento, particularmente ao longo das interfaces jato-escoamento cruzado a montante e a jusante do jato. As linhas de contorno pontilhadas indicam as regiões de vorticidade negativa. Logo, nota-se que o movimento rotacional na interface a montante do jato corre em uma direção oposta ao movimento rotacional na interface a jusante do jato. Este comportamento pode ser observado claramente a partir de uma visualização do plano central do escoamento, obtida por LIM et al. (2001), mostrando os vórtices da camada cisalhante (ver Fig. 2.2). Comparando a Figura 2.2 com os gráficos de vorticidade média, deduz-se que a região central do jato encontra-se entre as

linhas de vorticidade negativa e as linhas de vorticidade positiva. Esta dedução também foi realizada por NEW et al. (2006).

Para $V_r = 14,4, 12,7, 11,6, 9,4$ e $7,6$, os valores de vorticidade média na vizinhança a montante da região central do jato são maiores do que na vizinhança a jusante. Provavelmente por isso foi mais fácil visualizar, nos campos de velocidade instantânea (Figuras 5.10 – 5.14), os vórtices da camada cisalhante localizados na interface jato-escoamento cruzado a montante do que a jusante do jato. Para $V_r = 5,3$ observa-se que tanto os valores como a distribuição da vorticidade média na vizinhança a montante são bem similares aos da vizinhança a jusante. Em $V_r = 3,4$, a distribuição da vorticidade média muda bastante, pois considerando-se a localização do centro do jato neste mapa observa-se praticamente apenas vorticidades médias positivas em ambos os lados do centro do jato, para $y/d > 3$.

É interessante observar nos mapas para $V_r = 14,4, 12,7$ e $11,6$ a alta concentração de vorticidade presente no vórtice localizado próximo à parede superior da tubulação.

Nota-se ainda que, diminuindo o V_r , as regiões com alta concentração de vorticidade média também diminuem, chegando a desaparecer em alguns casos.

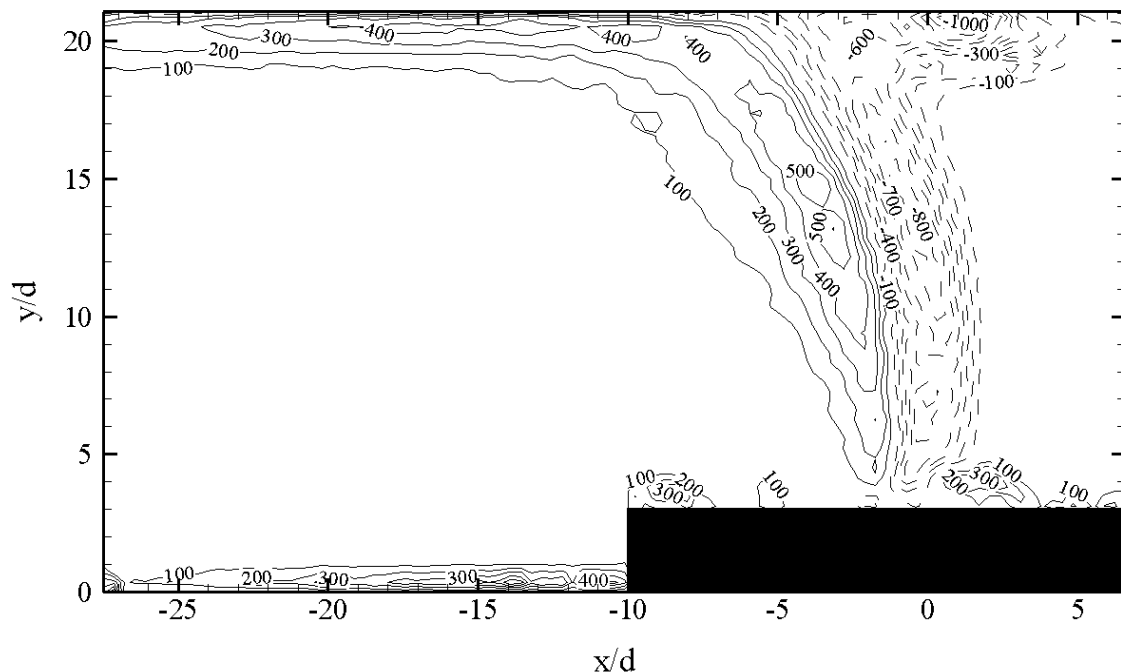


Figura 5.73 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $V_r = 14,4$

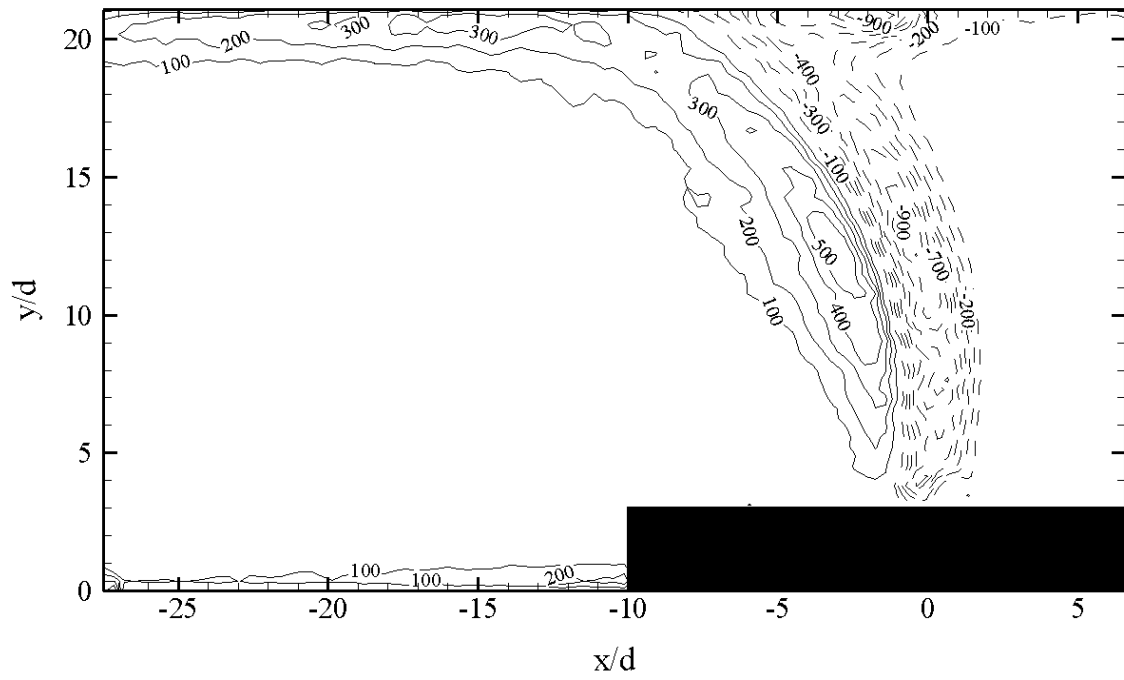


Figura 5.74 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 12,7$

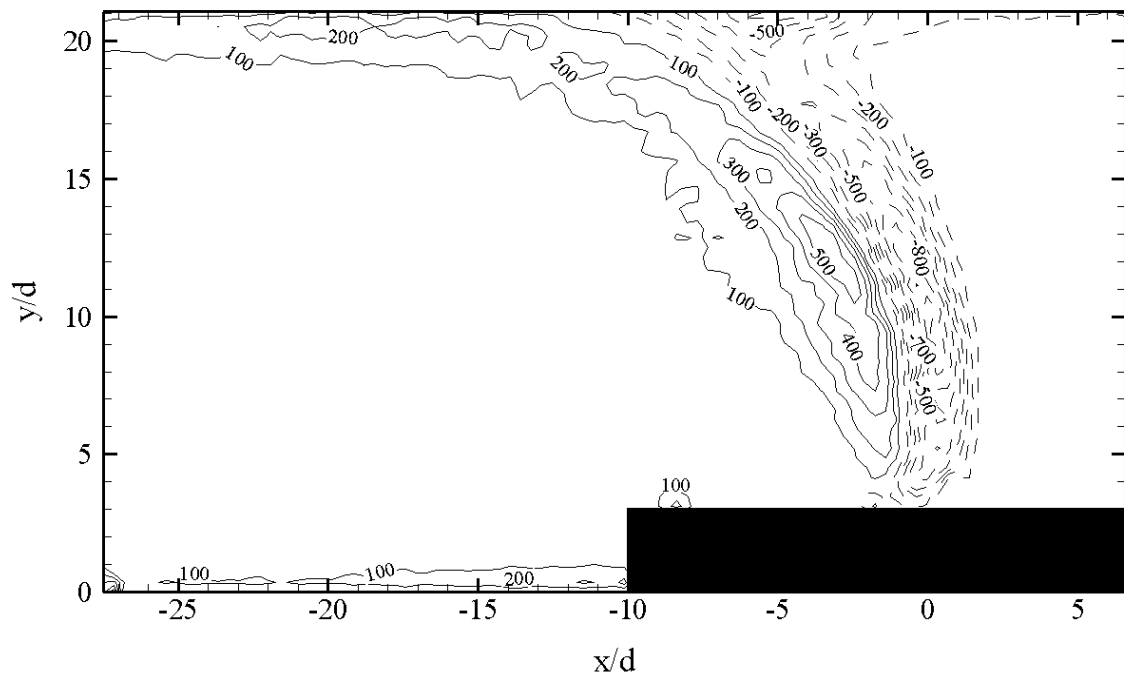


Figura 5.75 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 11,6$

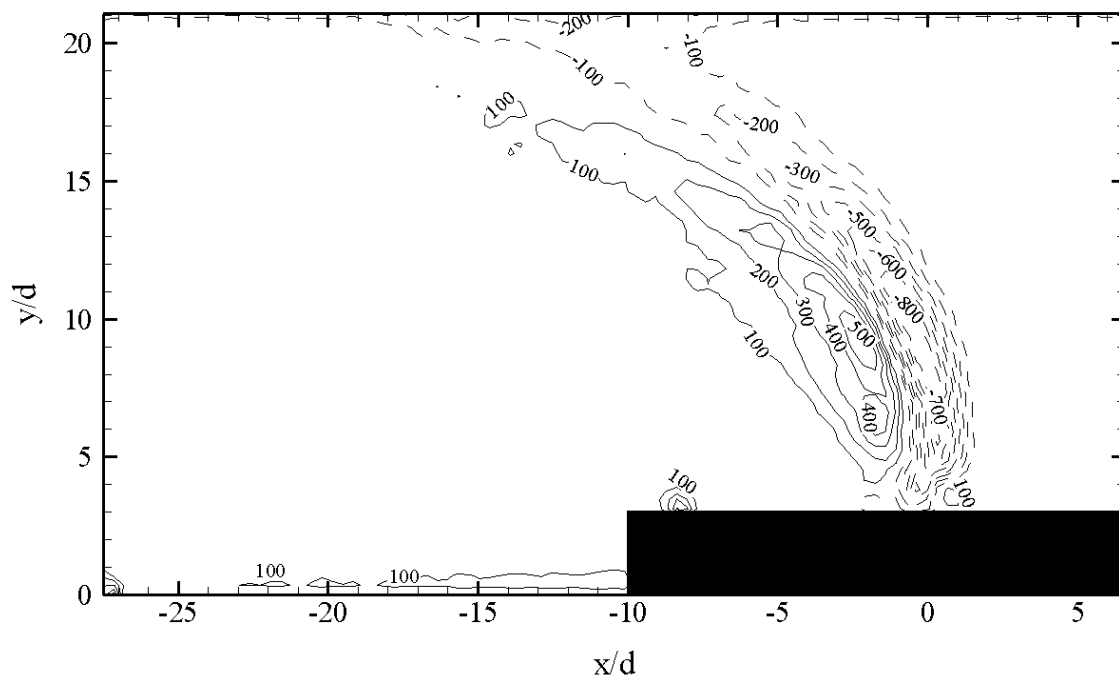


Figura 5.76 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 9,4$

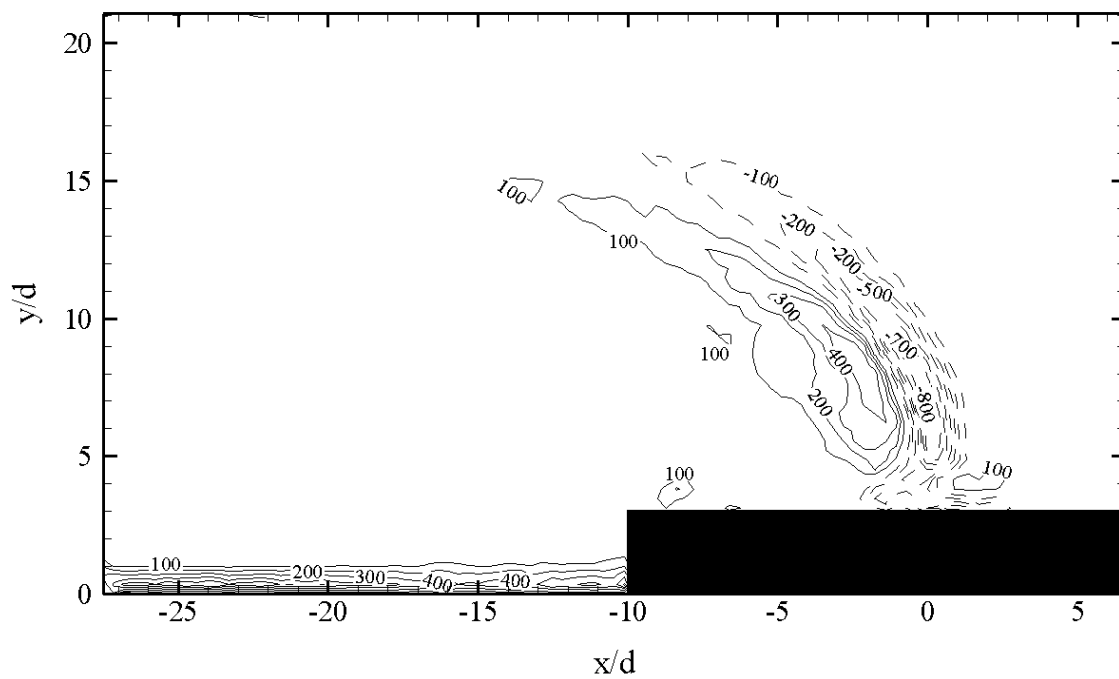


Figura 5.77 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 7,6$

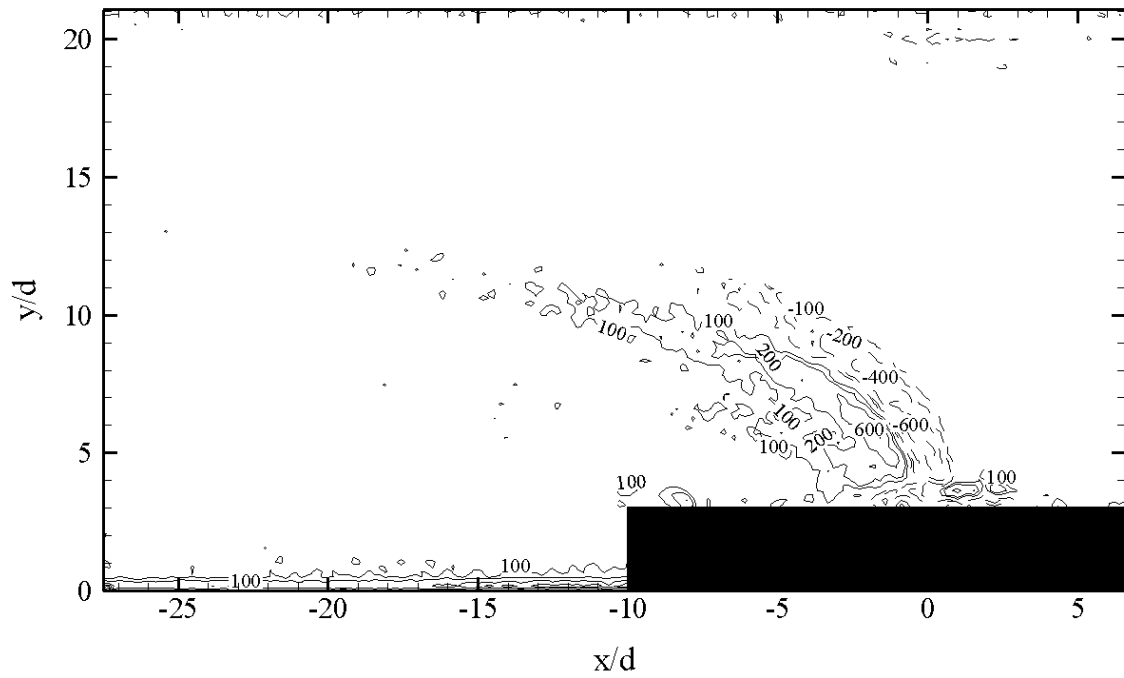


Figura 5.78 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 5,3$

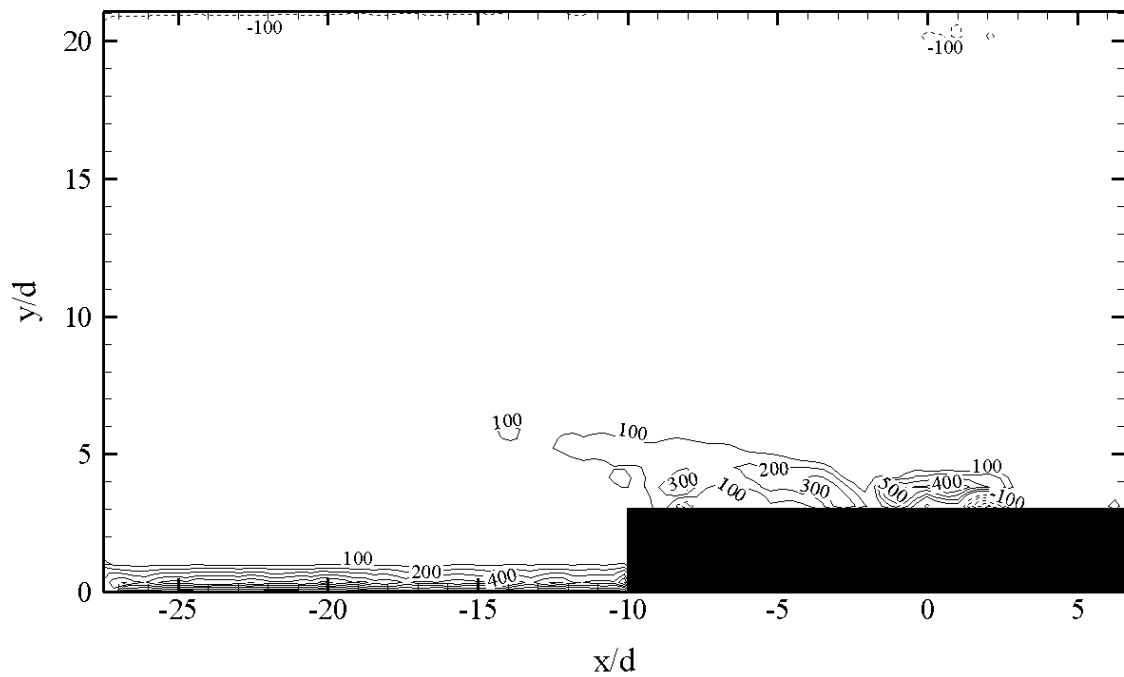


Figura 5.79 – Mapa de linha de contorno de vorticidade média (s^{-1}) para $Vr = 3,4$

