

MODELAGEM NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM VÁLVULAS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS PELO MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA COM REFINAMENTO ADAPTATIVO

Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica

Área de Ciências Térmicas

Unesp – Campus de Ilha Solteira

Aluno: Franco Barbi

Orientador: Prof. Dr. José Luiz Gasche

Ilha Solteira

2012



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

Departamento de Engenharia Mecânica

ÁREA DE CIÊNCIAS TÉRMICAS

Franco Barbi

MODELAGEM NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM VÁLVULAS DE COMPRESSORES ALTERNATIVOS PELO MÉTODO DA FRONTEIRA IMERSA COM REFINAMENTO ADAPTATIVO

Dissertação apresentada à Faculdade de
Engenharia - UNESP – Campus de Ilha Solteira,
para obtenção do título de MESTRE EM
ENGENHARIA MECÂNICA.

Área de Conhecimento: Ciências Térmicas

Orientador: Prof. Dr. José Luiz Gasche

Ilha Solteira – SP

Fevereiro
2012



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Campus de Ilha Solteira



FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

B236m Barbi, Franco.
Modelagem numérica do escoamento em válvulas de compressores
alternativos pelo método da fronteira imersa com refinamento adaptativo /
Franco Barbi. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2012
177 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de
Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências Térmicas, 2012

Orientador: José Luiz Gasche
Inclui bibliografia

1. Fronteira imersa. 2. Válvula de compressores alternativos. 3.
Refinamento adaptativo.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente à minha família, por acreditar e me apoiar durante todo o tempo de desenvolvimento deste trabalho.

Expresso grande gratificação ao meu professor e orientador Dr. José Luiz Gasche, pela oportunidade de aprendizado e paciência em momentos de dificuldade.

Agradeço ao meu co-orientador, Dr. Aristeu da Silveira Neto, professor da Universidade Federal de Uberlândia (UFU), pela hospitalidade ao me receber no laboratório de Mecânica dos Fluidos da UFU.

Aos pesquisadores do laboratório de Mecânica dos Fluidos da UFU: Dra. Millena Martins Villar e Dr. Rafael Sene de Lima. Ambos estiveram presentes em momentos adversos e suas contribuições foram essenciais no desenvolvimento deste trabalho, tanto no uso da ferramenta numérica, como em técnicas de pós-processamento.

Aos meus colegas de laboratório da Universidade Estadual Paulista “Julio de Mesquita Filho” – Campus de Ilha Solteira. As discussões e momentos de distração foram muito importantes.

Aos recursos computacionais disponibilizados pelo sistema Grid Unesp e ao grupo de suporte técnico. Sem esses recursos esse trabalho não poderia ser realizado.

Agradeço à Tecumseh do Brasil por fornecer informações sobre o funcionamento das válvulas de compressores de refrigeração.

Agradecimentos a CNPQ pelo suporte financeiro concedido durante o curso de mestrado.

RESUMO

Em compressores de refrigeração, as válvulas de sucção e descarga são responsáveis pela retenção e passagem do fluido refrigerante da câmara de sucção ao cilindro, e do cilindro à câmara de descarga. Projetistas trabalham para que essas válvulas tenham baixa perda de carga, aumentando a eficiência do processo. Como a abertura e o fechamento das válvulas são realizados por forças do próprio escoamento, o entendimento do escoamento através das mesmas é fundamental para melhorar o desempenho do sistema de válvulas. Esta tarefa pode ser realizada eficientemente com o uso de ferramentas numéricas. Devido à complexidade da geometria real das válvulas, encontram-se na literatura diversos trabalhos que utilizam modelos simplificados na representação das válvulas. Em particular, a geometria do difusor radial se destaca como o modelo simplificado mais utilizado nesse tipo de escoamento, e importantes conclusões foram obtidas devido ao uso adequado do modelo. O Método da Fronteira Imersa é um método promissor no estudo de problemas de geometria complexa e envolvendo interações de fluido-estrutura. Com esse método, é possível investigar o escoamento em modelos mais complexos, sem grandes complicações no processo de geração de malha. No presente trabalho, utiliza-se o método de Multi-Forçagem Direta proposto por Wang (2007) para os cálculos de forças na representação do corpo rígido. A solução do escoamento incompressível e viscoso é feita através do código AMR3D (*Adaptive Mesh Refinement 3D*), composto por um esquema de avanço temporal semi-implícito de segunda ordem e um método de projeção no acoplamento pressão-velocidade. A malha gerada pelo código consiste em blocos de refinamento localizado alocados de acordo com uma sequência de níveis de refinamento, que se adapta ao campo de vorticidade e a presença de uma fronteira imersa. O método numérico é validado com dados experimentais obtidos com a geometria do difusor radial. Um modelo mais próximo à real geometria da válvula é proposto, onde movimento angular é imposto com o intuito de simular a abertura e fechamento das válvulas. Os resultados mostram que o esquema numérico é adequado para o estudo de problemas com fronteiras móveis e de geometria complexa, sem grandes restrições no passo de tempo. Isso mostra a potencialidade do método para futuras investigações do escoamento considerando interações fluido-estrutura.

Palavras-chave: Fronteira imersa. Válvula. Compressor. Refinamento adaptativo. AMR

ABSTRACT

In refrigeration compressors, the suction and discharge valves are responsible for the retention and passage of the refrigerant fluid from the suction chamber to the cylinder, and from the cylinder to the discharge chamber. Valve system designers seek for valves with small overall flow pressure drop in order to increase the compressor efficiency. As the opening and closing of the valves are caused by the forces produced by the refrigerant flow, the understanding of the flow through the valve is of fundamental importance in order to enhance the efficiency of the valve system. The numerical simulation of the flow is an efficient method to perform this task. Due to the complex geometry usually found in this type of valve, simplified geometries have been used to represent the valve, particularly the radial diffuser geometry. The Immersed Boundary method is very attractive when it comes to complex geometries and fluid-structure interaction, for it allows the simulation of fluid flow past complex geometries, with boundary movement, without complicating the mesh generation process. In the present work, the Multi-Direct Forcing introduced by Wang (2007) is used for the rigid body force calculations. The incompressible, viscous flow is solved by the AMR3D (Adaptive Mesh Refinement 3D) which contains a semi-implicit time discretization scheme of second order and a projection method for the pressure-velocity coupling. The mesh generated by the code consists in sequences of nested, progressive finer rectangular grid patches, which dynamically adapts to the flows vorticity field and the presence of an immersed boundary. The numerical method is validated with experimental data obtained for the flow through the radial diffuser's geometry. A model that represents well the real geometry of the real valve is proposed, with angular movement imposed for valve opening and closing simulation. Results show that the numerical scheme is adequate for the study of flows with complex geometries and moving boundaries, without elevated time step restrictions. This demonstrates the method potentiality for future investigations considering fluid-structure interactions.

Keywords: Compressor valve. Immersed boundary. Adaptive mesh refinement

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Sistema de refrigeração por compressão de vapor proposto por Perkins.	16
Figura 2 - Diagrama $T-s$ comparando os ciclos de Carnot e de refrigeração por compressão de vapor.	17
Figura 3 - Distribuição de perdas termodinâmicas (RIBAS ET. AL., 2006)	18
Figura 4 - Desenho esquemático do funcionamento das válvulas nos processos de sucção e descarga.	19
Figura 5 - Geometria do difusor radial.	20
Figura 6 - Exemplo de malha não estruturada, que se adapta ao corpo. (a) – Malha inicial. (b) – Malha após o processo de remalhagem.	24
Figura 7 - Exemplo de malhas independentes utilizadas no método da Fronteira Imersa.	25
Figura 8 - Funções de distribuição utilizadas em trabalhos de diversos autores.	27
Figura 9 - Figura esquemática mostrando o corte de célula em que passa a interface.	32
Figura 10 - Representação da formação do escoamento no interior do corpo imerso.	33
Figura 11 - Norma L_{p2} em função do número de ciclos de multi-forçagem.	34
Figura 12 - Norma L_{p2} em função do tempo de simulação.	35
Figura 13 - Comportamento da norma L_2 para variações do número de ciclos do método da Multi-Forçagem Direta.	36
Figura 14 - Comportamento do coeficiente de arrasto (C_d) para variações do número de ciclos do método da Multi-Forçagem Direta.	37
Figura 15 - Distribuição de pressão sobre o disco frontal e caracterização do escoamento, para $D/d=3$	39
Figura 16 - Domínio computacional usado por Matos, Prata e Deschamps (2000).	44
Figura 17 - Escoamento no difusor radial com emprego do MFI/MFV; (a) assento convencional e (b) assento com chanfro.	46
Figura 18 - Perfil de pressão para $Re = 2032$ e $s/d = 0,025$	47
Figura 19 - Evolução temporal da norma L_2 para diferentes números de Reynolds.	48
Figura 20 - Evolução temporal da norma L_2 para Reynolds 1500, com diferentes passos de tempo.	48
Figura 21 - Blocos de refinamento em regiões de alta vorticidade.	50
Figura 22 - (a)-Exemplo de blocos não propriamente agrupados. (b)-Exemplo de blocos propriamente agrupados.	57

Figura 23 - Exemplo de sequencia de malhas onde as componentes do erro são reduzidas pelo método multigrid.	59
Figura 24 - Desenho esquemático do processo de restrição.	61
Figura 25 - Desenho esquemático do processo de prolongamento.	61
Figura 26 - Desenho esquemático do processo de prolongamento para variáveis deslocadas.	62
Figura 27 - Representação dos ciclos V e W para uma malha de 4 níveis de refinamento.	63
Figura 28 - Representação de uma malha refinada localmente com seus níveis físicos e virtuais.	63
Figura 29 - Geometria do difusor radial e características geométricas.	73
Figura 30 - Domínio computacional e malha de refinamento localizado gerada.	75
Figura 31 - Blocos de refinamento e malha lagrangiana.	75
Figura 32 - Comparação entre perfis de pressão obtidos experimentalmente e perfis obtidos com o código AMR3D, para diferentes números de ciclo de multi-forçagem direta. Foi utilizado o esquema de diferenças centradas aliado ao modelo de turbulência de Smagorinsky.	76
Figura 33 - Comparação entre perfis de pressão obtidos experimentalmente e perfis obtidos com o código AMR3D, para diferentes números de ciclo de multi-forçagem direta. Foi utilizado o esquema proposto por Lai e Peskin (2000) na interpolação dos termos advectivos.	77
Figura 34 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco frontal, para diferentes números de ciclos (NF). Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS - Smagorinsky.	78
Figura 35 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco frontal. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000).	79
Figura 36 - Valores de norma L_2 dos pontos de imposição de fluxo. Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS - Smagorinsky.	79
Figura 37 - Valores de norma L_2 dos pontos de imposição de fluxo. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000).	80
Figura 38 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco inferior e orifício de alimentação. Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS - Smagorinsky.	80
Figura 39 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco inferior e orifício de alimentação. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000). ...	81
Figura 40 - Ilustração da posição dos pontos lagrangianos, definidos no centro da face de cada elemento triangular.	83
Figura 41 - Modelo tridimensional da válvula de sucção.	83

Figura 42 - Vista lateral do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.....	84
Figura 43 - Vista frontal do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.	85
Figura 44 - Vista em perspectiva do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.	85
Figura 45 - Vista em perspectiva do modelo com destaque para os pontos responsáveis pela alimentação do fluxo.	86
Figura 46 - Esquematização do modelo para $\varphi=0,9375^\circ$ exemplificando os erros de interpolação	87
Figura 47 - Ilustração do escoamento complementar no interior da palheta.....	88
Figura 48 - Vista em perspectiva do domínio euleriano.....	90
Figura 49 - Vista em corte da malha euleriana envolvendo a fronteira imersa no plano Z.....	90
Figura 50 - Vista em corte da malha euleriana envolvendo a fronteira imersa no plano X.	91
Figura 51 - Condições de contorno utilizadas nas simulações.	92
Figura 52 - Variação do ângulo α em função do tempo.	93
Figura 53 - Vetores de velocidade para o caso de Reynolds 1000 durante a abertura da palheta.....	94
Figura 54 - Vetores de velocidade para o caso de Reynolds 1000 durante o fechamento da palheta.....	95
Figura 55 - Vetores de velocidade para $\alpha=11,25^\circ$ durante a abertura da válvula.	96
Figura 56 - Vetores de velocidade para $\alpha=11,25^\circ$ durante o fechamento da válvula.	97
Figura 57 - Variação do módulo da velocidade angular.....	98
Figura 58 - Norma L_2 para os pontos da palheta para Reynolds 1000.	99
Figura 59 - Norma L_2 para os pontos do assento. Reynolds 1000.....	100
Figura 60 - Norma L_2 para os pontos que impõem o fluxo de massa através do orifício de alimentação. Reynolds 1000.....	100
Figura 61 - Definição da variável $x^{\wedge}$ e $z^{\wedge}$ utilizadas na análise dos resultados.....	101
Figura 62 - Perfis de pressão adimensional ao longo da palheta para $\alpha=6,25^\circ$ - Movimento de abertura.	102
Figura 63 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)	103
Figura 64 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)	103
Figura 65 - Contornos da magnitude das velocidades em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)	104