5.1.8 Mapa de linha de contorno da energia cinética turbulenta, k

A energia cinética turbulenta foi calculada a partir das flutuações de velocidade na direção longitudinal e vertical do escoamento, u_x e u_y , respectivamente, conforme a equação:

$$k = \frac{1}{2} (u_x^2 + u_y^2) \quad (5.5)$$

Os resultados obtidos podem ser visualizados a partir das Figuras 5.80 a 5.86, as quais apresentam os mapas de linha de contorno da energia cinética turbulenta, k (m^2/s^2), para os sete Vr 's que estão sendo analisados.

Através da Eq. 5.5 observa-se que k varia com o quadrado das flutuações u_x e u_y . No entanto, u_x e u_y possuem uma distribuição no campo de velocidades do escoamento bastante semelhantes, conforme descrito na seção 5.1.6. Logo, da mesma forma que as flutuações u_x e u_y , os maiores valores de k se encontram na região central do jato, abaixo do centro do mesmo, para todos os Vr 's analisados. Ao se deslocar para a periferia do jato, esses valores vão diminuindo. As regiões que possuem os maiores valores de k são as regiões que apresentam maiores turbulências.

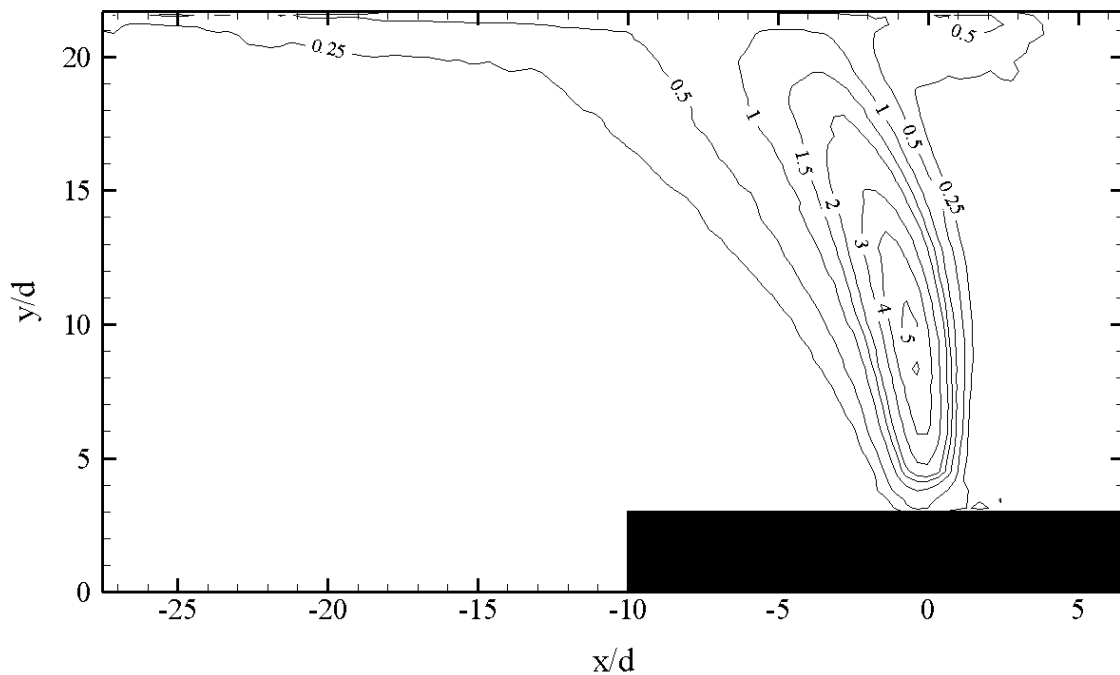


Figura 5.80 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $Vr = 14,4$

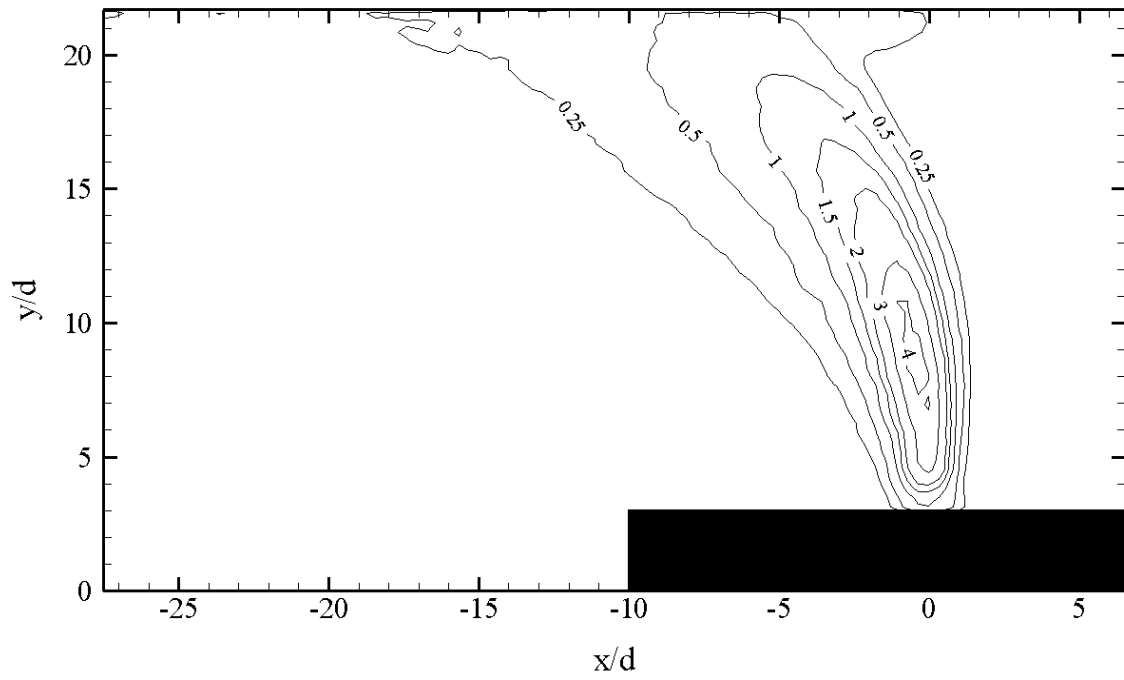


Figura 5.81 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 12,7$

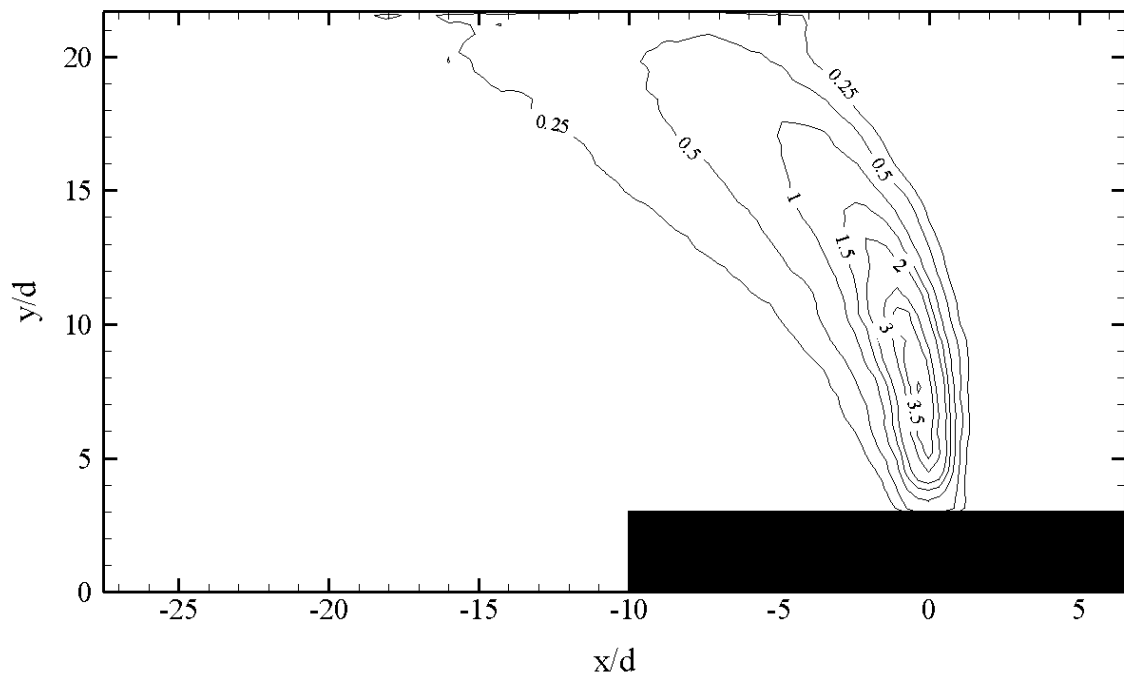


Figura 5.82 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 11,6$

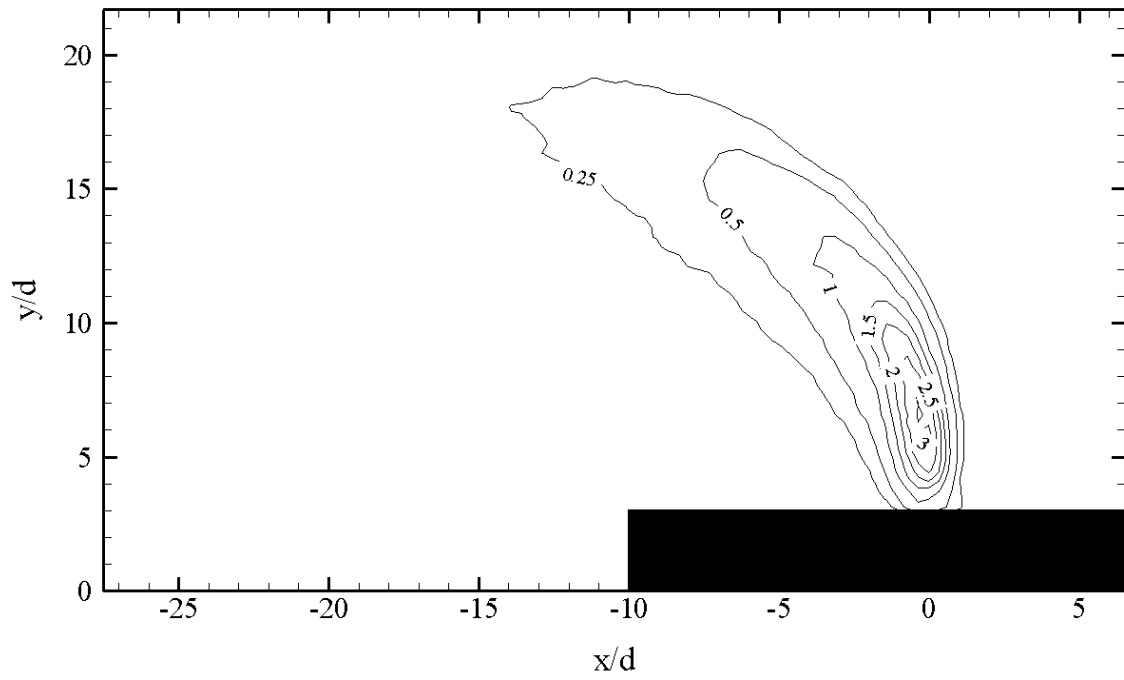


Figura 5.83 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 9,4$

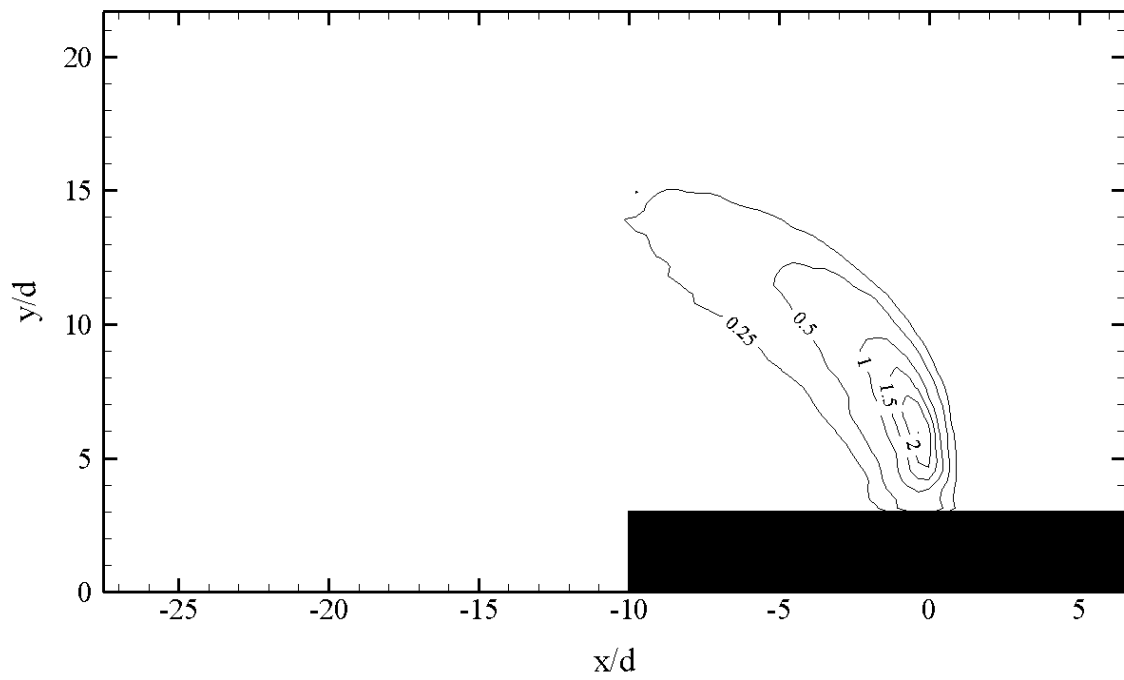


Figura 5.84 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 7,6$

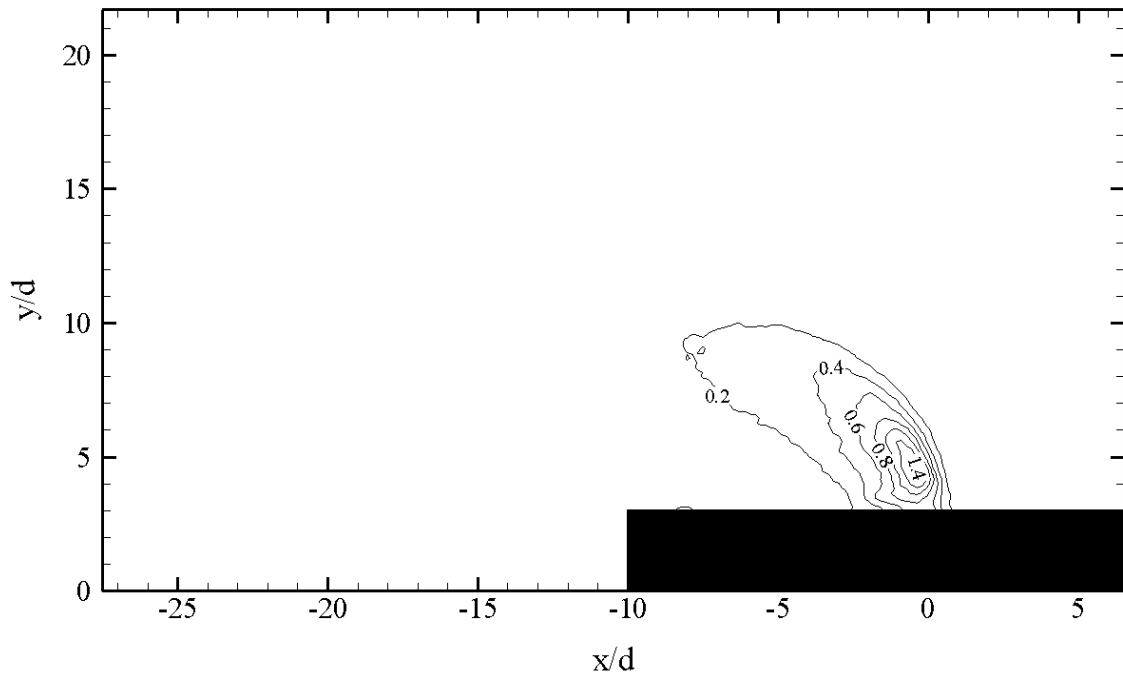


Figura 5.85 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 5,3$

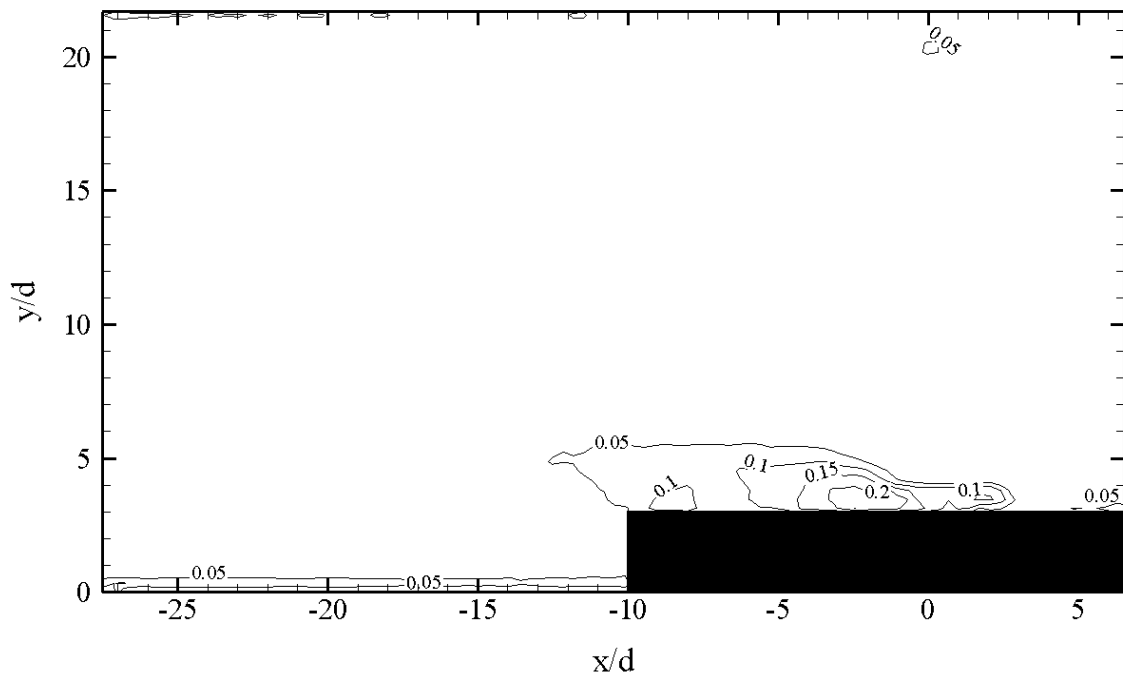


Figura 5.86 – Mapa de linha de contorno de k (m^2/s^2) para $V_r = 3,4$

5.2 RESULTADOS DOS EXPERIMENTOS COM A TÉCNICA LIF

5.2.1 Imagens instantâneas

Apesar dos experimentos com PIV e LIF não terem sido realizados simultaneamente, foram obtidos V_r 's muito próximos para cada técnica, o que permite

que sejam feitas algumas comparações entre os resultados verificados com a técnica PIV e aqueles obtidos com a técnica LIF. Essas comparações serão realizadas ao longo da exposição dos resultados dos experimentos com a técnica LIF.

O objetivo desta seção é fornecer uma visualização das estruturas coerentes a partir de imagens instantâneas obtidas através da técnica LIF. Como o experimento foi realizado em circuito fechado, o escoamento principal foi sendo contaminado a cada corrida. Logo, nas imagens adquiridas em algumas corridas, como para $V_r = 14,6$, $11,5$ e $5,4$ (Figs. 5.87, 5.89 e 5.92, respectivamente), observa-se maior dificuldade em visualizar as particularidades do comportamento do jato, visto que as imagens instantâneas ainda não foram tratadas. Algo que facilita a visualização é observar a movimentação do jato a partir da análise de duas imagens adquiridas em tempos consecutivos, conforme exposto nas Figuras 5.87 a 5.93.

Nas figuras 5.87 a 5.93 observam-se possíveis vórtices de camada cisalhante na interface jato-escoamento cruzado, conforme indicam as setas brancas localizadas a montante do jato. Na Figura 5.92, observa-se ainda um possível vórtice de camada cisalhante a jusante do jato, conforme indicado por uma seta branca.

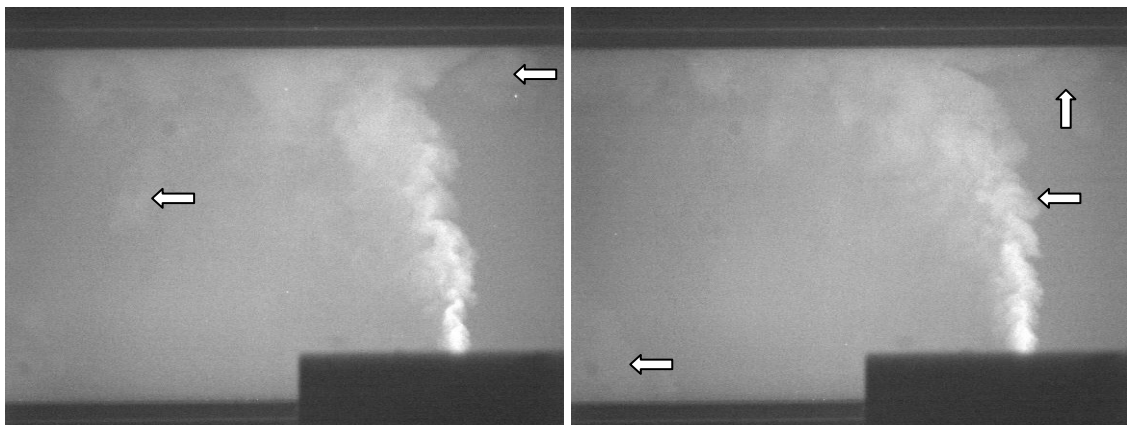