Figura 66 - Contornos da magnitude das velocidades em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000. (Região destacada na Fig. 67).....	104
Figura 67 - Campo de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$	105
Figura 68 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 2000 e $\alpha=6,25^\circ$	105
Figura 69 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000 e $\alpha=6,25^\circ$	106
Figura 70 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$...	106
Figura 71 - Contornos de magnitude de velocidade mostrando o escoamento complementar durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$	107
Figura 72 - Campo de pressão adimensional na superfície da palheta durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$	107
Figura 73 - Perfis de pressão adimensional na direção de $z^\wedge$ da palheta para $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura da válvula.	108
Figura 74 - Perfis de pressão adimensional na direção de $x^\wedge$ da palheta para $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.	109
Figura 75 - Perfis de pressão adimensional na direção de $x^\wedge$ da palheta para $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.	110
Figura 76 - Perfis de pressão adimensional na direção de $z^\wedge$ da palheta para $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.	111
Figura 77 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura da válvula.	112
Figura 78 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 2000 e $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura da válvula.	113
Figura 79 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 1000 e $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.....	114
Figura 80 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 2000 e $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.....	114
Figura 81. - Escoamento complementar formado no modelo do presente trabalho.	117
Figura 82 - Escoamento adjacente à fronteira.	118

LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{F}$	Densidade de força Lagrangiana
$\vec{f}$	Densidade de força Euleriana
$\vec{V}$	Vetor velocidades
$\hat{\vec{V}}$	Vetor velocidades temporário
$\vec{x}$	Vetor posição
k	Índice de referencia Lagrangiana
t	Tempo
μ	Viscosidade dinâmica
ρ	Massa específica
p	Pressão
v	Volume
dv	Diferencial de volume
h	Comprimento característico das malhas Lagrangiana/Euleriana
x, y, z	Posições em relação ao eixo cartesiano
δ	Delta de Dirac
NF	Número de ciclos de multi-forçagem direta
D	Função distribuição
l	Nível de refinamento
ε	Fração de vorticidade
ω	Campo de vorticidade
$\bar{\phi}$	Solução aproximada
ϕ	Solução exata
A	Matriz de coeficientes que multiplicam o vetor de incógnitas

B	Matriz com o lado direito da equação do erro
e	Desvio entre a solução exata e a aproximada
R	Resíduo
C_{CFL}	Constante da condição Courant-Friedrichs-Lewy
P^*	Pressão adimensional
t^*	Tempo adimensional
$\vec{V}^*$	Vetor velocidade adimensional
ω^*	Frequência angular adimensional
L	Comprimento da palheta
D	Diâmetro do disco frontal/palheta
d	Diâmetro do orifício de alimentação
φ	Ângulo mínimo de inclinação da palheta
α	Ângulo de inclinação da palheta

SUMÁRIO

1	Introdução	15
1.1	Caracterização do problema	18
1.2	Objetivos	22
2	Revisão bibliográfica	23
2.1	Fronteira Imersa	23
2.1.1	<i>Imposição da Força de Forma Contínua</i>	26
2.1.2	<i>Imposição de Força de Forma Discreta</i>	30
2.2	Escoamento em Válvulas de Compressores Alternativos	38
3	Modelo Matemático e Metodologia Numérica	49
3.1	Refinamento Adaptativo e o Código AMR3D	49
3.2	Formulação Euleriana	51
3.3	Formulação Lagrangiana	52
3.4	Malha Adaptativa e Remalhagem	55
3.5	Método Multigrid-Multinível	58
3.6	Acoplamento Pressão-Velocidade / Método de Projeção	64
3.7	Discretização Temporal	67
3.8	Tratamento dos Termos Advectivos	70
3.9	Modelagem da Turbulência	71
3.10	Variáveis Adimensionais	72
4	Validação Numérica	73
5	Análise Numérica do Escoamento na Válvula de Sucção	82
5.1	Domínio Lagrangiano	82
5.2	Domínio Euleriano	89
5.3	Análise qualitativa do escoamento através do modelo	92
5.4	Representação da fronteira rígida	98
5.5	Perfis de pressão na palheta	101
5.6	Influência do tratamento dos termos advectivos e modelagem da turbulência	111
6	Conclusões	115
7	Dificuldades e sugestões para futuros trabalhos	120
	Referências	122
	APÊNDICE A - CAMPOS DE VETORES VELOCIDADE	128

Apêndice B – Variações da Norma L_2	165
Apêndice C – Perfis de Pressão Adimensional	170



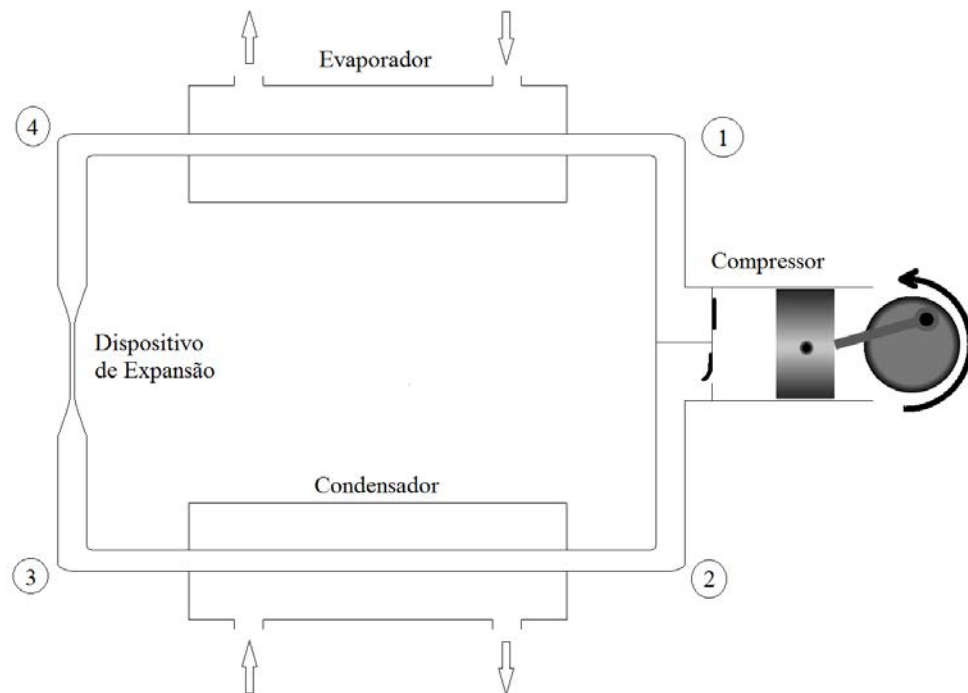
1 Introdução

A recente preocupação da humanidade com a conservação do meio ambiente chama a atenção para a necessidade da redução do consumo de energia. Impulsionadas por legislações e a própria competitividade do mercado, grandes empresas estão investindo cada vez mais em pesquisa com o objetivo de se obter produtos mais eficientes e energeticamente econômicos. Sistemas de refrigeração são amplamente aplicados na sociedade contemporânea com diversos fins, como processamento industrial, armazenagem de alimentos, ambientação de componentes eletrônicos e conforto humano. Embora bastante avançados, sabe-se que existe bastante a ser melhorado em tais ciclos. Pesquisadores dessa indústria possuem ferramentas modernas para a investigação dos fenômenos responsáveis por perda de eficiência. Em destaque, simulações computacionais vêm ganhando espaço nesse cenário por mostrar ao longo do tempo ser uma alternativa prática e versátil.

Na atualidade, o sistema de refrigeração mais utilizado promove compressão de vapor para produzir o frio. A Fig. 1 apresenta um desenho esquemático proposto por Perkins em 1834 que sintetiza o funcionamento de um ciclo de refrigeração por compressão de vapor. Os elementos básicos que o constitui são: condensador, dispositivo de expansão, evaporador e compressor. O fluido de trabalho, denominado fluido refrigerante, passa pelo condensador em alta temperatura e perde energia para o ambiente por transferência de calor. Em seguida, passa pelo dispositivo de expansão onde sofre uma grande perda de carga, diminuindo sua pressão e temperatura. O fluido no estado de mistura líquido/vapor em baixa temperatura então passa no evaporador e troca calor com o ambiente a ser refrigerado. Na saída do evaporador, o fluido está no estado de vapor superaquecido e entra no compressor, onde há o aumento de pressão do vapor. No ciclo, o compressor desempenha o importante papel de fornecer a força motriz responsável pelo movimento do fluido.

Os compressores podem ser classificados em função de seu princípio de compressão. Destacam-se duas principais classes: compressores de deslocamento positivo e compressores roto-dinâmicos. Compressores roto-dinâmicos utilizam rotores providos de pás para fornecer energia cinética ao fluido através do movimento de rotação. A energia cinética adquirida pelo fluido é então transformada em ganho de pressão a medida que o escoamento passa por um difusor.

Figura 1 - Sistema de refrigeração por compressão de vapor proposto por Perkins.



Fonte: Próprio autor.

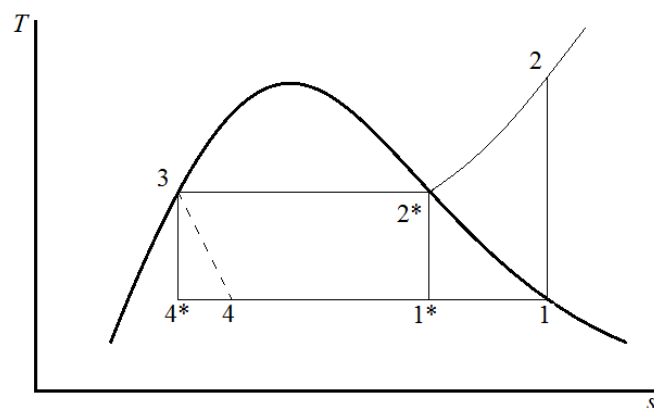
Compressores de deslocamento positivo utilizam a variação de volume para promover a compressão, o que geralmente resulta em um escoamento pulsante por envolver no processo um sistema de válvulas. Nessa classe de compressores existem basicamente dois tipos: alternativos e rotativos. Mesmo com as dificuldades de fabricação em questões de vedação e montagem, o uso de compressores rotativos predomina em sistemas de refrigeração de alta capacidade por serem mais eficientes nessas condições de operação e terem uma boa relação de tamanho e peso. Já para sistemas de refrigeração domésticos, o tipo de compressor predominante é o alternativo. Nos anos 80, compressores rotativos ainda dividiam o mercado de refrigeração doméstica com os compressores alternativos. No entanto, o mercado de compressores rotativos para refrigeração doméstica sofreu uma retenção, principalmente no início da década de 90, devido ao desenvolvimento de compressores alternativos de alta eficiência (MATOS; PRATA; DESCHAMPS, 2002).

Em uma revisão sobre a eficiência energética de compressores de uso doméstico, Possamai e Todescat (2004) apresentam uma análise comparativa dos Coeficientes de Performances (COP) calculados em um ciclo de refrigeração de Carnot e os ciclos de refrigeração por compressão de vapor. No trabalho, estima-se que há uma perda de 35% de eficiência do ciclo exclusivamente por irreversibilidades oriundas da diferença de temperatura existentes entre o evaporador e o ambiente refrigerado, e entre o condensador e o ambiente externo. Os autores

apontam para o uso de compressores de capacidades variáveis como medida promissora na diminuição dessas perdas. Outras importantes conclusões dos autores indicam que, apesar de um aumento de 60% na eficiência dos compressores entre 1980 e 2002, apenas 50% da eficiência do ciclo ideal de Carnot foi alcançada, e isso mostra o potencial existente no aumento de eficiência dos ciclos.

O compressor em um ciclo de refrigeração é responsável por aproximadamente 70% de toda perda do ciclo (RASMUSSEN; JAKOBSEN, 2000). Segundo Possamai e Todescat (2004), as principais perdas de um ciclo de refrigeração por compressão de vapor podem ser classificadas em: perdas por atrito, perdas elétricas, perdas de ciclo e perdas termodinâmicas. As perdas por atrito ocorrem através do contato entre as partes móveis do mecanismo responsável pelo movimento do pistão no compressor. Todas as perdas relacionadas ao motor elétrico e o dispositivo de partida a ele acoplado se enquadram na classe das perdas elétricas. As perdas de ciclo estão relacionadas às adaptações do ciclo de Carnot na construção de um modelo ideal para o ciclo de refrigeração. A Fig. 2 mostra um diagrama $T-s$ comparando os ciclos.

Figura 2 - Diagrama $T-s$ comparando os ciclos de Carnot e de refrigeração por compressão de vapor.



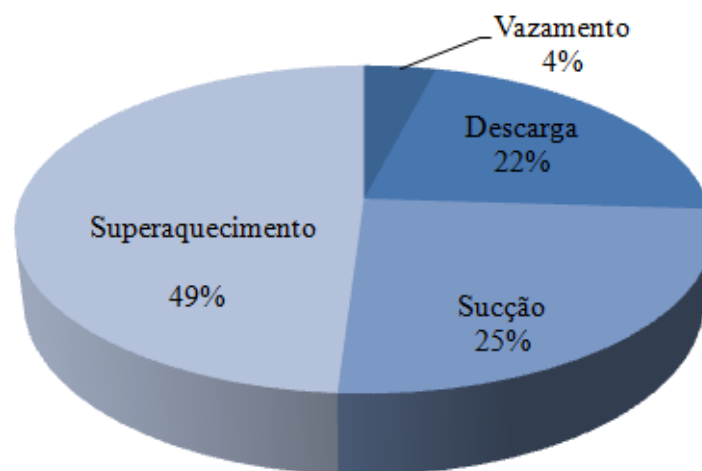
Fonte: Próprio autor.

O processo de expansão adiabática reversível (3-4*) é substituído por um processo de expansão irreversível (3-4) através de um dispositivo de expansão, e o estado de mistura líquido-vapor no início do processo de compressão isentrópica (1*) é substituído pela compressão isentrópica do fluido no estado de vapor saturado. Essas adaptações foram inevitáveis considerando a extrema dificuldade em reproduzir os processos do ciclo de Carnot

e a necessidade de construção de um modelo que se aproximasse mais da real reprodução desses processos.

As perdas termodinâmicas estão ligadas ao escoamento do fluido refrigerante através do compressor. Em um trabalho recente, Ribas *et. al.* (2006) apresenta as principais perdas termodinâmicas em um compressor alternativo de alta eficiência, com capacidade de 900 BTU/h operando com R134-a. Seu trabalho enfatiza as perdas por superaquecimento do fluido, que constituem aproximadamente 49% do total de perdas termodinâmicas, e a dificuldade de se obter um modelo térmico confiável devido à alta complexidade geométrica de um compressor. Através da Fig. 3 verifica-se a grande contribuição dos processos de sucção e descarga no total de perdas termodinâmicas, que atinge aproximadamente 47%. Essas perdas podem ser entendidas como perdas viscosas do escoamento através do sistema de válvulas e o refluxo de gás.

Figura 3 - Distribuição de perdas termodinâmicas (RIBAS ET. AL., 2006)



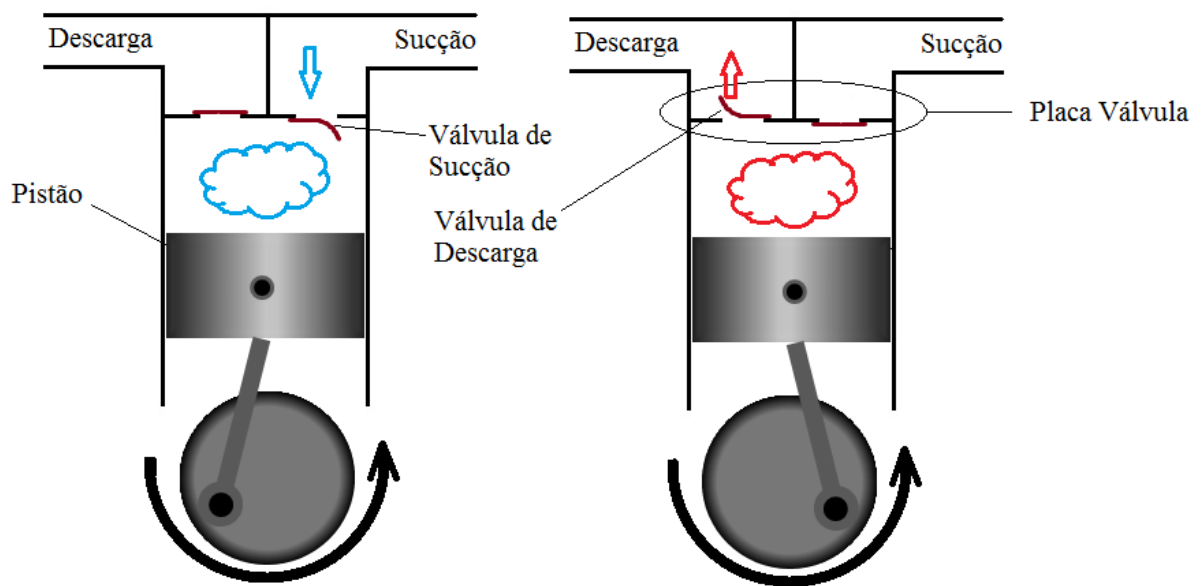
Fonte: Próprio autor.

1.1 Caracterização do problema

O tipo de compressor alternativo mais difundido entre os sistemas de refrigeração domésticos possuem seus componentes mecânicos e elétricos selados hermeticamente em uma casca metálica. O mecanismo responsável pela compressão do fluido é constituído de um pistão acoplado a um mecanismo biela-manivela, onde o movimento rotativo do motor elétrico é então convertido em movimento linear do pistão em um cilindro. Acoplado a esse

sistema, existe um componente denominado placa válvula onde se situam palhetas flexíveis responsáveis por controlar o fluxo mássico do fluido da câmara de sucção ao cilindro, e do cilindro à câmara de descarga. A Fig. 4 auxilia no entendimento do processo. O movimento alternado do pistão cria uma diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e descarga, que é responsável pela abertura e fechamento das válvulas.

Figura 4 - Desenho esquemático do funcionamento das válvulas nos processos de sucção e descarga.

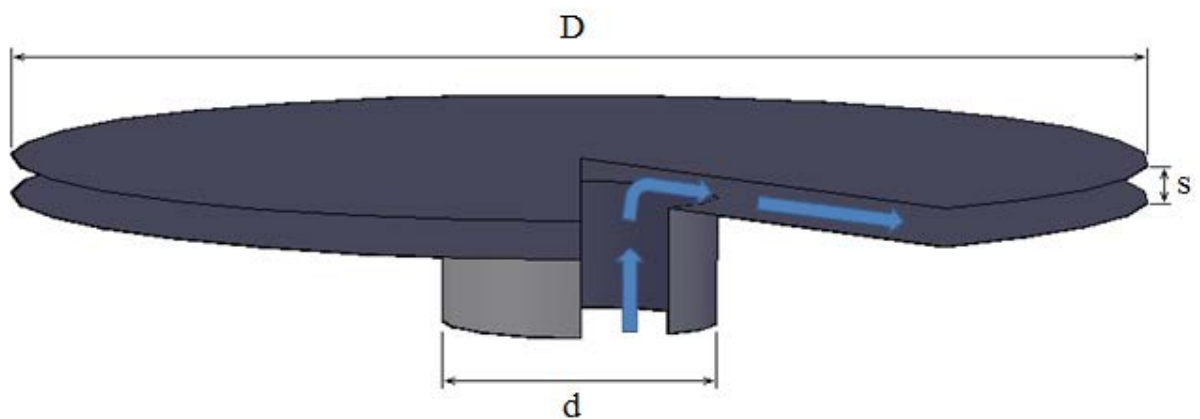


Fonte: Próprio autor.

Uma vez abertas, a dinâmica das válvulas é controlada pela interação entre as forças do escoamento e a resposta estrutural das lamina, caracterizando um problema de interação fluido-estrutura. Grandes variações de vazão mássica em um curto período de tempo garantem grande complexidade do real funcionamento do sistema, com a presença de escoamentos com altos níveis de turbulência, compressíveis e pulsáteis. Devido à essa complexidade, grande parte dos avanços no projeto do sistema de válvulas aconteceram com base empírica. Projetistas almejam válvulas com rápidas respostas, que minimizem as restrições ao escoamento e o refluxo de gás. Devido a complexidade geométrica, a grande maioria dos trabalhos encontrados na literatura adota a geometria do difusor radial como modelo na investigação do escoamento. Como esquematizado na Fig. 5, o difusor radial consiste em dois discos paralelos, sendo que em um deles há um orifício de alimentação. O escoamento passando pelo orifício de alimentação é defletido pelo disco frontal e passa a escoar na

direção radial, confinado entre os discos na chamada região do difusor. Embora a geometria seja simples o escoamento em questão apresenta muitos fenômenos, como descolamento e recolamento de camada limite, elevados gradientes de pressão, instabilidades, turbulência, relaminarização, formação de vórtices estáticos e em movimento. Esses fenômenos dependem principalmente da vazão imposta no orifício de alimentação e o distanciamento (s) entre os discos paralelos.

Figura 5 - Geometria do difusor radial.



Fonte: Próprio autor.

O estudo do escoamento na geometria do difusor radial contribuiu bastante com o entendimento dos fenômenos envolvidos em escoamentos através de válvulas de compressores e de outros escoamentos de interesse industrial, como em mancais aerostáticos e impactantes de aerosol. Apesar dos avanços, percebe-se um grande potencial de otimização no projeto das válvulas. Ainda não existe na literatura aberta um modelamento que se aproxime da real geometria e dos verdadeiros fenômenos presentes, e a confecção de tal modelo é um dos grandes desafios dos projetistas.

Trabalhar com escoamentos associados a geometrias complexas é um desafio presente tanto em abordagens experimentais quanto numéricas. O desenvolvimento de instrumentação de baixa intrusão e grande precisão possibilita a construção de aparatos experimentais avançados, que atendem muito bem as expectativas dos pesquisadores. O que limita a abordagem experimental são os casos onde condições extremas devem ser reproduzidas em laboratório. Quando possíveis, podem envolver custos que inviabilizam o projeto.

Na abordagem numérica, as equações governantes da dinâmica dos fluidos são resolvidas numericamente. Um modelo matemático adequado ao problema, aliado a um bom método

numérico, pode fornecer resultados confiáveis em pouco tempo, a baixo custo e sem riscos. Bons resultados são alcançados no uso conjunto das abordagens experimentais e numéricas. A Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) é um campo da engenharia que cresce bastante devido ao grande número de trabalhos bem sucedidos com o uso de simulação numérica. Resolver um conjunto de equações através de computadores pode requerer, em alguns casos, demasiada capacidade computacional. Problemas envolvendo geometrias complexas, que já implicam em um escoamento complexo, necessitam de malhas computacionais aptas a representar bem o escoamento e a geometria envolvida. Métodos tradicionais de DFC utilizam malhas não-estruturadas que se adaptam a geometria. Dependendo da geometria, o processo de construção da malha pode ser bastante complicado, requerendo o uso de algoritmos complexos. Quando o problema envolve movimento de fronteiras, necessariamente deve-se recorrer a um processo de remalhagem do domínio, o que pode ser oneroso.