As imagens adquiridas para $V_r = 14,6$, $12,7$ e $11,5$ (Figuras 5.87 – 5.89) mostram a existência de um grande vórtice, a princípio vórtice de camada cisalhante, próximo à parede superior da tubulação, conforme observado para a mesma faixa de V_r nos experimentos com PIV.

A partir da análise da distribuição de vorticidade média realizada nos experimentos com PIV, sabe-se que a interface jato-escoamento cruzado apresenta alta concentração de vorticidade. Logo, vários vórtices de camada cisalhante são formados em instantes e localizações diversas ao longo do campo de influência do jato. Cabe ressaltar então que, através das figuras abaixo, buscou-se apenas apresentar de forma qualitativa e ilustrativa alguns possíveis vórtices que apareceram de forma um pouco mais clara nas imagens adquiridas, não descartando porém a presença de vários outros.

As imagens expostas nas figuras abaixo permitem a visualização do entranhamento de fluido do escoamento principal no jato. Observa-se também que, abaixo dos “ganchos” formados pelos vórtices da camada cisalhante, sempre existe uma região de tonalidade mais escura, igual à tonalidade do escoamento principal. De acordo com

NEW et. al. (2006) e PAN e MENG (2001), os vórtices da camada cisalhante são grandes responsáveis por entranhar o fluido do escoamento principal no jato.

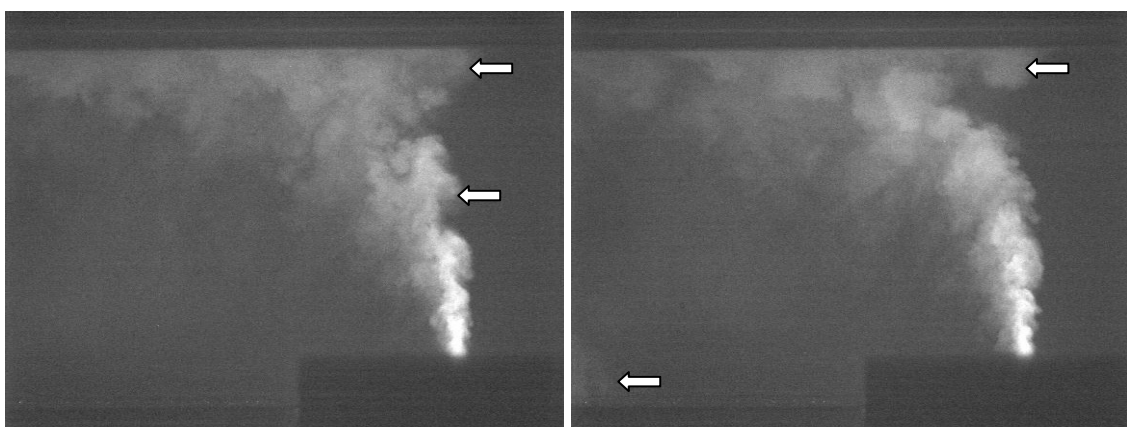
Algumas imagens instantâneas para $V_r = 14,6$ e $12,7$ mostraram que existe uma interação entre o fluido do jato e a parede inferior da tubulação, como indicam as setas brancas a jusante do jato. Esta interação seria, a princípio, a presença de fluido do jato nas estruturas de esteira, como consequência de uma interação que ocorre entre o jato e a camada limite do escoamento principal, na região de esteira, conforme observado por FRIC e ROSHKO (1994). No entanto, no presente trabalho, não foi possível visualizar com clareza as estruturas que ligam o jato à camada limite do escoamento principal (estruturas verticais de esteira), conforme visualizadas por SMITH e MUNGAL (1998) para V_r 's acima de 10.



t = 4,60 s

t = 4,70 s

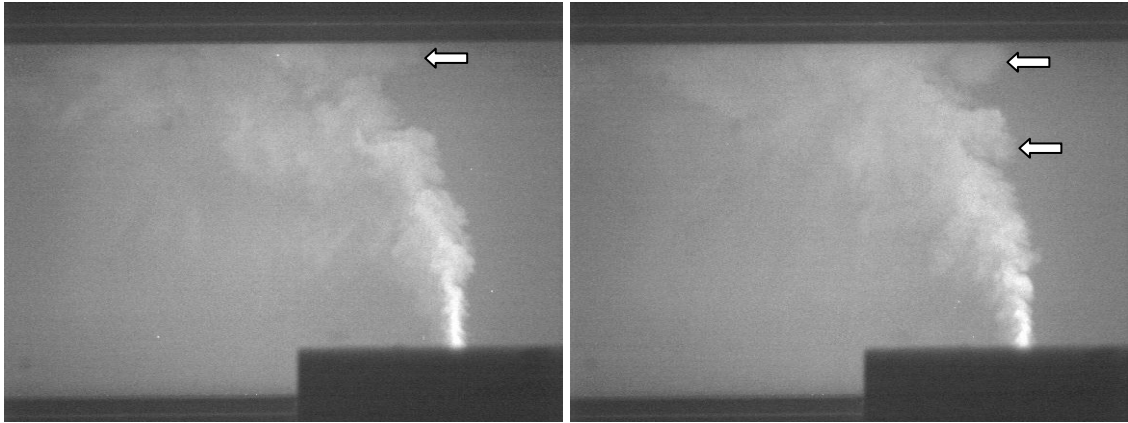
Figura 5.87 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 14,6$



t = 4,10 s

t = 4,20 s

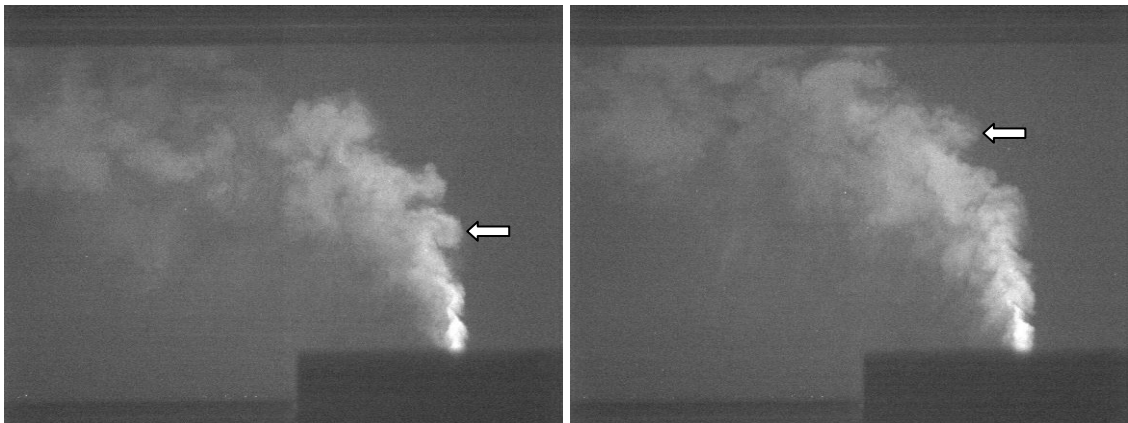
Figura 5.88 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 12,7$



t = 3,60 s

t = 3,70 s

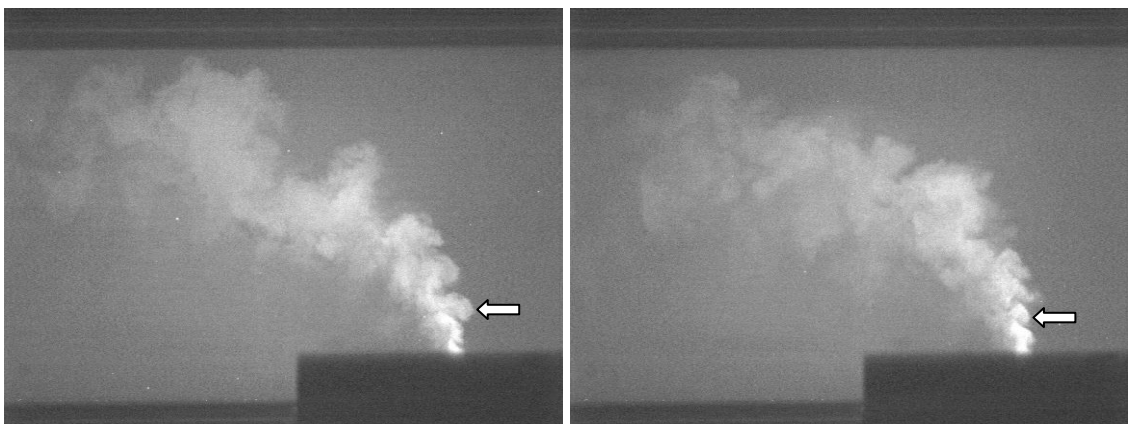
Figura 5.89 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 11,5$



t = 3,00 s

t = 3,10 s

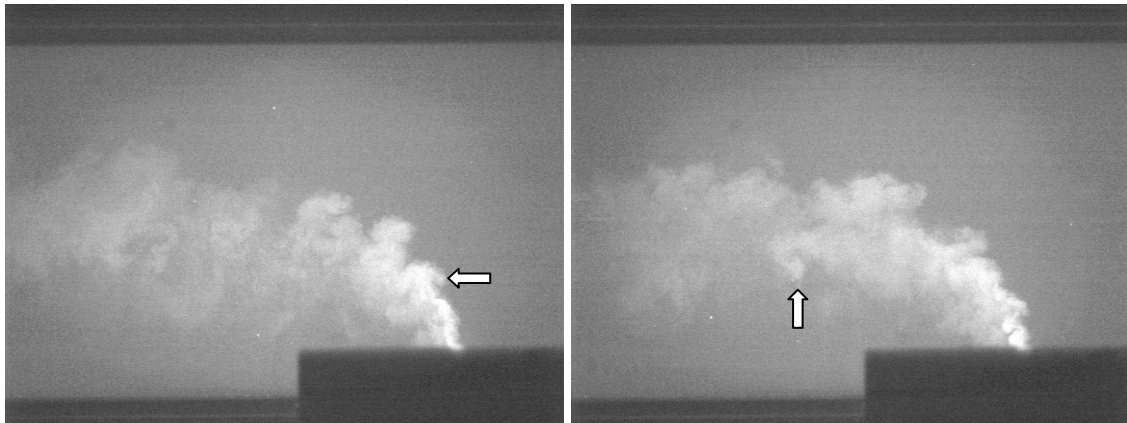
Figura 5.90 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 9,5$



t = 2,30 s

t = 2,40 s

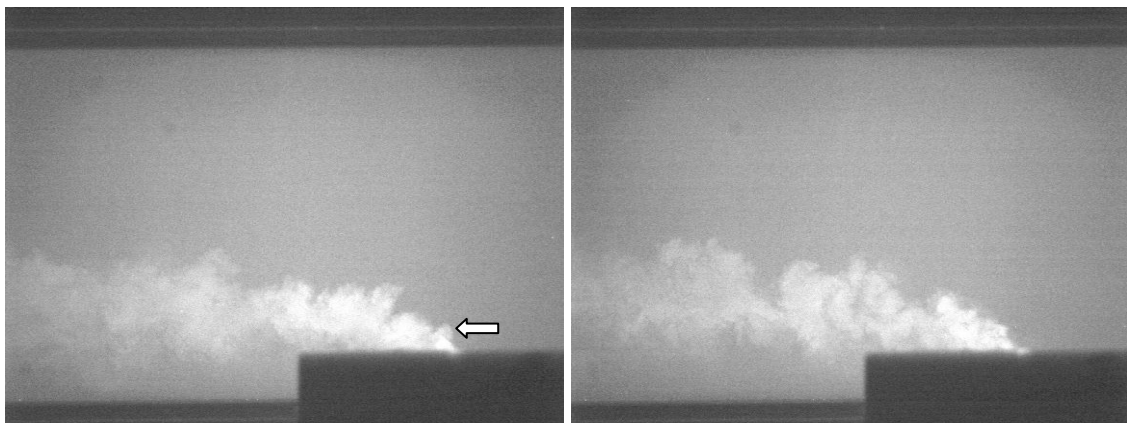
Figura 5.91 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 7,9$



t = 2,70 s

t = 2,80 s

Figura 5.92 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 5,4$



t = 4,30 s

t = 4,40 s

Figura 5.93 – Imagens instantâneas da dispersão do jato para $V_r = 3,2$

5.2.2 Trajetória do jato baseada nas medidas de concentração

A partir dos resultados obtidos com a técnica LIF, definiu-se a trajetória do jato baseada nos pontos de máxima concentração no plano central do escoamento, conforme realizado por SMITH e MUNGAL (1998), PAN e MENG (2001) e LULA (2006). Foram gerados então os gráficos apresentados na Figura 5.94, os quais mostram que os casos onde o jato penetra no escoamento, sem se concentrar na parte superior ou inferior da tubulação, ocorrem para $V_r = 7,9$ e $V_r = 5,4$, similar ao ocorrido com os resultados obtidos com a técnica PIV.