Problemas envolvendo movimento de fronteiras e interação fluido-estrutura são um dos grandes desafios enfrentados pela Dinâmica dos Fluidos Computacional. Um método que chamou muita atenção para essa classe de problemas é o Método da Fronteira Imersa, criado por Peskin (1972), para o estudo do escoamento de sangue em válvulas cardíacas. O grande atrativo do método consiste em representar um escoamento através de uma geometria qualquer utilizando duas malhas computacionais independentes: a malha euleriana para a solução das equações que descrevem a dinâmica do fluido, e a malha lagrangiana que é responsável por descrever a interface entre o escoamento e o corpo imerso. A independência entre as malhas torna o processo de construção de malha bastante simplificado, já que a malha euleriana não se adapta à malha lagrangiana. A condição de contorno é imposta através da comunicação entre as malhas. A força necessária para satisfazer uma dada condição é calculada na malha lagrangiana, e passada para a malha euleriana através de uma função distribuição com propriedades gaussianas, inserindo a força em um termo fonte de força nas equações do movimento. Assim consegue-se a condição desejada em certa posição do domínio alterando o campo de velocidades, sendo que essa posição não precisa coincidir com os pontos nodais.

O método da Fronteira Imersa apresenta boa eficiência computacional quando aplicado a problemas com movimento de interfaces justamente por possibilitar o uso de malhas simplificadas. Mas o fato de se trabalhar com malhas que não se adaptam ao corpo imerso no escoamento acarreta em uma fraca representação da interface. Nesse sentido, tem-se investido em métodos numéricos de alta ordem e refinamento adaptativo, para uma melhor representação do escoamento próximo à interface.

1.2 Objetivos

O objetivo principal do presente trabalho é dar continuidade ao trabalho de aplicação do Método da Fronteira Imersa na modelagem de escoamentos em válvulas de compressores de refrigeração doméstica, iniciado por Lacerda (2009) e Rodrigues (2010). Os autores utilizaram o Modelo Físico Virtual proposto por Lima e Silva (2002) para o cálculo da densidade de força lagrangiana no escoamento bi-dimensional através de um difusor radial. Apesar do método se comportar bem nesse tipo de aplicação, grande restrições no passo de tempo foram registradas pelos autores.

Neste trabalho utiliza-se o método *Multi-Direct Forcing* proposto por Wang, Fan e Luo (2008) para o cálculo da densidade de força lagrangiana, aliado à um robusto esquema numérico. Buscam-se, com esse esquema numérico, menores restrições de passos de tempo e explorar as vantagens do Método da Fronteira Imersa em relação às simulações com geometrias complexas e móveis.

2 Revisão bibliográfica

Nesta seção será apresentada uma revisão bibliográfica dos principais trabalhos referentes ao estudo do escoamento através de válvulas de compressores alternativos e os principais trabalhos com o Método da Fronteira Imersa.

2.1 Fronteira Imersa

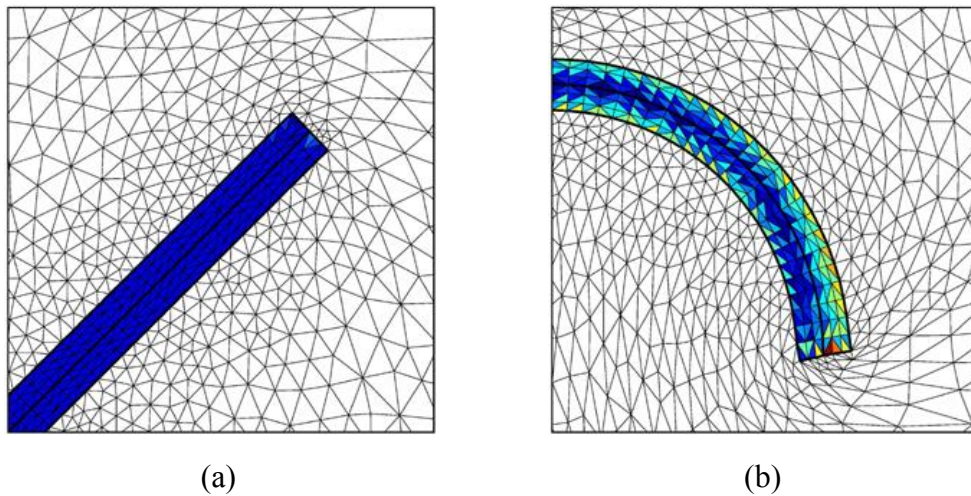
O avanço da capacidade computacional e de metodologias numéricas vem aumentando o uso de tais ferramentas para o entendimento de escoamentos de interesse acadêmico e industrial. Com isso, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (DFC) vem ganhando espaço no desenvolvimento tecnológico de muitas empresas, por oferecer uma alternativa rápida e barata na construção de modelos e simulação de escoamentos.

Embora bastante desenvolvida na atualidade, a DFC depara-se com grandes desafios a serem superados. Mesmo que os computadores atuais sejam muito velozes, o tempo computacional gasto na simulação de escoamentos de geometria complexa, ou com fronteiras móveis ou deformáveis ainda é muito grande, considerando os métodos usualmente utilizados na resolução desses problemas.

Podemos classificar os métodos capazes de resolver escoamentos para geometrias complexas de acordo com as características da malha utilizada: métodos que utilizam malhas que se adaptam ao corpo (Body-Fitted Meshes) e métodos que utilizam malhas que não se adaptam ao corpo.

Na classe dos métodos que se adaptam ao corpo, a malha é construída a partir de algoritmos bastante complexos. O processo resultante na maioria das vezes é bastante caro computacionalmente e se o problema envolver movimento de fronteiras o cálculo da malha deve ser refeito, para adaptar-se a nova geometria, além de haver a necessidade de cálculos adicionais para adaptar o escoamento ao novo formato da malha (TEZDUYAR, 2001). A figura 6 apresenta um exemplo de um processo de remalhagem.

Figura 6 - Exemplo de malha não estruturada, que se adapta ao corpo. (a) – Malha inicial. (b) – Malha após o processo de remalhagem.



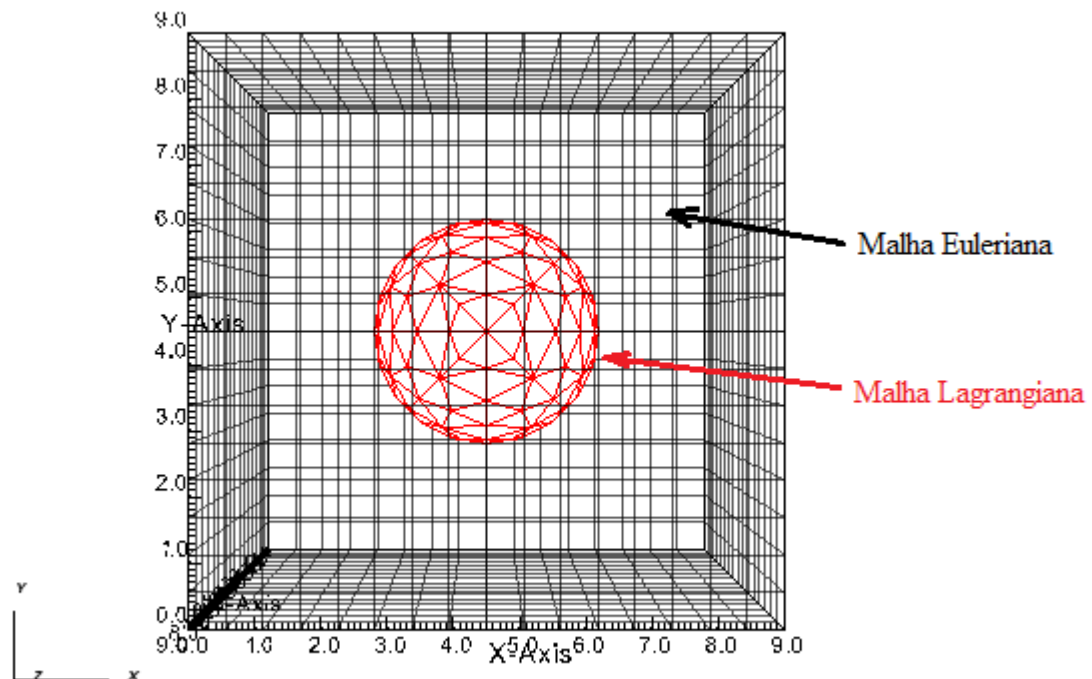
Fonte: Desconhecida

Dentre os métodos que utilizam malhas que não se adaptam ao corpo, o Método da Fronteira Imersa é o mais estudado atualmente. Sua principal característica é a existência de duas malhas que existem independentemente e interagem entre si. Uma malha, denominada Euleriana, é responsável pela solução do escoamento, enquanto uma segunda malha denominada Lagrangiana, é responsável pela representação do corpo imerso no escoamento. O acoplamento das malhas é feito através de um termo forçante adicionado às equações de Navier-Stokes. A vantagem primária do método da Fronteira Imersa é associada ao fato da geração da malha ser bastante simplificada, e por se tratar de um método onde a malha não se adapta ao corpo, a complexidade e qualidade da malha gerada não são significativamente afetadas pela complexidade da geometria imersa no escoamento (MITTAL ; IACCARINO, 2005). A Fig. 7 mostra um exemplo de uma casca esférica descrita por uma malha lagrangiana composta por elementos triangulares, inserida em um domínio cúbico composto de uma malha cartesiana uniforme, exemplificando a independência geométrica entre as malhas.

O Método da Fronteira Imersa foi criado por Peskin em 1972. Seu objetivo principal era o estudo do escoamento de sangue em válvulas cardíacas, visando o entendimento e a predição de escoamentos em válvulas artificiais.

Uma característica do problema estudado por Peskin é a interação fluido/estrutura. O movimento da fronteira e a geometria do modelo só poderiam ser representados por métodos de malhas não estruturadas que se adaptam ao corpo, pois esses eram basicamente os métodos mais adequados para esse tipo de problema na época.

Figura 7 - Exemplo de malhas independentes utilizadas no método da Fronteira Imersa.



Fonte: Próprio autor.

Como discutido anteriormente, o processo de construção desse tipo de malha é muito caro do ponto de vista computacional, e o fato da fronteira movimentar-se traz a necessidade de novos cálculos de malha para cada passo de tempo. Em 1972, os computadores não eram capacitados a realizarem processamentos tão pesados, e o método criado por Peskin foi uma alternativa promissora para esse tipo de problema.

A forma de calcular o campo de forças e a forma como as malhas euleriana e lagrangiana interagem é um assunto amplamente discutido que motivou muitos pesquisadores a desenvolverem diferentes métodos. Alguns modelos foram desenvolvidos para escoamentos específicos, como por exemplo, escoamentos bifásicos, em meios porosos, em superfícies elásticas e rígidas. Mittal e Iaccarino (2005) apresentam uma rica revisão dos métodos derivados do Método da Fronteira Imersa. Em seu trabalho, os métodos são classificados de forma didática quanto a forma da imposição do termo forçante nas equações de Navier-Stokes. As classes são definidas como imposição da força de forma contínua e discreta.

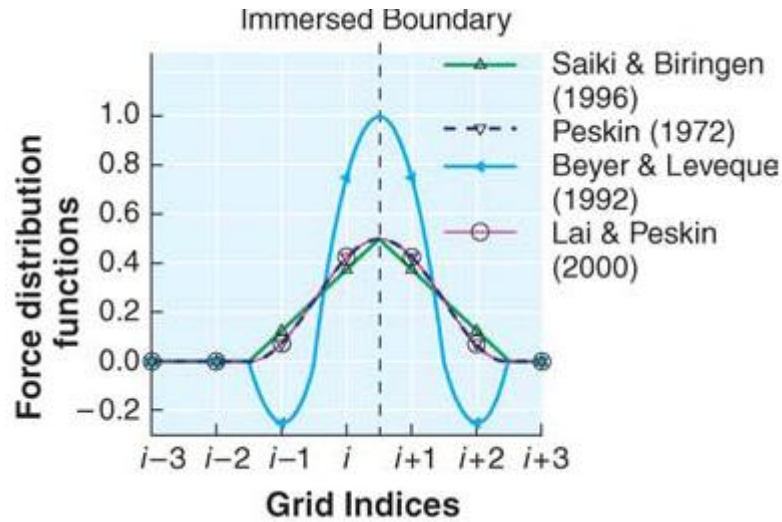
2.1.1 Imposição da Força de Forma Contínua

Nos métodos de força contínua, o termo forçante é adicionado às equações do movimento em sua forma contínua, e depois as equações são discretizadas. Dessa forma obtém-se um sistema de equações com o termo forçante, que é resolvido para todo o domínio. O grande atrativo dessa classe de modelos é a independência dos resultados em relação à discretização espacial, e a relativa facilidade com que é feita sua implementação. Entre os métodos existentes nessa classe, fronteiras elásticas e rígidas requerem tratamentos diferentes.

O método original de Peskin (1972) desenvolvido para o estudo do escoamento sanguíneo em válvulas cardíacas em geral se adequa bem quando aplicado a problemas com a presença de interface elástica. Nele, o corpo imerso é representado por um conjunto de fibras elásticas interligadas por pontos Lagrangianos que se movem a partir da velocidade local do fluido. A força que o escoamento exerce na fronteira e a deformação da mesma é relacionada por uma lei constitutiva, como a Lei de Hooke. A força proveniente da deformação das fibras é então transmitida ao escoamento através de uma função distribuição que suaviza a distribuição de força nos pontos eulerianos adjacentes. Na formulação original, a função delta de Dirac é responsável pela comunicação entre os domínios euleriano e lagrangiano. Porém, torna-se inviável o uso de tal função devido a não coincidência dos pontos lagrangianos com os pontos nodais eulerianos. Em Peskin (1972), o autor registra as instabilidades numéricas no cálculo de forças nas fronteiras, e uma grande restrição no passo de tempo em função do número de Reynolds. Apesar dessas dificuldades, o autor destaca o grande atrativo do método ao impor as condições de contorno na interface sem condições especiais, que torna o algoritmo simples, mesmo que aplicável a várias classes de problemas. Anos depois, Peskin (1977) simula o escoamento no interior de um coração, introduzindo uma nova função distribuição e a solução da equação de Poisson por um método rápido de Laplace, conseguindo uma boa comparação qualitativa de seus resultados com resultados experimentais. Nesse trabalho o autor também comenta sobre a restrição ao passo de tempo com o aumento do número de Reynolds. Após alguns anos, Peskin (1981) obtém resultados de boa concordância com resultados experimentais e ainda registra limitações em relação ao número de Reynolds, mas indica avanços consideráveis em seu trabalho, e em outros trabalhos como Mendez (1977), Peskin e Wolfe (1978), McCracken e Peskin (1980), onde foi utilizado o Método de Vórtices de Chorin (1973). Nas metodologias apresentadas, a escolha de uma função distribuição ideal é muito importante, pois a função distribuição influencia

muito nos resultados. Muitas funções de distribuição já foram utilizadas por pesquisadores (SAIKI; BIRINGEN, 1996; BEYER; LEVEQUE, 1992; LAI; PESKIN, 2000; PESKIN, 1972), e alguns exemplos podem ser vistos na Fig. 8.

Figura 8 - Funções de distribuição utilizadas em trabalhos de diversos autores.



Fonte: Mittal e Iaccarino (2005)

Lai e Peskin (2000) apresentam uma nova forma de tratamento dos termos advectivos das equações da quantidade de movimento. Utilizando a discretização temporal de Crank-Nicolson, o novo método utiliza o esquema Upwind em um passo preliminar, e completa o passo de tempo com um tratamento Skew-Symmetric de segunda ordem. Simulações do escoamento ao redor de um cilindro estacionário foram realizadas e os resultados concordam bem com resultados experimentais. A representação de um cilindro estático rígido foi feita definindo-se os pontos lagrangianos presos a uma posição de equilíbrio por uma força de restauração F :

$$\vec{F} = -k(\vec{x} - \vec{x}_e) \quad (1)$$

onde k é uma constante de mola, x_e é a posição de equilíbrio do ponto avaliado e x é a posição em que se encontra o ponto. A imposição de altos valores de k para uma melhor representação do corpo rígido implica em uma severa restrição ao passo de tempo:

$$\Delta t \approx C \sqrt{h/l} \quad (2)$$

onde l é o tamanho característico da malha e h é a constante de elasticidade de Hook.

Goldstein, Handler e Sirovich (1993) objetivaram modelar a condição de não deslizamento em corpos rígidos. Seu método consiste em utilizar uma função feedback que relaciona as velocidades da interface e do fluido nos arredores, fazendo com que eles se movam de tal forma que as velocidades na interface satisfaçam a condição de contorno desejada. A Eq. 3 apresenta essa função:

$$\vec{f}(\vec{x}_k, t) = \alpha \int_0^t \left(\vec{u}(\vec{x}_k, t) - \vec{v}(\vec{x}_k, t) \right) dt + \beta \left(\vec{u}(\vec{x}_k, t) - \vec{v}(\vec{x}_k, t) \right) \quad (3)$$

onde u é a velocidade do fluido na interface, v é a velocidade da interface, α e β são constantes que são ajustadas arbitrariamente para que o escoamento satisfaça as condições de contorno. A integral no tempo apresentada na Eq. 3 já é suficiente para que o escoamento se arranje adequadamente. Porém, quando o cálculo incorre em alguns erros, o segundo termo ajustado pela constante β o corrige, garantindo a condição desejada. O uso dessa função feedback pode ser visto como a criação de um campo de força que aprende a simular o escoamento com a condição de contorno desejada, sendo que para cada problema, as constantes a serem ajustadas assumem um valor diferente. Na prática, observou-se que a solução do escoamento torna-se instável para altos valores de α e β , estável para valores moderados e não sofre influência com valores exatos. A restrição ao passo de tempo foi expressa como:

$$\Delta t < \frac{-\beta - \sqrt{(\beta^2 - 2\alpha k)}}{\alpha} \quad (4)$$

onde k é uma constante que depende do problema, de ordem 1.

A metodologia apresentada por Goldstein, Handler e Sirovich (1993) foi validada na simulação de escoamentos laminares e turbulentos em canais, e em escoamentos através de cilindros. Os resultados obtidos confrontaram bem com os resultados experimentais de outros autores. Nas conclusões do trabalho de Goldstein, Handler e Sirovich (1993), os autores informam sobre a facilidade de implementação do método. Por outro lado eles também apontam as deficiências observadas, como a fraca representação do escoamento próximo à fronteira. Além disso, a fronteira não é bem definida pelo processo de forçagem não responder suficientemente rápido às mudanças do escoamento, e mesmo se responder, somente os pontos da fronteira em que as velocidades são calculadas terão a velocidade

desejada, o que não ocorrerá necessariamente em posições intermediárias. Esses dois fatores dificultam o cálculo do campo de forças nas superfícies.

Mais tarde, Lee (2003) aplicou o método proposto por Goldstein, Handler e Sirovich (1993) em problemas tridimensionais, com o objetivo de analisar a estabilidade da metodologia em função dos valores de α e β . O autor concluiu que a estabilidade do método depende fortemente da discretização temporal empregada.

Lima e Silva (2002) propôs um novo modelo, denominado Modelo Físico Virtual (MFV), para o cálculo da densidade de força lagrangiana, onde o termo forçante é calculado a partir do balanço de força atuante nos volumes lagrangianos. No modelo proposto por Lima e Silva (2002), utiliza-se a própria equação de Navier-Stokes na interface para o cálculo da densidade de força lagrangiana:

$$\begin{aligned} \vec{f}(\vec{x}_k, t) = & \underbrace{\rho \frac{\partial \vec{V}(\vec{x}_k, t)}{\partial t}}_{\vec{f}_a} + \underbrace{\rho \vec{\nabla} \cdot (\vec{V}(\vec{x}_k, t) \vec{V}(\vec{x}_k, t))}_{\vec{f}_i} \\ & - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{V}(\vec{x}_k, t) + \vec{\nabla}^T \vec{V}(\vec{x}_k, t))]}_{\vec{f}_v} + \underbrace{\vec{\nabla} p(\vec{x}_k, t)}_{\vec{f}_p} \end{aligned} \quad (5)$$

onde $\vec{f}_a$, $\vec{f}_i$, $\vec{f}_v$ e $\vec{f}_p$ são, respectivamente, as forças de aceleração, de inércia, viscosas e de pressão, agindo sobre os pontos da interface. Esses termos são calculados a partir de interpolações feitas sobre os campos de velocidade e pressão, armazenados na malha Euleriana. Lima e Silva, Silveira Neto e Damasceno (2003) propõem o uso de interpolações de lagrange para o cálculo das derivadas da Eq. 5. Para o cálculo, é necessário o uso de pontos auxiliares e uma função de interpolação. O método foi aplicado a escoamentos em cavidades com tampa deslizante (ARRUDA, 2004), escoamentos com interação fluido-estrutura em cilindros ancorados por molas (ROSA SILVA, 2008), escoamentos a altos números de Reynolds sobre aerofólios (OLIVEIRA, 2006), escoamentos tridimensionais sobre esferas ancoradas por molas (CAMPREGHER, 2005), escoamentos em geometrias complexas (VEDEVOTO, 2007). O Modelo Físico Virtual também foi aplicado no estudo do escoamento em válvulas de compressores alternativos. Lacerda (2009) e Rodrigues (2010) foram os pioneiros na aplicação do método da Fronteira Imersa nesse tipo de escoamento. Seus resultados foram validados com dados experimentais para o escoamento através de um difusor radial, como modelo simplificado da válvula. O método mostrou-se bastante adequado para esse tipo de problema, possibilitando modificações na geometria sem complicações no

processo de geração de malha (LACERDA, 2009), e a movimentação da fronteira rígida sem o processo de remalhagem. A principal vantagem do MFV é a ausência de parâmetros do tipo *ad-hoc* na representação da interface, mas o método impõe grandes restrições ao passo de tempo para uma representação interfacial satisfatória.

Com o intuito de melhorar a solução do escoamento em regiões próximas à interface, Roma, Peskin e Berger (1999) apresentaram uma versão do Método da Fronteira Imersa com o uso de malhas adaptativas. A malha é composta de uma sequência de blocos aninhados, progressivamente mais finos, que cobrem na Fronteira Imersa no nível mais refinado e segue dinamicamente o movimento da fronteira. Os autores simularam o escoamento em um balão esférico elástico e concluíram que o uso desse tipo de malha produz resultados praticamente idênticos aos resultados produzidos com uma malha uniforme do nível mais refinado. O uso de malhas adaptativas é uma alternativa eficiente para simulações onde uma boa resolução do escoamento próximo à interface é requerida, sem incorrer em refinamentos que se estendem pelo domínio.

A imposição de força de forma contínua se adequou bem à problemas com fronteiras elásticas, mostrando-se fisicamente consistente e de fácil implementação. Aplicações para esse tipo de método pode ser encontrado em escoamentos biológicos, como em Beyer e Leveque (1992), Fauci e McDonald (2000) e Peskin (1981); e em escoamentos multifásicos, como em Unverdi e Tryggvason (1992). Em problemas com fronteiras rígidas, as metodologias implicavam em grandes restrições de estabilidade. A suavização da função forçante inerente nas metodologias leva a uma fraca representação da Fronteira Imersa, indesejável especialmente em escoamentos a elevados número de Reynolds (MITTAL; IACCARINO, 2005).

2.1.2 Imposição de Força de Forma Discreta

Métodos de imposição de força de forma discreta têm como vantagem a ausência de parâmetros a serem ajustados na representação da interface, e conseqüentemente a eliminação de restrições de estabilidade ligadas a esses parâmetros. Sua implementação é consideravelmente mais difícil quando comparada a métodos de força contínua, além dos resultados dependerem fortemente de interpolações espaciais. No entanto, isso permite um

controle direto da precisão numérica, estabilidade, e conservação das propriedades discretas (MITTAL; IACCARINO, 2005).