As coordenadas do escoamento foram normalizadas por “ V_{rd} ” e os gráficos $\log(x/V_{rd}) \times \log(y/V_{rd})$ foram gerados, como pode ser observado na Figura 5.95. Através dos gráficos observou-se a tendência de sobreposição das curvas, exceto para $V_r = 3,2$ e $5,4$. A reta vermelha apresenta o ajuste linear realizado para a trajetória de $V_r = 9,5$, mostrando a adequação da Equação 5.1 para representação desta trajetória. Os

coeficientes A e B da Eq. 5.1 calculados para todas as trajetórias podem ser visualizados na Tabela 5.3, bem como o coeficiente de correlação das respectivas retas de ajuste. Os resultados mostram que para o caso de $V_r = 3,2$ a trajetória do jato não se sobrepôs às outras e nem houve um bom ajuste da correlação utilizada ($R = 0,9468$). Já para $V_r = 5,4$, apesar de ter sido obtido um bom ajuste linear ($R = 0,9904$), não houve sobreposição da trajetória do jato em relação às outras trajetórias. Para estes dois V_r 's, observa-se que a Eq. 5.1 não se mostrou adequada para prever a trajetória do jato. Desconsiderando então $V_r = 3,2$ e $5,4$, observa-se que $1,69 < A < 1,93$ e $0,37 < B < 0,41$, confirmando os valores apresentados na literatura para os casos onde a trajetória do jato é definida a partir das medidas de concentração. A Tabela 5.4 mostra um resumo desses valores, onde $1,50 < A < 1,95$ e $0,27 < B < 0,44$.

A Figura 5.96 faz uma comparação das trajetórias do jato calculadas a partir de medidas de velocidade e de medidas de concentração. Observa-se que os ajustes lineares das trajetórias baseadas nas medidas de concentração, no geral, apresentam coeficientes angulares maiores que as trajetórias baseadas nas medidas de velocidade, ou seja, elas são menos inclinadas. Isto pode ser observado pelas retas verde e vermelha da Figura 5.96 e pelas Tabelas 5.1 e 5.3.

Os gráficos da Figura 5.96 mostram ainda que as trajetórias baseadas nas medidas de velocidade não coincidem com as trajetórias baseadas nas medidas de concentração, sendo que, no primeiro caso, as trajetórias penetram mais no escoamento do que no segundo. Para SU e MUNGAL (2004), isto também ocorre no caso do orifício de injeção protuberante para $y/V_{rd} < 1,3$ e $x/V_{rd} < 0,5$.

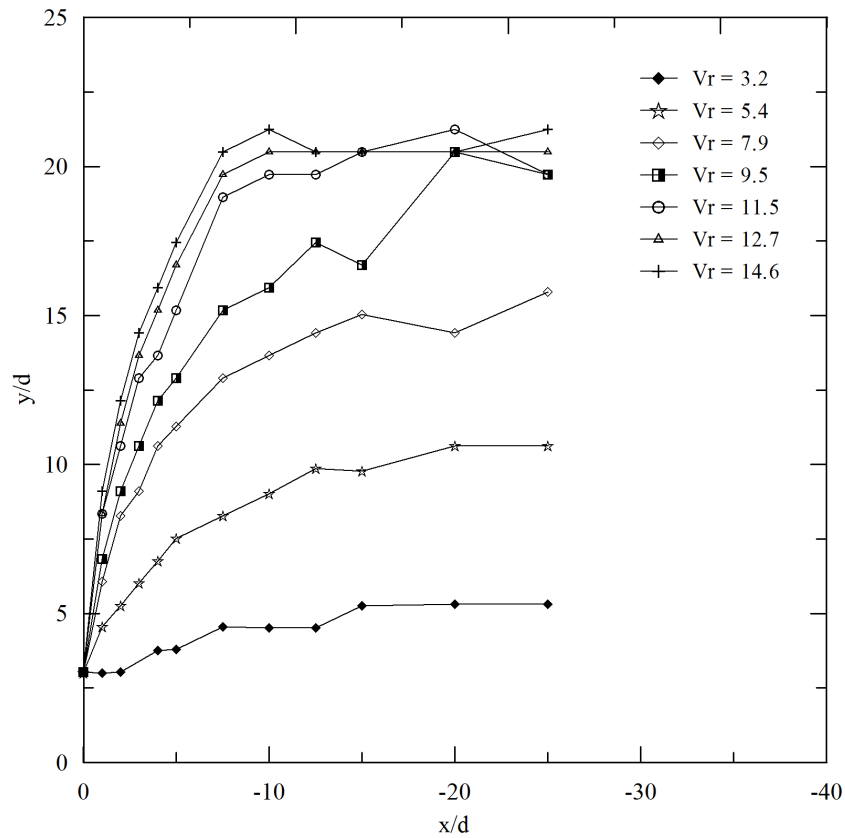


Figura 5.94 – Trajetória do jato baseada nas medidas de concentração

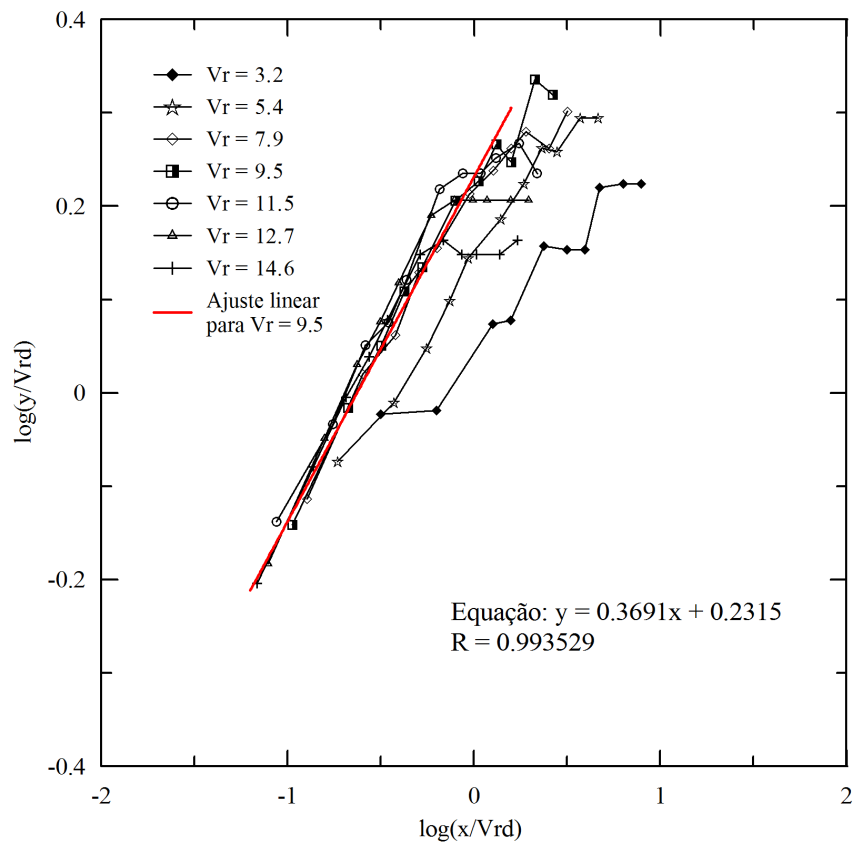


Figura 5.95 – Trajetória do jato baseada na concentração e normalizada por V_{rd}

Tabela 5.3 – Coeficientes da equação de trajetória do jato baseada na concentração

Vr	A	B	R
14,6	1,84	0,40	0,9994
12,7	1,93	0,41	0,9992
11,5	1,85	0,39	0,9907
9,5	1,70	0,37	0,9935
7,9	1,69	0,37	0,9923
5,4	1,38	0,32	0,9904
3,2	1,13	0,20	0,9468

Tabela 5.4 – Coeficientes da equação de trajetória do jato encontrados na literatura

Autor	A	B	Definição da trajetória do jato
SMITH e MUNGAL (1998)	1,5	0,27	concentração média máxima
PAN e MENG (2001)	-	0,40	concentração média máxima
LULA (2006)	-	0,44	concentração média máxima
SU e MUNGAL (2004)	1,95	0,30	concentração média máxima (orifício de injeção nivelado)
	1,81	0,32	concentração média máxima (orifício de injeção protuberante)

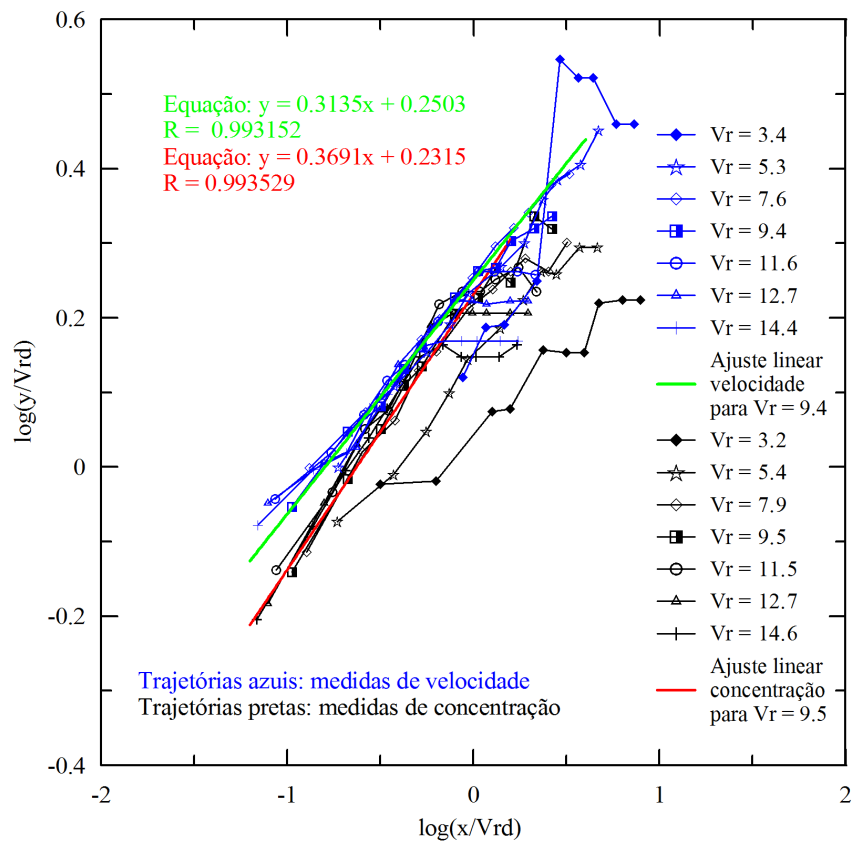


Figura 5.96 – Comparação da trajetória do jato baseada na concentração e na velocidade

5.2.3 Mapas de linha de contorno da concentração média, C

Os resultados do campo de concentração média do escoamento, para os V_r 's estudados com o auxílio da técnica LIF, encontram-se apresentados nesta seção através dos mapas de linha de contorno da concentração média, C, adimensionalizada por C_{max} . Os campos de concentração média correspondem à média aritmética dos 1000 campos de concentração instantânea obtidos a partir do processamento de cada uma das 1000 imagens adquiridas nos experimentos, para cada V_r . C_{max} corresponde ao valor máximo da concentração média observada entre todos os V_r 's, o qual foi $8,66 \mu\text{g/l}$. Nos gráficos, os intervalos entre as linhas de contorno equivalem a 0,05 unidades.

Os mapas de contorno da concentração média confirmaram a presença dos três regimes observados através dos resultados do campo de velocidades médias.

Em $V_r = 14,6, 12,7$ e $11,5$ (Figuras 5.97, 5.98 e 5.99), observa-se que o jato penetra bastante no escoamento antes de ser efetivamente inclinado pelo escoamento principal, sendo que, para $V_r = 14,6$, este comportamento é ainda mais acentuado. Em todos os três V_r 's, observa-se que a jato atinge a parede oposta da tubulação ainda com concentrações de 30 a 25% da concentração média máxima, representando assim o regime de impacto do jato.

Em $V_r = 9,5$ (Fig. 5.100), o jato já se encontra um pouco mais inclinado em direção ao escoamento principal. Apesar do jato atingir em alguns momentos (Fig. 5.90) a parede oposta da tubulação, isso ocorre em média para regiões com concentração de 10% da concentração média máxima. Acredita-se então que este V_r esteja em um regime de transição entre o regime de impacto e o regime de mistura do jato.

Em $V_r = 7,9$ e $5,4$ (Figuras 5.101 e 5.102), o jato sofre bastante deflexão, sendo que em $V_r = 5,4$ esse comportamento é bem mais acentuado e em $x/d = 10$ o jato já se encontra praticamente na direção do escoamento principal. Esses V_r 's correspondem ao regime de mistura do jato. Cabe ressaltar que, em algumas imagens instantâneas para $V_r = 7,9$ (Fig. 5.91), o jato aparece próximo à parede superior da tubulação, o que não ocorre para o $V_r = 7,6$ (analisado com a técnica PIV), visto que, neste último caso, o V_r é um pouco menor. No entanto, ainda assim, o $V_r = 7,9$ foi considerado como regime de mistura neste trabalho. Além disso, observa-se na Figura 5.101 que a região que aparece próxima à parede da tubulação possui concentrações médias abaixo de 10% da concentração média máxima.

Para $V_r = 3,2$ (Fig. 5.103) o jato se encontra completamente defletido na direção do escoamento principal. No entanto, o jato ainda não está confinado na parede inferior da tubulação, como se fosse um filme. Logo, conclui-se que este V_r pertence ao regime de transição entre o regime de mistura do jato e o regime de parede, como concluído para os resultados dos experimentos com PIV.

A partir dos mapas de concentração média, observa-se que, no geral, para todos os V_r 's, as regiões de concentração média máxima encontram-se na saída do injetor e a concentração vai diminuindo em todas as direções, a montante, a jusante e acima da saída do jato, conforme o jato vai sendo disperso no escoamento principal.

Diminuindo os V_r 's, observa-se que as regiões de concentração média máxima, situadas logo acima do injetor vão reduzindo sua altura. Para $V_r = 11,5$, por exemplo, a região de concentração $0,6C_{\max}$ alcança uma altura y/d aproximadamente igual a 9, enquanto que para $V_r = 9,5$, essa mesma região de concentração alcança uma altura y/d aproximadamente igual a 7, mostrando que a penetração do jato no escoamento principal para este último caso é menor.

Acredita-se, no entanto, que a região de concentração C_{\max} apareça no mapa de contorno de todos os V_r 's, porém de forma bem mais reduzida para os V_r 's menores, conforme mostram os mapas de contorno de concentração média de LULA (2006). Contudo, este comportamento não pode ser verificado no presente trabalho, devido à interferência do injetor. Pelo mesmo motivo, a própria concentração média foi adimensionalizada por C_{\max} em vez de C_0 (concentração inicial do jato), visto que seria impossível visualizar qualquer traço de C_0 nos mapas de contorno.

Nos regimes de mistura ($V_r = 7,9$ e $5,4$), observa-se ainda que a mistura do traçador (Rodamina 6G) no escoamento principal ocorre de forma mais homogênea ao longo do plano central do escoamento e não centralizada, seja na região acima do injetor ou na parede superior ou inferior da tubulação.