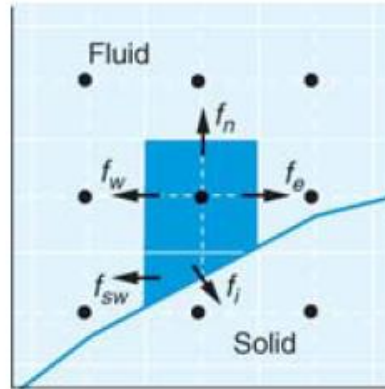
Tseng e Ferziger (2003) apresentaram o método da Fronteira Imersa com células fantasmas. O método consiste em identificar as células presentes dentro e fora da fronteira, e através de interpolações modifica-se a velocidade dos pontos do interior do corpo imerso. As interpolações podem ser bilineares para problemas bidimensionais, e trilineares para problemas tridimensionais. Eles simularam escoamentos sobre cilindros bidimensionais, simulação de grandes escalas em um canal em forma de onda e escoamentos geofísicos sobre colinas. A metodologia mostrou-se bem eficiente na representação da fronteira, que é desejado para simulações com altos números de Reynolds. As principais deficiências do método são: a necessidade de pré-processamentos pela dificuldade observada na convergência da equação de Poisson e o alto custo computacional no uso de algoritmos que identificam pontos internos e externos à fronteira, especialmente quando há movimento da mesma.

Para contornar as deficiências do método de Tseng e Ferziger (2003), os trabalhos de Udaykumar *et. al.* (1996), Udaykumar *et. al.* (2001), Udaykumar *et. al.* (2002) e Ye *et. al.* (1999) recorrem a um método apresentado por Clarke, Salas e Hassan (1986) na simulação de escoamentos invíscidos. Nesse método, conhecido como método da célula cortada, a discretização das equações governantes é feita pela técnica dos volumes finitos, e nos volumes eulerianos onde a interface passa o volume é cortado (Fig. 9). A parte do volume cortado situada no interior do corpo imerso é então descartada, enquanto a parte exterior ao corpo é incorporada ao volume vizinho. Dessa forma consegue-se uma boa representação da interface e boa conservação da massa.

A metodologia apresentada por Tseng e Ferziger (2003) e suas derivações são classificadas no trabalho de Mittal e Iaccarino (2005) como imposição direta das condições de contorno. Esses métodos são bastante adequados para simulações com altos números de Reynolds, pela precisa representação da interface, e a não utilização de uma função de distribuição, que é responsável pela suavização da força interfacial, efeito indesejável para elevados números de Reynolds.

Segundo Mittal e Iaccarino (2005), a imposição indireta das condições de contorno também é conhecida como forçagem direta. Esse tipo de método é utilizado no presente trabalho, e alguns dos principais métodos dessa classe são revisados na sequência.

Figura 9 - Figura esquemática mostrando o corte de célula em que passa a interface.



Fonte: Mittal e Iaccarino (2005).

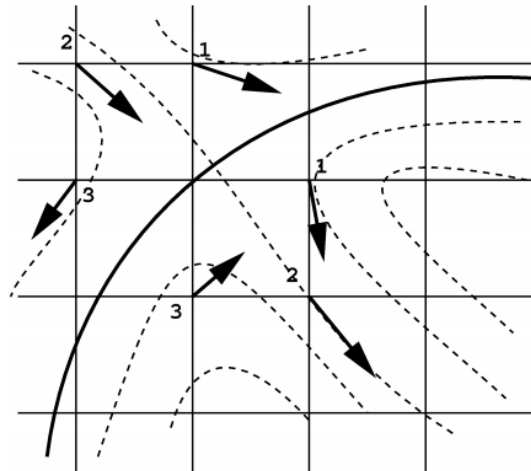
O trabalho de Mohd-Yusof (1997) possibilitou a simulação de escoamentos com menos restrições em relação ao passo de tempo, introduzindo o uso de uma função forçante discretizada no tempo. O termo forçante introduzido nas equações de Navier-Stokes é calculado a partir da própria equação da quantidade de movimento, ou seja, vem do balanço de força atuando na interface imersa no escoamento (Ω). Então, pode-se expressar o termo forçante como:

$$f = \begin{cases} H + \nabla P - \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 u + \frac{1}{\Delta t} (v - u^n), & \text{em } \Omega \\ 0 & \text{no restante do domínio} \end{cases} \quad (6)$$

Para a obtenção de um campo de velocidades suave sem recorrer à suavização da função forçante, a força é aplicada a um conjunto de pontos próximos a superfície exterior e interior do corpo imerso. Nesses pontos, as componentes tangenciais de velocidade são revertidas, enquanto as componentes normais são mantidas. Isso faz com que os gradientes de velocidade através da fronteira sejam suaves, minimizando o erro devido à estimativa dos termos difusivos.

Com a reversão das velocidades tangenciais através da fronteira, o gradiente de velocidade normal a superfície será linear, e o gradiente na direção tangencial será zero por definição. Revertendo as componentes tangenciais e mantendo as normais à superfície é um procedimento suficiente para a satisfação da condição de não-deslizamento, e a identificação do ponto de estagnação do fluido. Uma consequência desse método é a geração de uma camada limite de escoamento no interior do corpo imerso, com ordem de grandeza comparável ao escoamento externo, como mostra a Fig. 10.

Figura 10 - Representação da formação do escoamento no interior do corpo imerso.



Fonte: Mohd-Yusof (1997)

Fadlun *et. al.* (2000) utilizou a metodologia de Mohd-Yusof (1997) na simulação de escoamentos tridimensionais envolvendo geometrias complexas com movimento de fronteiras, a um número de Reynolds alto o suficiente para requerer um modelo de sub-malha. Os autores propõem novas formas de interpolações para o cálculo da velocidade na interface. A fim de comparar as metodologias, os autores simularam também os casos de Goldstein *et. al.* (1993). Embora não houvesse grandes diferenças entre os resultados finais, a metodologia de Mohd-Yusof (1997) permitiu maiores passos de tempo.

Em seu trabalho, Kim, Kim e Choi (2001) apresentam um novo método de fronteira-imersa. A discretização temporal utilizada para o termo forçante introduzido na equação do movimento é igual ao utilizado por Mohd-Yusof (1997) (baseada na própria equação do movimento na interface fluido-sólido). O diferencial de seu método em relação ao de Mohd-Yusof (1997) é a implementação de interpolações de segunda ordem para a avaliação da força atuante na interface, que tornam os cálculos estáveis numericamente, independentes da posição relativa entre a malha euleriana e lagrangiana; e a adição de um termo fonte na equação da conservação da massa para os volumes que contém a interface. Os resultados foram melhores com a adição do termo fonte na conservação da massa, especialmente para números de Reynolds elevados.

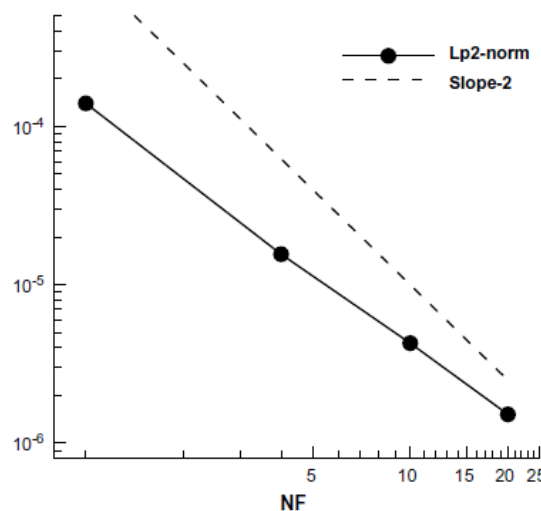
Uhlmann (2005) aplicou o conceito de forçamento direto na simulação de partículas em sedimentação. O método é acoplado ao método do passo fracionado (CHOI; MOIN, 1993; SU; LAI; LIN, 2005), onde se calcula primeiramente o campo de velocidades sem a imposição da força. Em seguida, calcula-se a força interfacial interpolando-se o campo de velocidades estimado para os pontos lagrangianos. A força calculada é então distribuída para

o domínio euleriano através de uma função distribuição, e na sequência, a equação de Poisson é resolvida para garantir a conservação da massa. Essa metodologia foi empregada no trabalho de Su, Lai e Lin (2005), e boa precisão numérica foi observada no escoamento em cilindros e cavidades com tampa deslizando.

Em busca de uma melhor satisfação das condições de contorno, Wang, Fan e Luo (2008) propõem um novo método de forçamento direto, denominado multi-forçamento direto. O novo método é utilizado para simular a sedimentação de partículas sólidas, e seus resultados concordam quantitativamente bem com resultados de outros autores. Wang, Fan e Luo. (2008) utilizam diferenças finitas de quarta ordem na discretização das derivadas parciais das equações governantes, e Runge-Kutta de quarta ordem como esquema de avanço temporal. O método mostra-se simples de se programar e eficiente na representação de fronteiras rígidas, permitindo um melhor controle da condição de não-deslizamento quando comparado aos outros métodos de forçamento direto.

Wang, Fan e Luo (2008) definem uma norma L_{p2} que indica o erro das velocidades nos pontos lagrangianos relativo à velocidade requerida na condição de não deslizamento. O número de ciclos de multi-forçamento (NF) é feito 1, 4, 10 e 20 vezes, para checar o efeito do número de ciclos nos resultados, para uma única partícula em sedimentação. A Fig. 11 mostra que com o aumento de NF, a norma L_{p2} cai com uma inclinação próxima a -2 (Slope-2) nos eixos log-log. Isso indica que com o aumento dos ciclos de multi-forçamento o erro cai com segunda ordem.

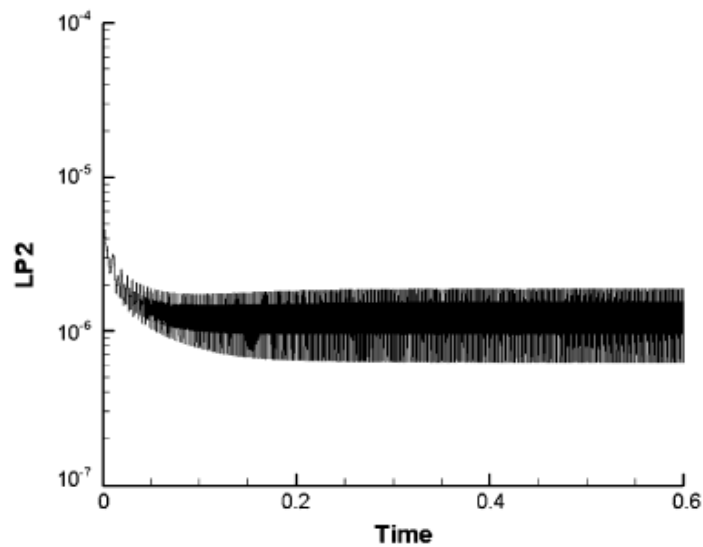
Figura 11 - Norma L_{p2} em função do número de ciclos de multi-forçamento.



Fonte: Wang, Fan e Luo (2008)

Para um número de ciclos $NF=20$, a norma L_{p2} é avaliada em função do tempo (Fig. 12). Pode-se observar que a norma rapidamente se reduz a $1,52 \cdot 10^{-6}$, e mantém-se nesse nível durante toda a simulação. Esse comportamento da norma L_{p2} mostra que o esquema de multi-forçagem é capaz de modificar rapidamente o campo de velocidade simulado, e assim satisfazer muito bem a condição de não deslizamento durante a sedimentação da partícula.

Figura 12 - Norma L_{p2} em função do tempo de simulação.



Fonte: Wang, Fan e Luo (2008)

A Tabela 1 apresenta a comparação do máximo número de Reynolds atingido durante a sedimentação da partícula, para diferentes malhas. Os resultados concordam bem com os resultados numéricos previamente apresentados por Glowinski *et al.* (2001) e Wan e Turek (2007).

Tabela 1 - Comparação dos resultados numéricos de Wang, Fan e Luo (2008).

$\rho_p = 1.25 \text{ g/cm}^3, \mu = 0.1 \text{ g/(cm s)}$							
	Present			Glowinski et al. (2001)		Wan and Turek (2007)	
$h(\text{cm})$	$\frac{1}{72}$	$\frac{1}{144}$	$\frac{1}{256}$	$\frac{1}{192}$	$\frac{1}{256}$	$\frac{1}{48}$	$\frac{1}{96}$
Re_{Max}	16.962	17.216	17.307	17.27	17.31	17.42	17.15

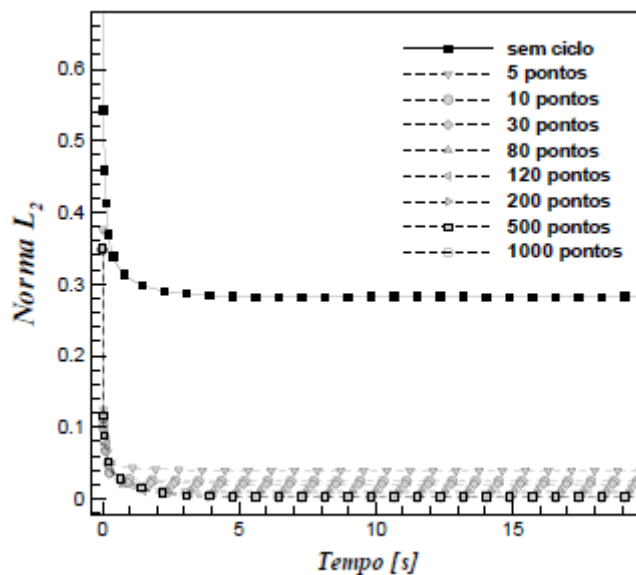
Nesse mesmo trabalho, Wang simulou a sedimentação de duas e centenas de partículas levando em conta as colisões entre elas, e seus resultados mostraram-se fisicamente

consistentes, indicando que com a técnica de multi-forçagem pode-se resolver esses problemas com grande precisão.

Em Wang, Fan e Luo (2008), a técnica da Multi-Forçagem Direta é aplicada em conjunto a uma formulação baseada em velocidade-vorticidade na solução de escoamentos incompressíveis viscosos. O método foi validado a partir de resultados do escoamento bidimensional ao redor de um cilindro estacionário, apresentando boa concordância em termos de coeficiente de arrasto, coeficiente de sustentação e número de Strouhal.

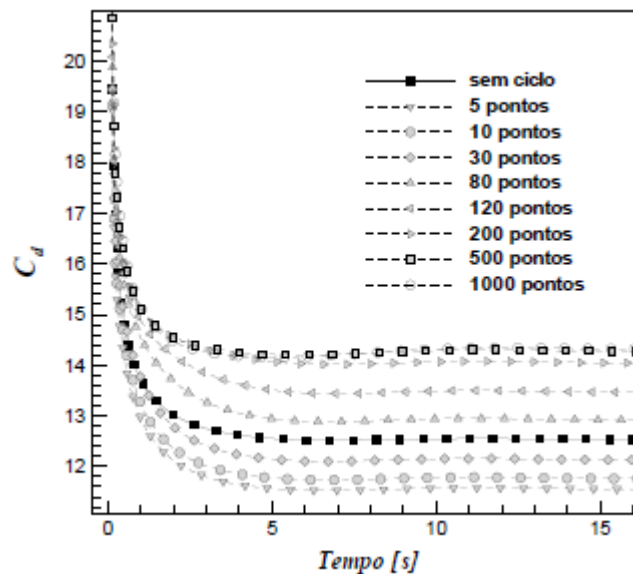
Kitatani (2009), em sua dissertação de mestrado, realizou um trabalho de aplicação do Método de Multi-Forçagem Direta de Wang, Fan e Luo (2008), buscando satisfazer a condição de não-deslizamento na superfície de um corpo rígido. Primeiramente, o autor simulou o escoamento de fluido em uma esfera parada. Uma análise do número de ciclos de Multi-Forçagem foi realizada a fim de se obter uma independência das ciclagens nos resultados, verificando sua influência em parâmetros como a norma L_2 e o coeficiente de arrasto (C_d). Para a norma L_2 , o autor obteve independência dos resultados para $N_{\text{ciclos}} = 80$, como mostra a Fig. 13. Já para o coeficiente de arrasto, a independência foi alcançada para $N_{\text{ciclos}} = 200$, como mostrado na Fig. 14. Esses testes foram feitos para número de $Re_D=1,0$.

Figura 13 - Comportamento da norma L_2 para variações do número de ciclos do método da Multi-Forçagem Direta.



Fonte: Kitatani (2009)

Figura 14 - Comportamento do coeficiente de arrasto (C_d) para variações do número de ciclos do método da Multi-Forçagem Direta.



Fonte: Kitatani (2009)

A partir do escoamento resultante, foi calculado o coeficiente de arrasto médio, e comparado com valores obtidos por outros autores, como pode ser visto na Tabela 2.

Tabela 2 - Comparação dos valores de coeficiente de arrasto médio obtido por Kitatani (2009) com resultados de outros autores.

Referência	C_d
Shiller; Naumman	0,563
Lapple	0,575
presente trabalho	0,588

Após as simulações de escoamentos em uma esfera estacionária, o autor simulou o escoamento em torno de um pêndulo simples, composto de uma esfera ancorada por um cabo. Nessa simulação, foram consideradas as interações entre o fluido e a estrutura rígida, de forma que o movimento do pêndulo é amortecido pelo fluido, caracterizando um problema de interação fluido-estrutura.

Os resultados obtidos por Kitatani (2009) mostraram que o Método da Multi-Forçagem é adequado para a resolução de problemas onde a condição de não-deslizamento é almejada. O modelo do pêndulo mostrou ser fisicamente coerente, validando a metodologia na resolução de problemas desse tipo. As principais conclusões do autor foi que o número de ciclos do

MMF tem grande influência nos resultados e que o refinamento da malha computacional afeta diretamente o número de ciclos necessários para satisfazer a condição de não-deslizamento.

O método de Wang, Fan e Luo (2008) é utilizado no presente trabalho, e está detalhado na seção de metodologia.

2.2 Escoamento em Válvulas de Compressores Alternativos

Atualmente, a maioria dos trabalhos publicados a respeito de pesquisas e desenvolvimentos sobre válvulas de compressores alternativos são encontrados em anais de congresso, dissertações de mestrado e teses de doutorado. Uma quantidade menor de trabalhos é publicada em revistas científicas internacionais de maior circulação. Esse quadro provavelmente ocorre devido ao sigilo industrial empregado pelos fabricantes de compressores, pois a maioria dos desenvolvimentos é realizada nos setores de pesquisas das empresas e que não divulgam amplamente à comunidade científica os avanços conseguidos. Os principais congressos realizados com o foco principal em compressores de refrigeração são:

- *Bi-annual International Compressor Engineering Conference at Purdue;*
- *Bi-annual European Forum for Reciprocating Compressors.*

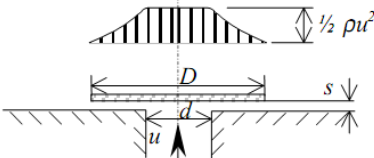
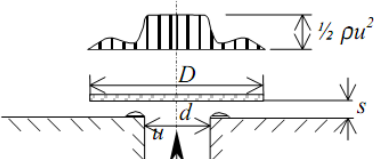
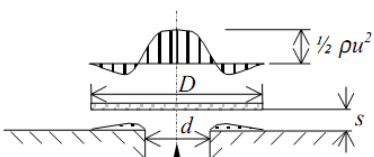
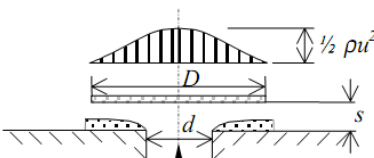
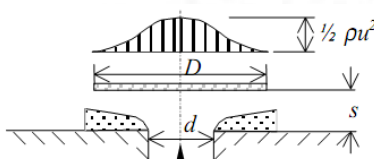
Esses congressos são referências para pesquisadores e fabricantes de compressores de refrigeração, pois são apresentados trabalhos com os principais avanços obtidos em pesquisas realizadas a respeito da concepção de novos compressores de refrigeração e aprimoramento de todos os componentes em relação aos já existentes.

Com relação ao projeto de válvulas de compressores alternativos, pesquisadores têm encontrado certa dificuldade em modelar todos os fenômenos físicos presentes devido à complexidade do escoamento. Assim, modelos simplificados, como o difusor radial, têm sido adotados como base para sua investigação.

Uma vasta revisão bibliográfica sobre trabalhos que abordam estudos a respeito de escoamentos em difusores radiais pode ser encontrada em Souto (2002). Como destaca o autor, até o início da década de 70, as análises teóricas voltavam-se para a solução das equações governantes do escoamento de forma analítica, empregando hipóteses

simplificativas que restringiam a solução a situações com números de Reynolds baixos (LIVESEY, 1960; MOLLER, 1963; TAKENAKA; YAMANE; IWAMIZU, 1964; KILLMAN, 1972). Posteriormente a esse período, a quase totalidade dos trabalhos teóricos passou a adotar metodologias numéricas para a solução das equações, representando o escoamento de forma adequada, mesmo para números de Reynolds elevados. Com relação às investigações experimentais, verifica-se uma predominância de dados de distribuição de pressão sobre o disco frontal para a condição de escoamento estacionário.

Figura 15 - Distribuição de pressão sobre o disco frontal e caracterização do escoamento, para $D/d=3$.

Afastamento da válvula	Distribuição de pressão sobre o disco frontal (palheta)	Tipo de Escoamento
$s/d < 0,02$		Laminar
$0,02 < s/d < 0,05$		Anular e pequena região de separação
$0,05 < s/d < 0,5$		Anular e grande região de separação
$0,5 < s/d < 1,0$		Separação completa com deflexão de 90° do escoamento principal
$s/d > 1,0$		Separação completa com deflexão inferior a 90°

Fonte: Souto (2002)

Ferreira e Driessen (1986) analisaram experimentalmente o comportamento do escoamento para diversas geometrias de difusores radiais. Foi analisada a influência dos parâmetros geométricos sobre áreas efetivas de escoamento e de força. Os autores também observaram que o afastamento s/d entre os discos tem um papel importante na configuração do escoamento e apresentaram uma caracterização do escoamento e da distribuição de pressão sobre o disco frontal em função do afastamento entre os discos, que pode ser vista na Fig. 15.

O escoamento bidimensional laminar em um difusor radial foi estudado numericamente por Piechna e Meier (1986), utilizando a técnica de elementos finitos. Além do regime permanente, o escoamento foi também resolvido para a condição de regime transiente, impondo um movimento periódico para o disco frontal para baixos números de Reynolds. Os autores observaram uma região de separação do escoamento na entrada do difusor, fortemente afetada pelo movimento do disco.

Em uma investigação numérica com validação experimental do escoamento laminar e incompressível em difusores radiais usando o Método dos Volumes Finitos, Ferreira, Prata e Deschamps (1987) notaram que, para os maiores afastamentos, a distribuição de pressão apresenta uma região negativa, podendo haver a atuação de uma força de atração entre os discos frontal e inferior.

Deschamps, Ferreira e Prata (1987) analisaram numericamente o escoamento para diferentes comprimentos de orifício de passagem, para diferentes condições de afastamento e para vários números de Reynolds. Os autores não observaram influência do comprimento do orifício de passagem sobre a distribuição de pressão e força sobre o disco frontal.

Deschamps, Ferreira e Prata (1988) apresentaram uma investigação numérica, utilizando o Método dos Volumes Finitos, do escoamento laminar e incompressível em um difusor radial. Os autores analisaram a influência do raio de arredondamento na saída do orifício de passagem sobre a força axial adimensional e sobre o comportamento das áreas efetivas de força e de escoamento. Os resultados apresentados mostraram que, para pequenos afastamentos entre o disco e o assento, a força axial diminui com o aumento do raio de curvatura, pois a pressão de estagnação na região central também diminui. Porém, para afastamentos maiores, os autores observaram um crescimento na força com o aumento do raio de curvatura. Mas também observaram que ocorre uma redução na região de recirculação com o aumento do raio de curvatura.

Ferreira, Prata e Deschamps (1989) analisaram experimentalmente e numericamente o escoamento em difusores radiais e investigaram a distribuição de pressão e a força axial resultante no disco frontal do difusor radial. Também exploraram o efeito de eventuais

imperfeições, como a presença de um chanfro no assento na região de entrada do difusor, sobre o comportamento do escoamento. Foi observado que a presença do chanfro suaviza o gradiente de pressão na região de transição, onde o escoamento muda da direção axial para a direção radial, e também diminui o patamar de pressão na região de estagnação. Os autores também verificaram que a distribuição de pressão no disco frontal é extremamente sensível à relação de separação entre os discos inferior e frontal s/d e ao número de Reynolds do escoamento, podendo até surgir uma força axial negativa entre os discos para altos valores de Re e s/d .