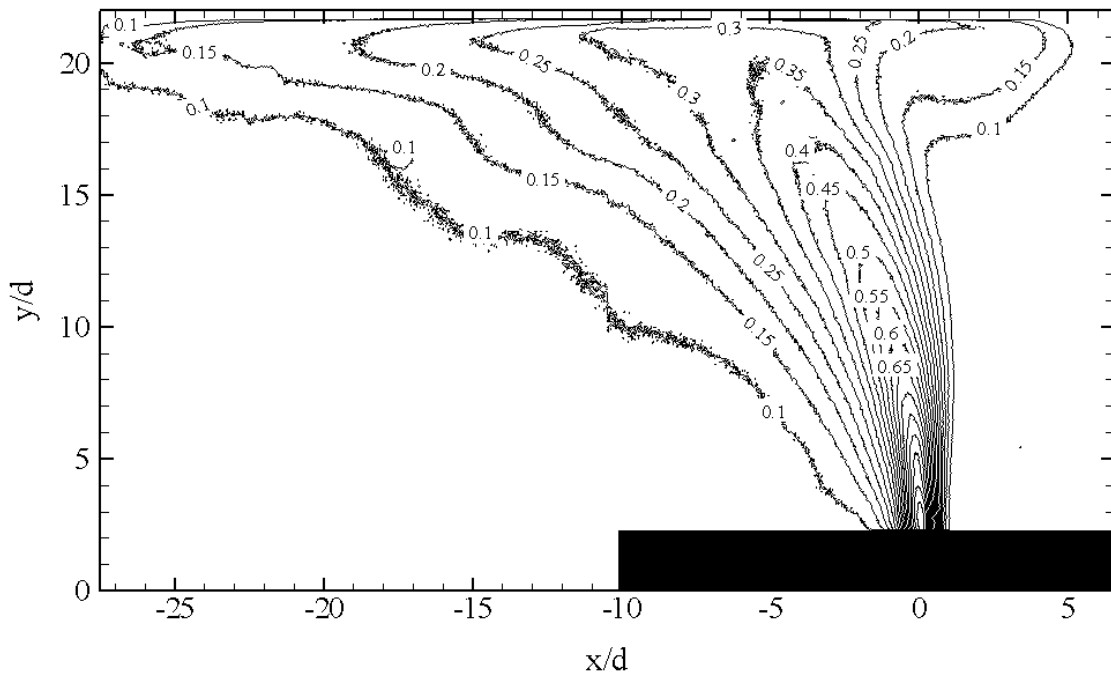


Figura 5.97 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 14,6$

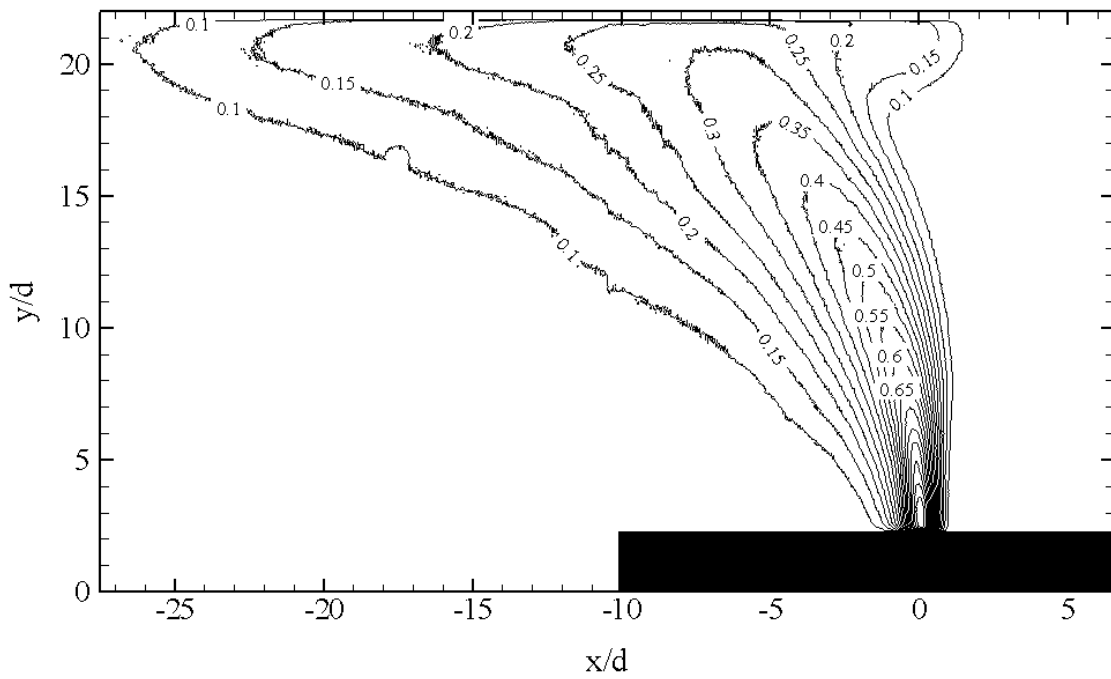


Figura 5.98 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 12,7$

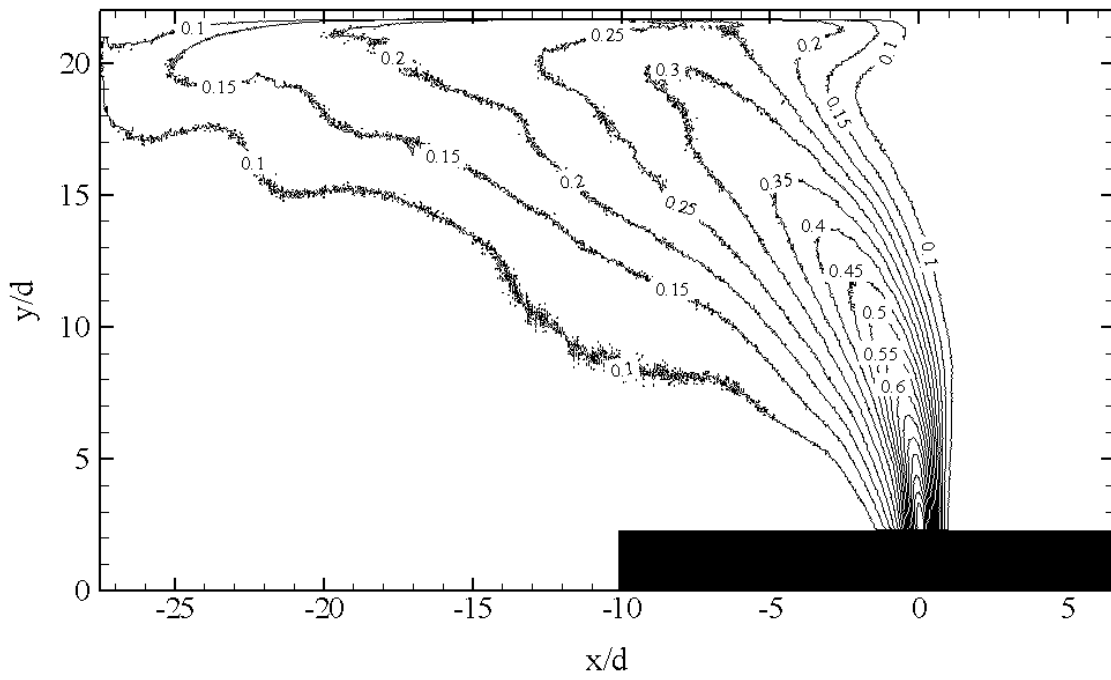


Figura 5.99 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 11,5$

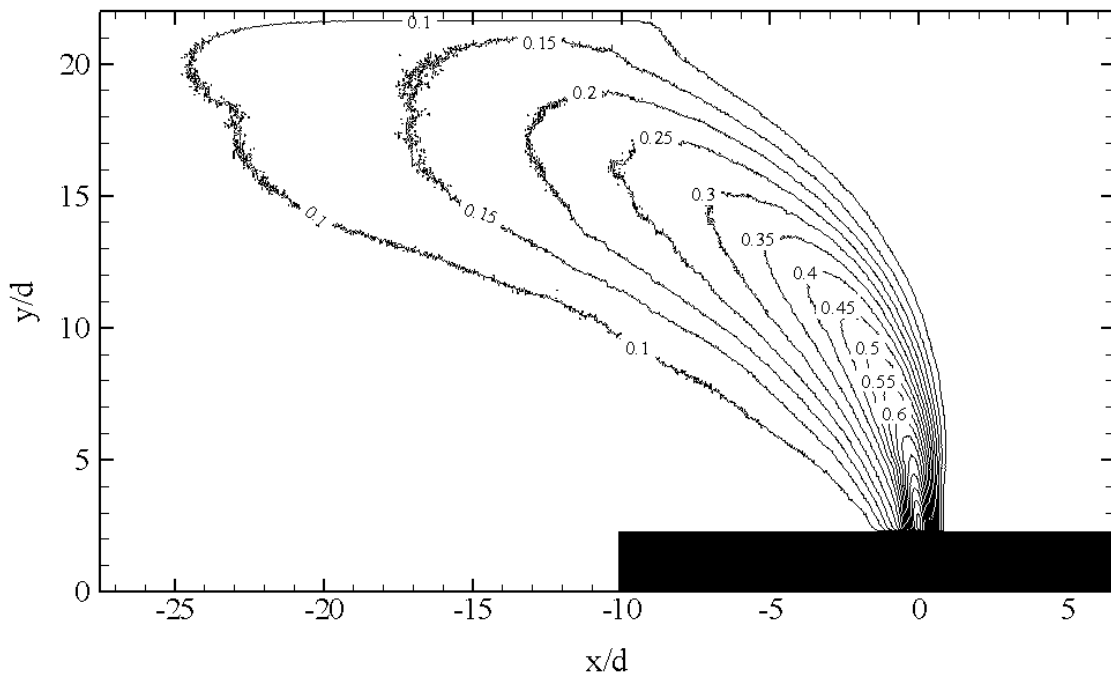


Figura 5.100 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 9,5$

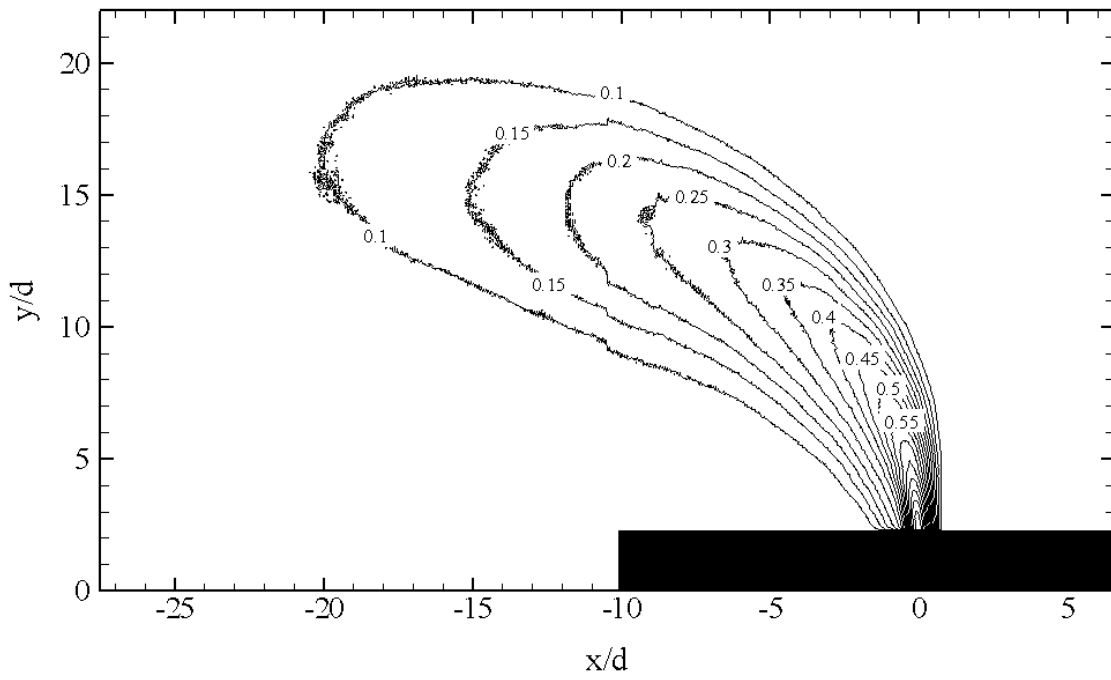


Figura 5.101 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 7,9$

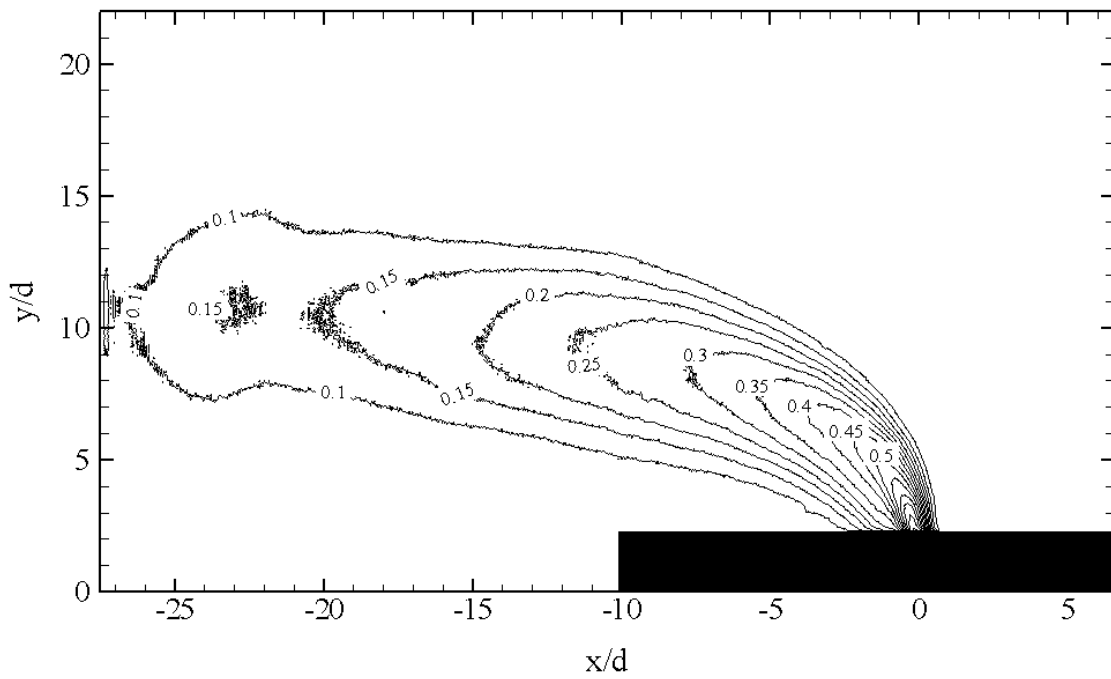


Figura 5.102 – Mapa de linha de contorno de C/C_{\max} para $Vr = 5,4$

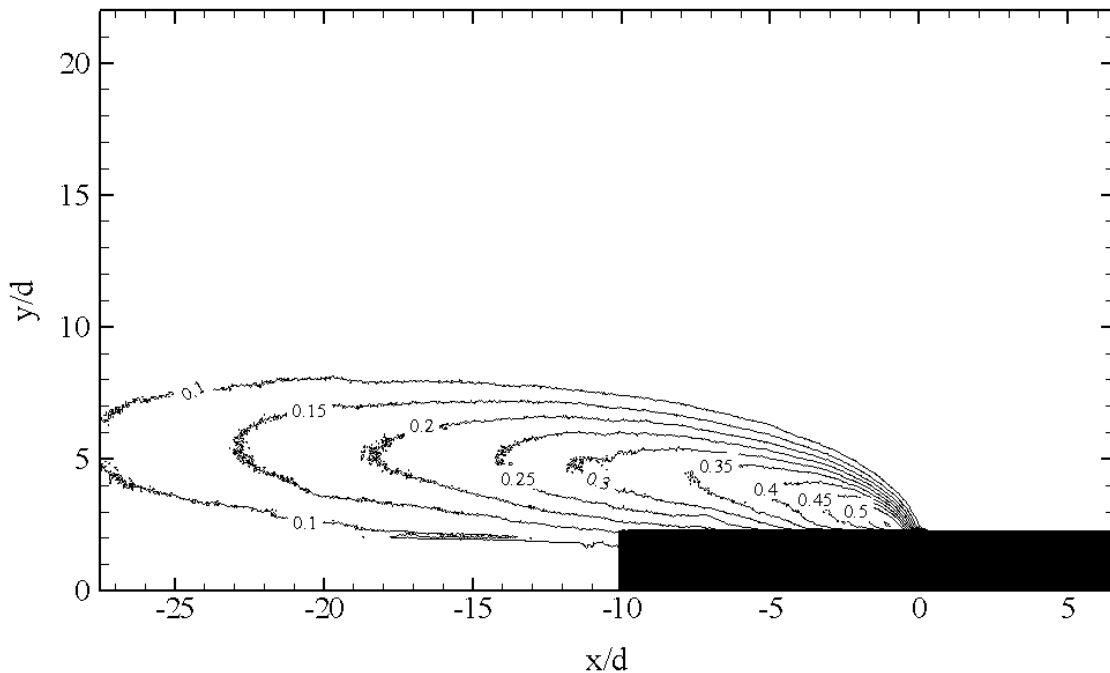


Figura 5.103 – Mapa de linha de contorno de C/C_{max} para $V_r = 3,2$

A partir dos mapas de contorno foram gerados alguns perfis que descrevem o comportamento de C/C_{max} ao longo de y/d para diferentes estações x/d . Os perfis ajudam a confirmar as interpretações baseadas nos mapas de contorno e facilitam a observação de algumas tendências do escoamento em função da variação de V_r .

Nos perfis ao longo de y/d , para praticamente todos os V_r 's (Figuras 5.104 a 5.109), com exceção do $V_r = 3.2$ (Fig. 5.110), observa-se que a concentração média máxima ocorre sempre em $x/d = 0$, ou seja, na saída do injetor. No caso de $V_r = 3.2$, acredita-se que a concentração média máxima também ocorra em $x/d = 0$. No entanto, não foi possível verificar este comportamento, devido à interferência do injetor.

Os pontos de máxima concentração de cada um desses perfis indicam a altura y/d onde o jato se faz mais presente em determinada estação x/d . Estes pontos indicam a trajetória do jato baseada nos pontos de máxima concentração de traçador ao longo do escoamento. Observa-se que, diminuindo-se os V_r 's, os pontos de máxima concentração para uma mesma estação x/d diminuem sua altura y/d .

Nas estações mais distantes do injetor (maiores valores de x/d), para $V_r = 14,6, 12,7, 11,5$ e $9,5$, observa-se que o jato se faz presente na região próxima à parede superior da tubulação. Já em $V_r = 7,9$, a maior influência do jato ocorre para alturas menores de y/d , porém ainda acima da linha de centro da tubulação. Em $V_r = 5,4$ a maior influência do

jato ocorre exatamente na linha de centro da tubulação. Já em $V_r = 3,2$, a maior influência do jato ocorre abaixo da linha de centro da tubulação mesmo para as estações mais próximas do injetor.

A partir dos mapas de contorno foram gerados também perfis de C/C_{max} ao longo de x/d , para diferentes estações de y/d , para todos os V_r 's analisados, conforme mostram as Figuras 5.111 a 5.117.

Os perfis mostram a tendência da concentração média se estabilizar nas estações x/d mais distantes do escoamento. No entanto, ainda na estação $x/d = 25$, praticamente a última estudada no presente trabalho, ocorrem algumas variações na concentração média para algumas estações y/d .

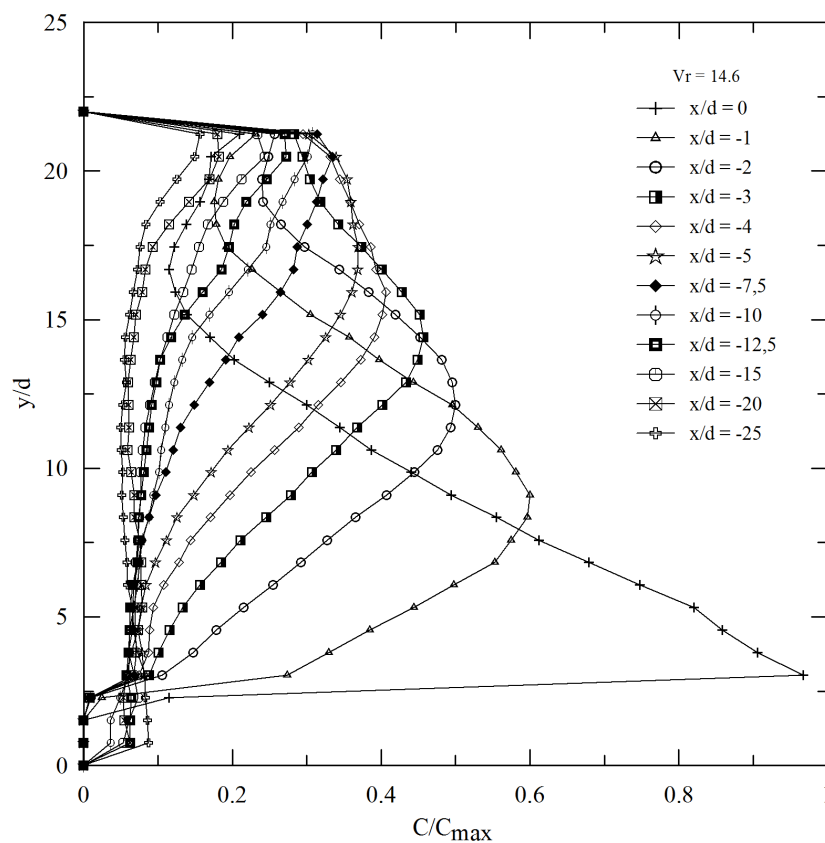


Figura 5.104 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 14,6$

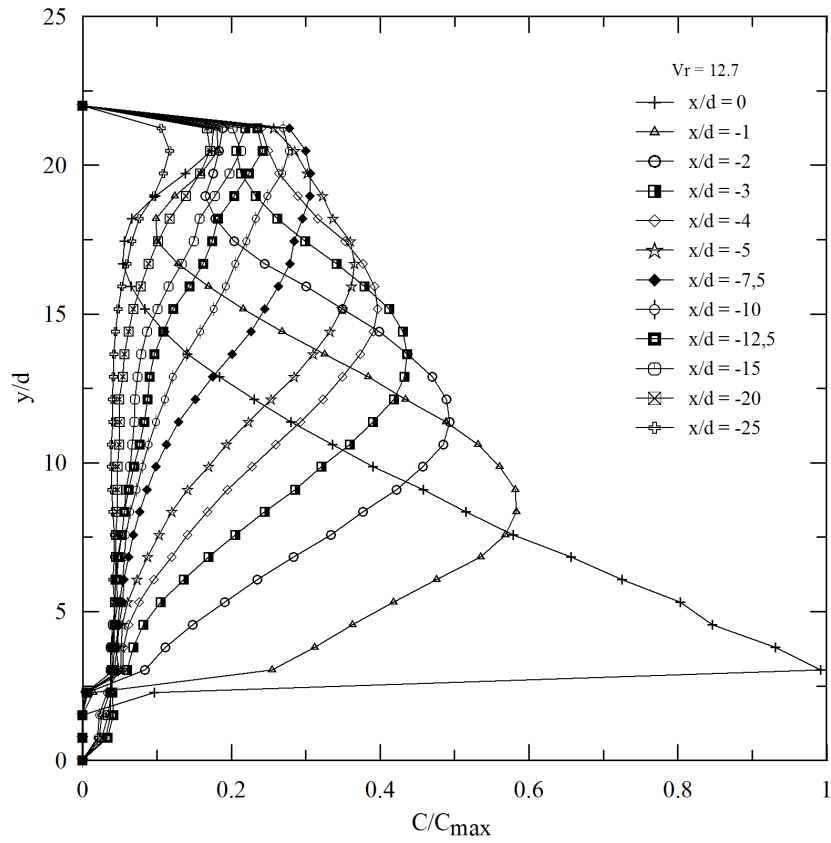


Figura 5.105 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 12,7$

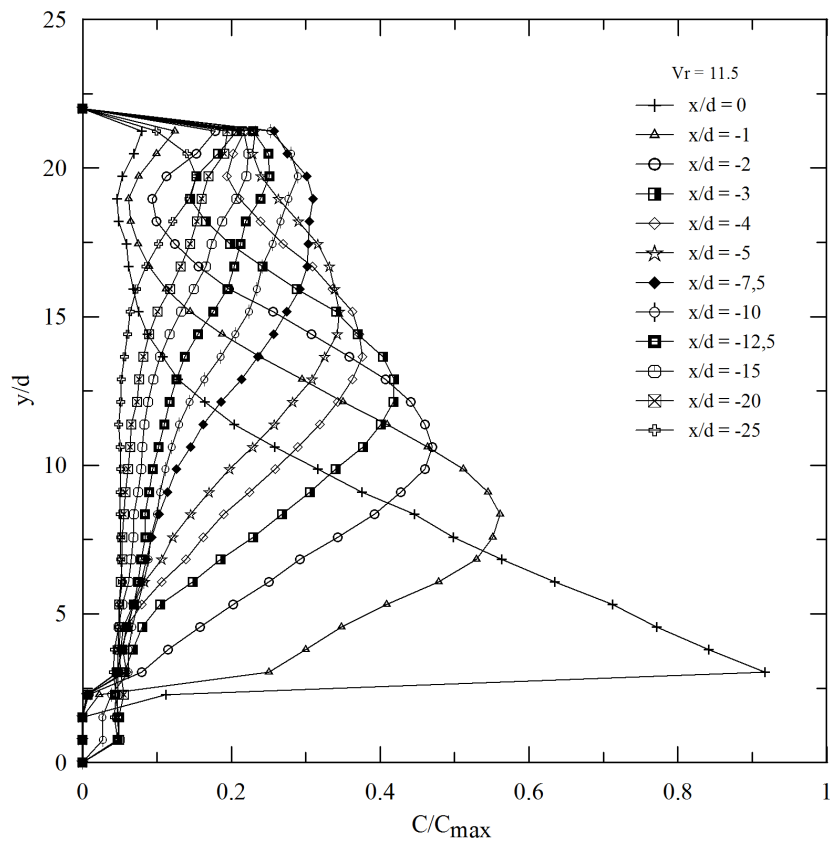


Figura 5.106 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 11,5$

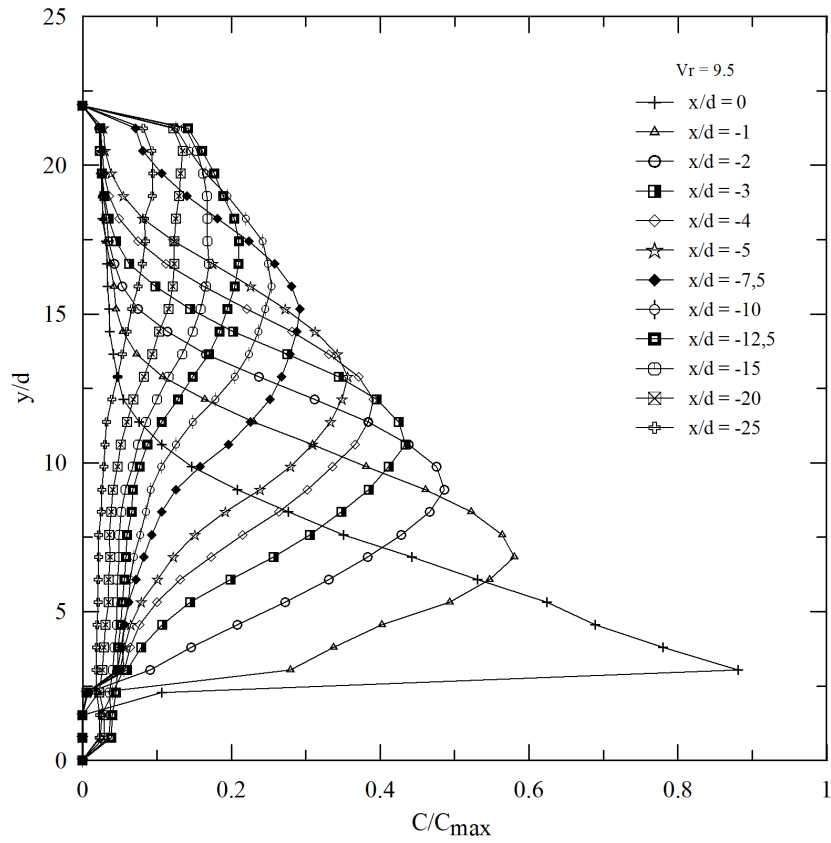


Figura 5.107 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 9,5$

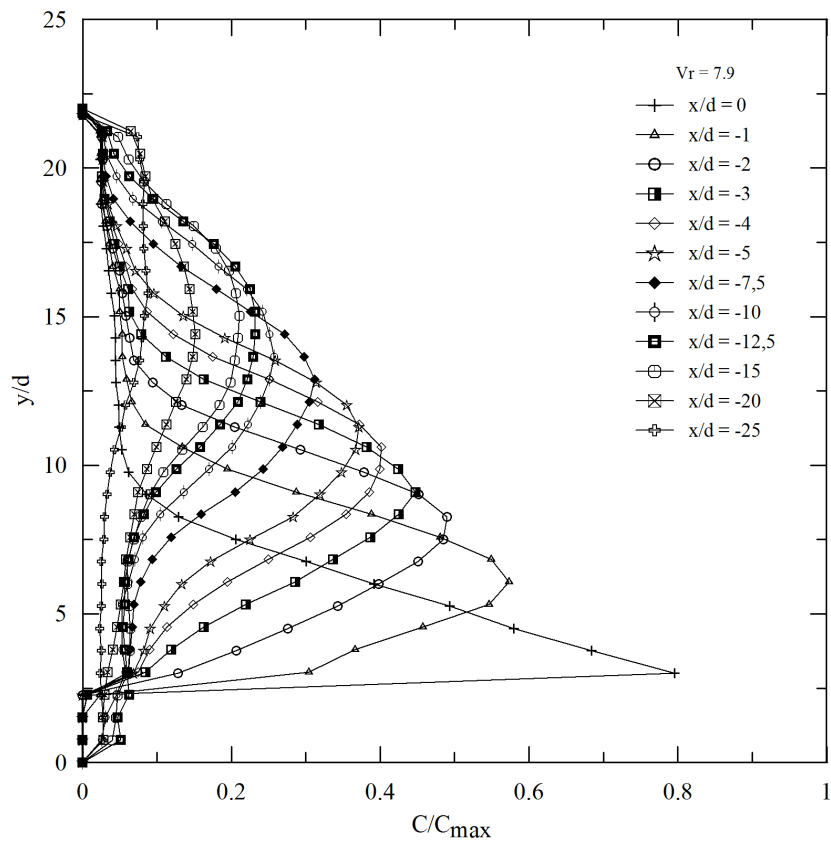


Figura 5.108 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 7,9$

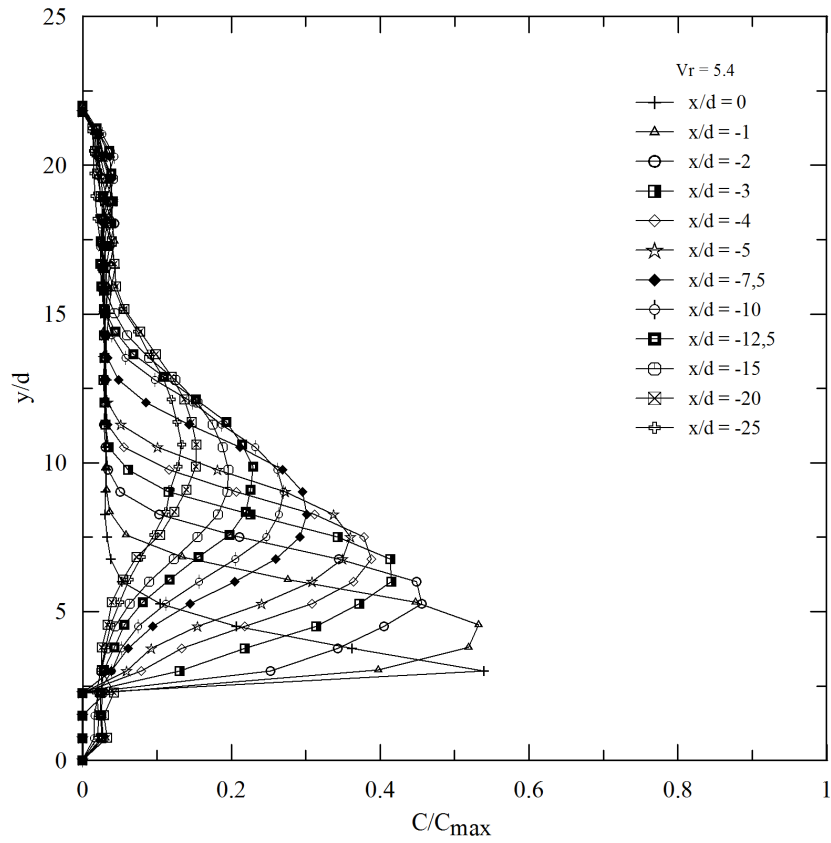


Figura 5.109 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 5,4$

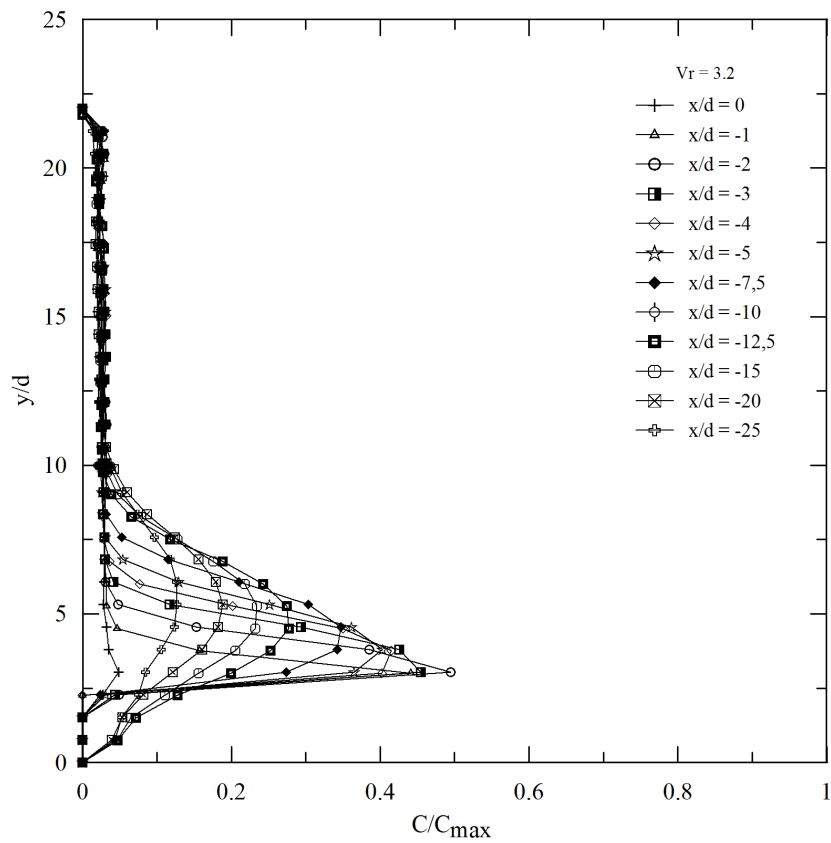


Figura 5.110 – Perfil de concentração média ao longo de y/d para $V_r = 3,2$

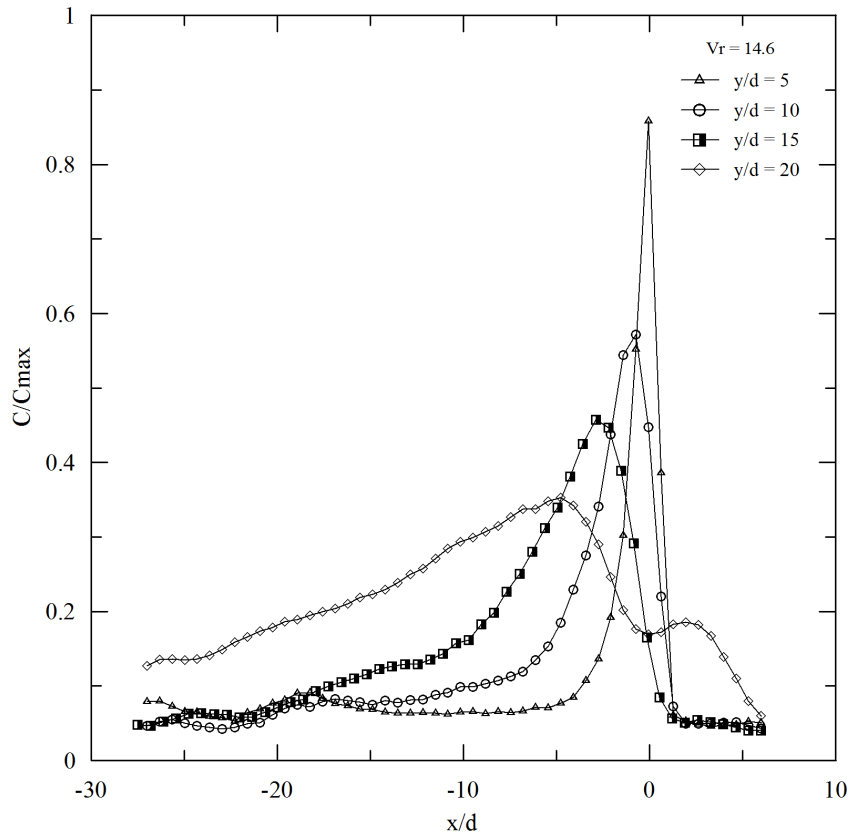


Figura 5.111 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 14,6$

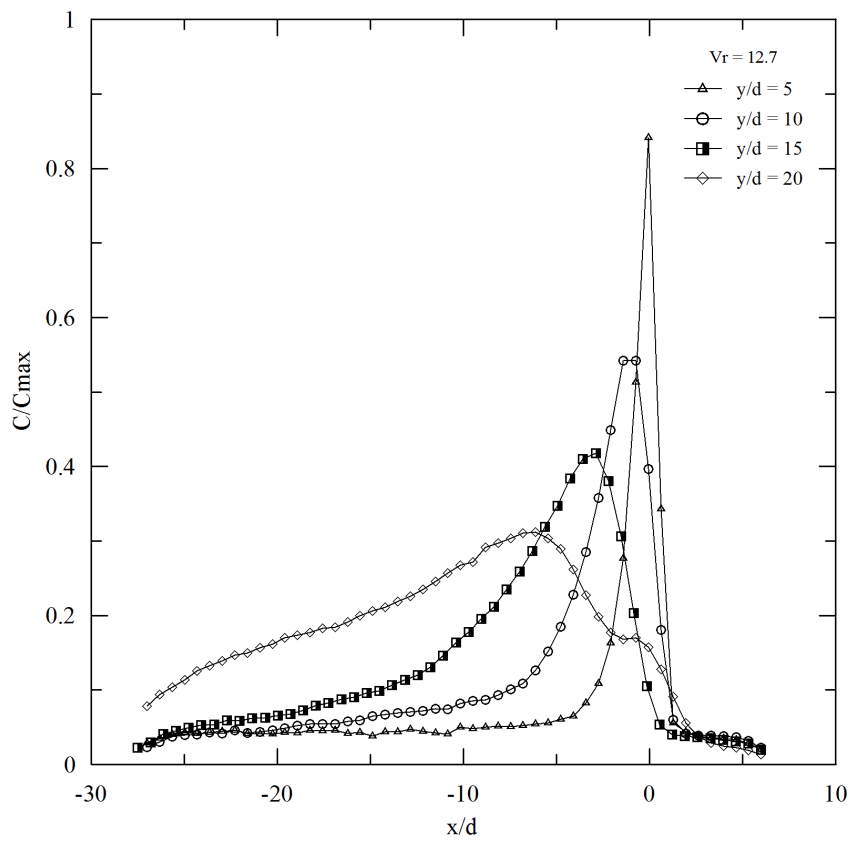


Figura 5.112 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 12,7$

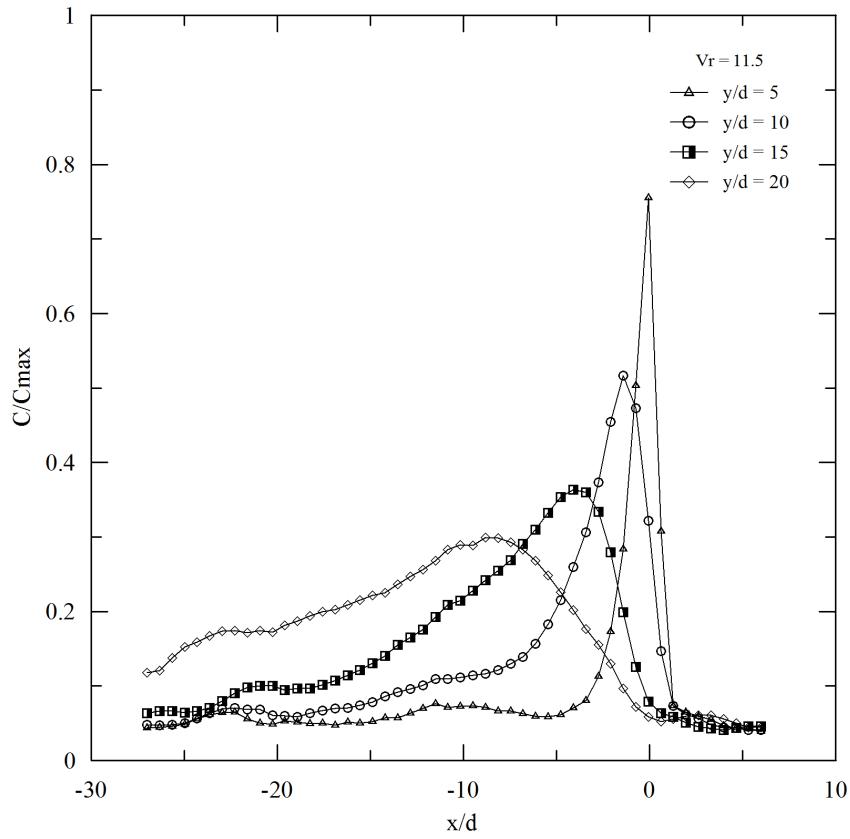


Figura 5.113 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 11,5$

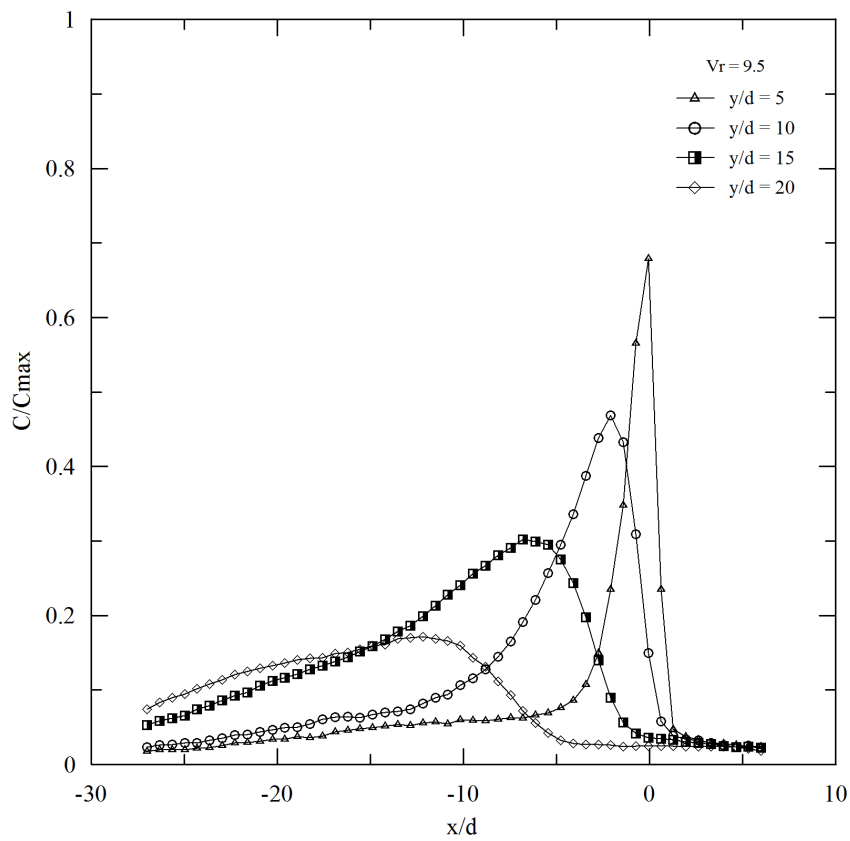


Figura 5.114 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 9,5$

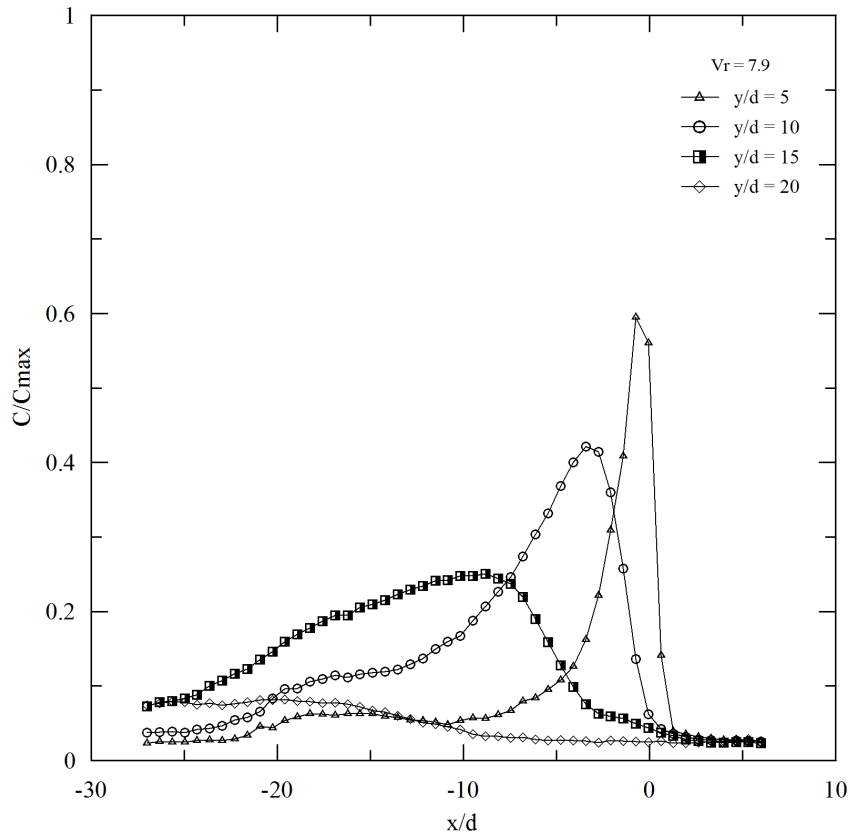


Figura 5.115 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 7,9$

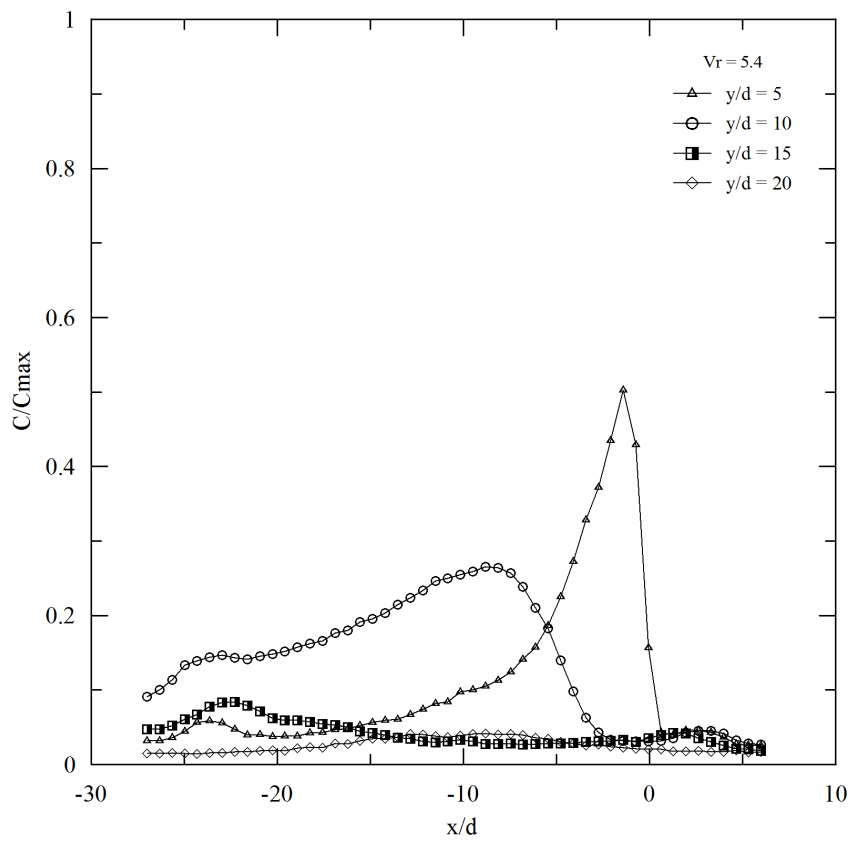


Figura 5.116 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 5,4$

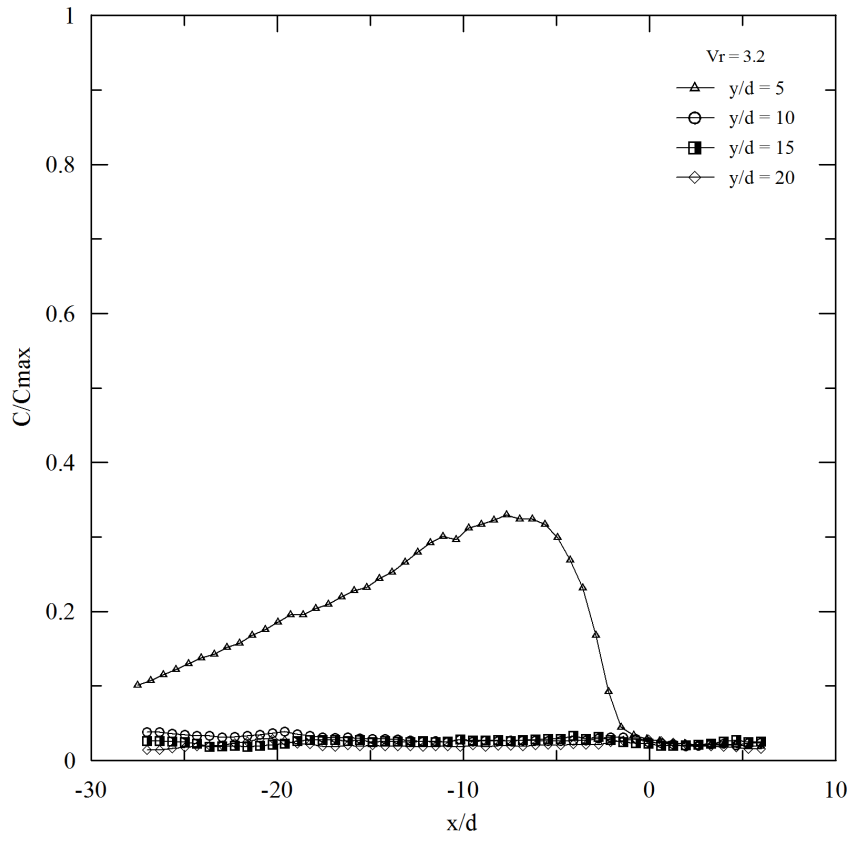


Figura 5.117 – Perfil de concentração média ao longo de x/d para $V_r = 3,2$

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Neste trabalho foi realizado o estudo experimental de um jato circular em um escoamento cruzado confinado em uma tubulação também circular. O principal objetivo do trabalho foi descrever a dispersão de aditivos químicos em escoamentos em tubulações. A caracterização do escoamento foi feita com o auxílio das técnicas de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida a laser (LIF), as quais permitiram a obtenção dos campos bidimensionais de velocidade e concentração e das quantidades turbulentas envolvidas, no plano longitudinal do escoamento.

A seção de testes do aparato experimental foi construída em acrílico de forma a permitir a visualização do escoamento. A injeção do jato foi realizada no centro do fundo da tubulação principal, fazendo um ângulo de 90^0 com a parede do tubo. A razão de diâmetros jato-escoamento cruzado utilizada foi $d/D = 0,04$. Durante os experimentos, a velocidade do escoamento principal foi mantida constante em aproximadamente 1,36 m/s ($Re_c = 59000$) e a velocidade do jato foi variada gerando razões de velocidade (V_r) entre 3 e 15. Foram realizadas sete corridas com a técnica PIV, para $V_r = 3,4, 5,3, 7,6, 9,4, 11,6, 12,7, 14,4$, e sete corridas com a técnica LIF para $V_r = 3,2, 5,4, 7,9, 9,5, 11,5, 12,7, 14,6$. Como os V_r 's analisados nas duas técnicas apresentaram valores bem próximos, foi possível realizar algumas comparações entre os resultados obtidos com ambas as técnicas.

Como resultado dos experimentos realizados tanto com a técnica PIV como com a técnica LIF, observou-se que o parâmetro V_r possui forte influência na penetração do jato no escoamento principal. Foi verificado que, com o aumento de V_r , o jato atinge maiores alturas no plano central do escoamento, confirmando inclusive a existência de três regimes: o regime de parede, o regime de mistura do jato e o regime de impacto do jato (segundo definição de PAN e MENG, 2001). Os menores V_r 's, com variação entre 3 e 4, apresentaram um regime de transição entre o regime de parede e o de mistura. Os V_r 's intermediários, com variação entre 5 e 8, apresentaram o regime de mistura. Já os V_r 's maiores, com variação entre 11 e 15 apresentaram o regime de impacto do jato. Os V_r 's 9,4 e 9,5 compreendem o regime de transição entre o regime de mistura e o de impacto.

Consultando a literatura, observa-se que existe a influência de outro, ou outros, parâmetros importantes que possuem grande influência nos regimes de escoamento

formados. Isto pode ser concluído visto que na literatura os mesmos valores de V_r apresentam regimes de escoamento diferentes, dependendo da geometria e das condições experimentais utilizadas. Segundo LIM et al. (1992), o regime intermediário do escoamento ocorre para $1 \leq V_r \leq 2$. Segundo SMITH e MUNGAL (1998), para $V_r = 5$, o jato não se separa realmente da parede (caracterizando o regime de parede ou, pelo menos, de transição ao regime de parede). Segundo LULA (2006), $V_r = 2$ é responsável por gerar uma mistura mais homogênea no escoamento (regime de mistura). Segundo o presente trabalho, os V_r 's com variação entre 5 e 8 apresentaram um regime de mistura.

Utilizou-se o parâmetro “ V_{rd} ” para normalizar as coordenadas do escoamento e analisou-se a adequação da Eq. 5.1 para prever a trajetória do jato. Foram traçadas as trajetórias do jato baseadas nos pontos de máxima velocidade no plano central do escoamento e as trajetórias baseadas nos pontos de máxima concentração no plano central do escoamento. A partir das trajetórias obtidas, foram calculados os coeficientes A e B da Eq. 5.1. Para as trajetórias baseadas nas medidas de velocidade, todos os V_r 's estudados apresentaram uma tendência à sobreposição de suas trajetórias, com exceção de $V_r = 3,4$. Foram obtidos $1,65 < A < 1,78$ e $0,26 < B < 0,32$, os quais se mostraram dentro dos valores encontrados na literatura, quais sejam, $1,36 < A < 2,05$ e $0,25 < B < 0,40$. Para as trajetórias baseadas nas medidas de concentração, os V_r 's estudados também apresentaram uma tendência à sobreposição de suas trajetórias, com exceção de $V_r = 3,2$ e $5,4$. Foram obtidos $1,69 < A < 1,93$ e $0,37 < B < 0,41$, os quais também se mostraram dentro dos valores encontrados na literatura, quais sejam, $1,50 < A < 1,95$ e $0,27 < B < 0,44$.

A comparação entre as trajetórias do jato calculadas a partir de medidas de velocidade e calculadas a partir de medidas de concentração mostrou que estas trajetórias não são coincidentes. Observou-se que as trajetórias baseadas nas medidas de velocidade são mais inclinadas (em relação ao eixo longitudinal) e penetram mais no escoamento.

Através do campo vetorial de velocidades instantâneas, obtido com a técnica PIV, foi possível visualizar a presença de vórtices da camada cisalhante para todos os V_r 's estudados, com exceção de $V_r = 3,4$ e $5,3$, cujos campos vetoriais não forneceram uma boa visualização das estruturas coerentes. Além disso, para $V_r = 9,4, 11,6, 12,7, 14,4$, foram observados alguns conjuntos de vetores com direções (no plano central do

escoamento) semelhantes às aquelas do movimento dos vórtices de esteira, conforme descrito por FRIC e ROSHKO (1994).

As possíveis estruturas coerentes visualizadas a partir das imagens instantâneas obtidas com a técnica LIF também foram discutidas. Foram observados possíveis vórtices de camada cisalhante para todos os V_r 's estudados. Algumas imagens instantâneas para $V_r = 12,7$ e $14,6$ mostraram que existe uma interação entre o fluido do jato e a parede inferior da tubulação, sugerindo a presença de fluido do jato nas estruturas de esteira, conforme definido por FRIC e ROSHKO (1994). No entanto, não foi possível visualizar com clareza as estruturas que ligam o jato à camada limite do escoamento principal (estruturas verticais de esteira), conforme visualizadas por SMITH e MUNGAL (1998) para $V_r > 10$. As imagens obtidas também permitiram visualizar o entranhamento de fluido do escoamento principal no jato.

Nos experimentos realizados com a técnica PIV, observou-se a existência de um grande vórtice na interface jato-escoamento cruzado, localizado a montante do jato e próximo à parede superior da tubulação, para os V_r 's variando entre 11 e 15. Essas mesmas estruturas foram verificadas nas imagens instantâneas obtidas com a técnica LIF, para a mesma faixa de V_r .

Para todos os V_r 's, estudados experimentalmente com a técnica PIV, foram apresentados e discutidos os gráficos do módulo de velocidade média, das componentes longitudinal e vertical da velocidade média e das flutuações das componentes de velocidade. Além disso, foram discutidos os gráficos de vorticidade média e energia cinética turbulenta, para cada caso.

Para os experimentos com a técnica LIF, foram apresentados e discutidos os gráficos de concentração média para todos os V_r 's estudados com esta técnica.

As técnicas experimentais de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida a laser (LIF), utilizadas neste trabalho, demonstraram ser capazes de descrever o escoamento de JEC, fornecendo uma boa caracterização dos campos de concentração e velocidade.

Como continuação dos estudos neste tema, algumas sugestões de trabalhos futuros podem ser recomendadas, como:

- ✓ Realizar novos experimentos sem a interferência do jato, para permitir a visualização da dinâmica do escoamento bem próximo do orifício de saída do jato;
- ✓ Obter imagens da seção transversal e do plano superior do escoamento;
- ✓ Realizar medições em regiões mais distantes do ponto de injeção do jato;
- ✓ Utilizar ângulos de injeção e geometrias diferentes, incluindo a variação dos diâmetros tanto do escoamento principal como do jato;
- ✓ Investigar e/ou propor outras correlações de normalização das coordenadas do escoamento;
- ✓ Empregar as técnicas PIV e LIF de forma simultânea para permitir maiores correlações entre os campos de velocidade e concentração;
- ✓ Utilizar os dados experimentais obtidos neste trabalho para validar modelos matemáticos de códigos de simulação computacional.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABNT e INMETRO, 2003, *Guia para a expressão da incerteza de medição*, 3ª edição, Rio de Janeiro

ANDREOPOULOS, J., 1985, "On the Structure of Jets in Crossflow", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 157, pp. 163-197

ANDREOPOULOS, J., RODI, W., 1984, "Experimental investigation of jets in a crossflow", *J. Fluid Mech.*, v. 138, pp. 93-127

BASSI, A. B. M. S., 2001, "Conceitos Fundamentais em Espectroscopia", Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Química. Disponível em: <http://chemkeys.com/br/2001/09/18/conceitos-fundamentais-em-espectroscopia/>.

Acesso em: Maio/2011

BLANCHARD, J. N., BRUNET, Y., MERLEN, A., 1999, "Influence of a counter rotating vortex pair on the stability of a jet in a cross flow: an experimental study by flow visualizations", *Experiments in Fluids* 26, 63-74

COELHO, S. L. V., HUNT, J. C. R., 1989, "The Dynamics of the Near Field of Strong Jets in Crossflows", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 200, pp. 95-120

CRIMALDI, J. P., 2008, "Planar laser induced fluorescence in aqueous flows", *Exp Fluids* 44:851–863 / DOI 10.1007/s00348-008-0496-2

DANTEC DYNAMICS, 2002, *Planar-Lif software – liquid applications - installation & user's guide*, 3rd edition

DANTEC DYNAMICS, 2005, *2D PIV Reference Manual*, 2nd edition

DANTEC DYNAMICS, 2010, *DynamicStudio v3.14 User's Guide*

DEMUREN, A. O., 1993, "Characteristics of three-dimensional turbulent jets in crossflow", *Intl. J. Engng Sci.*, v. 31, pp. 899-913

FOX, R. W., MCDONALD, A. T., 2001, *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. 5º Edição. Rio de Janeiro, LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A.

FRIC, T., ROSHKO, A., 1994, "Vortical structure in the wake of a transverse jet", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 279, pp. 1-47

- HAVEN, B., KUROSAKA, M., 1997, “Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets”, *J. Fluid Mech.*, v. 352, pp. 27–64
- ITTC, 2008, “Uncertainty Analysis Particle Imaging Velocimetry”, Specialist Committee on Uncertainty Analysis of 25th International Towing Tank Conference
- KAMOTANI, Y., GREBER, I., 1972, "Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow", *AIAA Journal*, v. 10, no 11.
- KEFFER J. F., BAINES, W. D., 1963, “The round turbulent jet in a cross wind”, *J Fluid Mech* 15:481-496
- KELSO, R. M., LIM, T. T., PERRY, A. E., 1996, “An experimental study of round jets in cross-flow”, *J. Fluid Mech.*, v. 306, pp. 111-144
- KUZO, D. M., 1995, *An experimental study of the turbulent transverse jet*. PhD thesis, California Institute of Technology
- LAVISION, 2005, *DaVis FlowMaster Software Manual for DaVis 7.1*
- LIM, T. T., KELSO, R. M., PERRY, A. E., 1992, “A study of a round jet in cross-flow at different velocity ratios”, 11th Australasian Fluid Mech. Conf. University of Tasmania, Hobart, Australia, December 14–18.
- LIM, T. T., NEW, T. H., LUO, S. C., 2001, “On the Development of Large-Scale Structures of a Jet Normal to a Cross-Flow”, *Phys. Fluids* v. 13, n. 3, pp. 770-775
- LISCINSKY, D., TRUE, B., HOLDEMAN, J., 1996, “Crossflow mixing of non circular jets”, *J. Propulsion Power*, v. 12, n. 2, pp. 225–230
- LULA, F. A. C. M., 2006, *Estudo de um misturador tipo “T” com as técnicas de PIV e PLIF*. Dissertação de M.Sc., ENM/UnB, Brasília/DF, Brasil
- MEYER, K. E., ÖZCAN, O., LARSEN, P. S., 2002, “Point and planar LIF for velocity-concentration correlations in a jet in cross flow”, 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal
- MARGASON, R. J., 1993, “Fifty years of jet in cross flow research”, *Computational and Experimental Assessment of jets in Cross Flow*, n. CP-534, November, AGARD

- MARINS, L. P. M., 2007, *Caracterização experimental do escoamento no interior de um hidrociclone sem núcleo gasoso*. Dissertação de M.Sc., PEM/COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro/RJ, Brasil
- MUPPIDI, S., MAHESH, K., 2005, "Study of trajectories of jets in crossflow using direct numerical simulations, *J. Fluid. Mech.*, 530:81–100
- NEW T. H., LIM, T. T., NEW, T. H., LUO, S. C., 2006, "Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow", *Experiments in Fluids* 40: 859–875 / DOI 10.1007/s00348-006-0124-y
- PAN, G., MENG, H., 2001, "Experimental study of turbulent mixing in a tee mixer using PIV and PLIF", *AIChE Journal*, vol. 47, no. 12
- PERRY, A. E., LIM, T. T., 1978, "Coherent structures in coflowing jets and wakes", *J. Fluid Mech.*, vol. 88, part 3, pp. 451-463
- PLESNIAK, M. W., CUSANO, D. M., 2005, "Scalar mixing in a confined rectangular jet in crossflow", *J. Fluid Mech.*, v. 524, pp. 1–45
- POPE, S. B., 2000, *Turbulent Flows*. Cambridge University Press
- PRATTE, B., BAINES, W., 1967, "Profiles of the Round Turbulent Jet in a Cross Flow", *Journal of Hydraulics, Div. ASCE* 92(HY6), pp. 53-64
- RAFFEL, M., WILLERT, C., KOMPENHANS, J., 1998, *Particle image velocimetry: a practical guide*. 3 ed., Springer-Verlag, Germany
- RODRIGUES, M. A., 2009, *Estudo comparativo das técnicas de Simulação de Grandes Escalas (SGE) e de Equações Promediadas de Reynolds (EPR) na simulação de um jato em um escoamento cruzado*. Projeto de final de curso, DEM/POLI/UFRJ, Brasil, RJ
- SALEWSKI, M., 2006, *LES of Jets and Sprays Injected into Crossflow*, PhD thesis, Lund Institute of Technology
- SALEWSKI, M., STANKOVIC, D., FUCHS, L., 2008, "Mixing in Circular and Non-Circular Jets in Crossflow", *Flow, Turbulence, and Combustion*, v.80, pp.255-283
- SALEWSKI, M., STANKOVIC, D., FUCHS, L., *et al.*, 2006, "Coherent structures in circular and non circular jets in crossflow", AIAA-2006-090, In: 44th AIAA Aerospace Science Meeting Proceedings, AIAA.

- SHERIF, S. A., PLETCHER, R. H., 1989, "Measurements of the flow and turbulence characteristics of round jets in crossflow", *J. Fluids Engineering*, v. 111, pp. 165–171
- SILVA FREIRE, A. P., MENUT, P. P. M., SU, J., 2002, *Turbulência. Coleção de Cadernos de Turbulência. Volume 1*
- SMITH, S. H., MUNGAL, M. G., 1998, "Mixing, Structure and Scaling of the Jet in Crossflow", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 357, pp. 83-122
- SROKA, L. M., FORNEY, L. J., 1989, "Fluid mixing with a pipeline tee: theory and experiment", *AIChE Journal*, vol. 35, no. 3
- SU, L., MUNGAL, M., 2004, "Simultaneous Measurements of Scalar and Velocity Field Evolution in Turbulent Crossowing Jets", *Journal of Fluid Mechanics*, v. 513, pp. 1-45
- SYKES, R. I., LEWELLEN, W. S., PARKER, S. F., 1986, "On the vorticity dynamics of a turbulent jet in a crossflow", *Journal of Fluid Mech*, v. 168, pp. 393-413
- TIMMINS, B. H., SMITH, B. L., VLACHOS, P. P., 2010, "Automatic particle image velocimetry uncertainty quantification", *ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, FEDSM-ICNMM2010-30724, Montreal, Canada*
- VALEUR, B., 2002, *Molecular fluorescence: principles and applications.*, WILEY-VCH Verlag, Germany
- WALKER, C., SIMIANO, M., ZBORAY, R., et al., 2009, "Investigations on mixing phenomena in single-phase flow in a T-junction geometry", *Nuclear Engineering and Design*, 239, 116–126
- WESTERWEEL, J., FUKUSHIMA, C., PEDERSEN, J. M., et al., 2009, "Momentum and scalar transport at the turbulent/non-turbulent interface of a jet", *J. Fluid Mech.*, v. 631, pp. 199–230
- YUAN, L., STREET, R., 1998, "Trajectory and Entrainment of a Round Jet in Crossflow", *Phys. Fluids*, v. 10, n. 9, pp. 2323-2335
- YUAN, L., STREET, R., FERZIGER, J., 1999, "Large-Eddy Simulation of a Round Jet in Crossflow", *Journal of Fluid Mechanics*.v.379, pp. 71-104

YASHAR, D. A., DOMANSKI, P. A., 2009, “Particle image velocimetry measurements and CFD-based predictions of air distribution at evaporator inlet and outlet”, Report No. 07010-01, Air-conditioning and Refrigeration Technology Institute, Virginia