Pilichi (1990) investigou o escoamento em um difusor radial com transferência de calor. Resultados foram obtidos numericamente e experimentalmente, com a técnica da sublimação da naftalina. Seu modelo numérico utilizava a técnica dos volumes finitos descrito por Patankar (1980) na discretização das equações governantes do problema, utilizando como esquema de interpolação o *Power-law*, e o algoritmo SIMPLER para o acoplamento pressão-velocidade. Quando os resultados numéricos e experimentais foram confrontados, uma discrepância foi observada no perfil de número de Nusselt local na superfície do disco frontal. Para o número de Reynolds mais baixo, os resultados concordaram bem, validando o método numérico para escoamentos estacionários laminares, e um único pico no perfil de número de Nusselt foi obtido na região de entrada do difusor. Com o aumento do número de Reynolds, um segundo pico foi observado no perfil de número de Nusselt local obtido experimentalmente, o qual não foi captado pela metodologia numérica. Segundo o autor, o segundo pico estaria associado às instabilidades do escoamento.

Um ano depois, Langer (1991) estudou várias características de escoamentos radiais buscando explicações para suas instabilidades. Seu trabalho foi um dos primeiros estudos de bifurcações em difusor radial com alimentação radial. Em seus resultados, verificaram-se apenas escoamentos estacionários com um grau crescente de assimetria, para valores de Reynolds até 1000. Seu trabalho o levou a importantes conclusões: a invalidação da hipótese de simetria geométrica e instabilidades e bifurcações em função do gradiente de pressão reverso presente no escoamento radial, que age de forma a flamar o escoamento. Seus resultados mostraram que mesmo para altos números de Reynolds o escoamento volta a ser paralelo na saída do difusor, contanto que haja espaço suficiente ao longo do raio para a amortização das oscilações das velocidades.

Peters (1994) desenvolveu um trabalho investigativo sobre bifurcações e oscilações auto-induzidas no escoamento através do difusor radial. Em seu trabalho, difusores radiais com alimentação axial e radial foram simulados com diferentes métodos numéricos providos de

esquemas de interpolação de alta ordem, de forma a diminuir a restrição imposta por esquemas de baixa ordem. Seus resultados confirmaram os resultados de Langer (1991) para um primeiro ponto de bifurcação, e um segundo ponto foi identificado como sendo a transição de um padrão de escoamento assimétrico e estacionário para um padrão de escoamento transiente (bifurcação de Hopf). Resolvendo a equação da energia, perfis de número de Nusselt local na superfície do disco frontal foram obtidos a fim de se obter um segundo pico, como obtido experimentalmente por Pilichi (1990). Os resultados concordaram bem, apesar de apresentarem desvio entre os valores. Uma de suas principais conclusões foi que o método numérico tem grande influência nos resultados para esse tipo de escoamento.

Com o objetivo de analisar a influência da excentricidade sobre o escoamento, Gasche (1992) analisou experimentalmente e simulou numericamente o escoamento laminar, incompressível e em regime permanente em difusores radiais excêntricos. O autor usou um sistema de coordenadas bicilíndricas tridimensional para escrever as equações governantes e os resultados obtidos numericamente para a distribuição de pressão sobre a palheta mostraram boa comparação com os obtidos experimentalmente. O autor observou que os campos de velocidade e pressão foram sensivelmente modificados devido à excentricidade, entretanto, não houve variação significativa na força resultante sobre o disco frontal, quando comparada à situação de difusores concêntricos.

Outra modificação foi proposta por Possamai, Ferreira e Prata (2001), onde os autores simularam numericamente um escoamento laminar, incompressível e isotérmico, considerando o disco frontal inclinado. Dados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta foram utilizados para validar a metodologia. Os autores verificaram que a inclinação do disco frontal altera significativamente os campos de pressão e de velocidade. Mesmo para pequenas inclinações, como $0,1^\circ$, a distribuição de pressão sobre a palheta torna-se altamente assimétrica, sendo esta tanto maior quanto maior for o número de Reynolds e a distância entre os discos. Os autores comentam o surgimento de um momento que tende a alinhar os discos, devido à assimetria da distribuição de pressão sobre a palheta.

Deschamps, Ferreira e Prata (1996) resolveram numericamente o escoamento turbulento em difusores radiais com discos paralelos, utilizando o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$ de Yakhot e Orzag (1986). A comparação entre os resultados de distribuição de pressão sobre o disco frontal com dados experimentais forneceu um indicativo de que o modelo RNG $k-\varepsilon$ pode prever o escoamento com boa precisão, incluindo picos de pressão negativos não detectados por outros modelos de turbulência $k-\varepsilon$.

Salinas-Casanova (2001) realizou uma análise do escoamento tridimensional turbulento através da geometria de válvula com palheta inclinada, semelhante àquela empregada por Possamai, Ferreira e Prata (2001), e empregando o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$ de Yakhot e Orzag (1986). Uma atenção especial foi dada à modelagem da viscosidade turbulenta, sendo que a expressão do modelo foi alterada para aquela do modelo $k-\varepsilon$ padrão. Os resultados obtidos com esta modificação apresentaram uma melhor concordância com os dados experimentais.

Souto (2002) analisou numérica e experimentalmente o escoamento turbulento em difusores radiais concêntricos em regime permanente e transiente. O regime transiente foi representado pela imposição de uma vazão variável, mantendo-se fixo o afastamento entre os discos. O autor observou a presença de recirculação na entrada do difusor que se estendia até a saída do difusor para os maiores afastamentos, causando uma assimetria no perfil de velocidades. Dados experimentais de distribuição de pressão sobre o disco frontal e de velocidade e grandezas turbulentas na entrada do difusor foram comparados com resultados obtidos da simulação numérica do escoamento com o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$, apresentando concordância satisfatória.

Os trabalhos apresentados até agora focaram suas atenções somente sobre a uma descrição do escoamento, sem considerar o acoplamento entre o escoamento e o movimento da válvula. Como foi visto, Deschamps, Ferreira e Prata (1987, 1988), Gasche (1992) e Possamai, Ferreira e Prata (2001) propuseram modificações na geometria do problema tentando simular configurações mais próximas das que ocorrem na realidade, entretanto ainda consideraram as fronteiras fixas.

Outros autores, porém, adicionaram a modelagem da dinâmica do disco frontal no estudo do escoamento em difusores radiais, mas sem dedicar muita atenção à descrição do escoamento. Machu (1994) propôs um modelo de equações para os movimentos de rotação e translação da válvula.

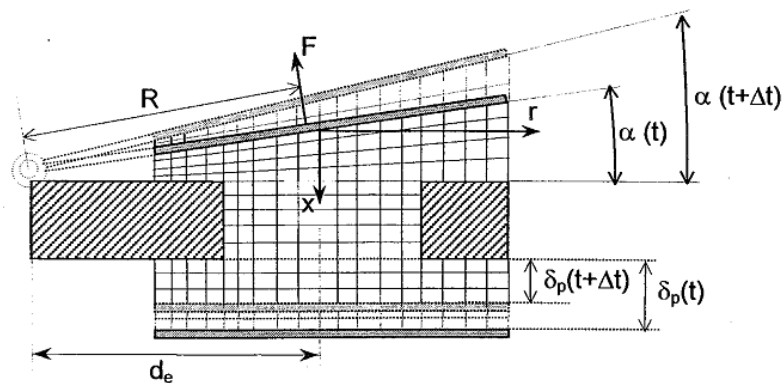
Khalifa e Liu (1998) utilizaram um sistema unidimensional massa-mola para modelar a dinâmica de válvulas e analisar o efeito de aderência entre válvula e assento devido à formação de um filme de óleo presente em compressores alternativos herméticos de refrigeração.

Utilizando um modelo dinâmico com um grau de liberdade para representar o movimento da válvula, Lopes (1996) considerou pela primeira vez a interação fluido-estrutura entre a dinâmica das válvulas e o escoamento. Para isso, o autor propôs um sistema de coordenadas móvel obtido a partir de uma transformação de coordenadas, onde o domínio físico, que se

move com o movimento da válvula, é transformado em um domínio computacional que se mantém inalterado. A solução do escoamento é realizada através do Método dos Volumes Finitos e, a partir da distribuição de pressão sobre a válvula, a força sobre a válvula era determinada e um modelo dinâmico unidimensional com um grau de liberdade foi utilizado para determinar seu deslocamento. O autor impôs uma condição periódica de velocidade na entrada para representar o escoamento transiente em um difusor radial com palheta paralela ao assento e concêntrica.

Matos, Prata e Deschamps (2000) utilizaram a metodologia proposta por Lopes (1996) para a simulação do escoamento em difusores radiais com palhetas inclinadas, conforme Fig. 16. Os resultados numéricos foram validados com os resultados numéricos e experimentais obtidos por Possamai, Ferreira e Prata (1995) para o caso de palheta inclinada estacionária. Para imposição do transiente, os autores incluíram, no domínio de cálculo, a face do pistão com uma velocidade definida. Os autores concluíram que os efeitos de turbulência e compressibilidade deveriam ser incluídos no modelo para representação mais realística dos fenômenos físicos presentes.

Figura 16 - Domínio computacional usado por Matos, Prata e Deschamps (2000).



Fonte: Matos, Prata e Deschamps (2000)

Matos, Prata e Deschamps (2002) estenderam a mesma metodologia para o estudo de escoamentos turbulentos na mesma configuração geométrica do difusor radial utilizada no trabalho de Lopes (1996) com fluxo de massa periódico na entrada, introduzindo, entretanto, o efeito da compressibilidade do escoamento e utilizando um modelo de turbulência RNG $k - \varepsilon$. Os resultados experimentais para a palheta estacionária obtidos por Salinas-Casanova, Deschamps e Prata (1999) foram utilizados para validar o código e resultados numéricos

posteriores foram obtidos com uma condição periódica de velocidade na entrada para representar o escoamento transiente. Os autores observaram a ocorrência de fenômenos geralmente encontrados na dinâmica de válvulas reais, tal como o impacto contra o limitador de movimento da válvula para condição de elevado fluxo de massa.

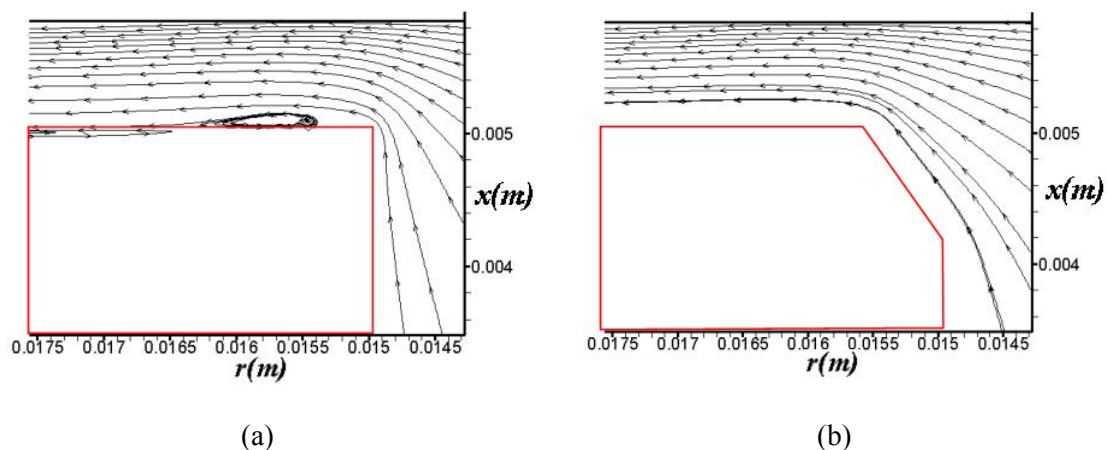
Posteriormente, Matos, Prata e Deschamps (2006) estenderam seus estudos anteriores e realizaram a simulação numérica do escoamento bidimensional compressível e turbulento que incluía, além do escoamento nas válvulas e a dinâmica das válvulas, também o escoamento no interior dos cilindros, de modo a representar mais fielmente todo o ciclo de compressão. Os autores concluíram que, embora a metodologia empregada represente de maneira fiel a dinâmica do escoamento no interior do cilindro e através da válvula de descarga, o custo computacional é bastante elevado mesmo para uma simulação bidimensional, e não pode ser empregada para propósitos de estudo do compressor, levando 78 horas para simular 4 ciclos de compressão.

Rovaris e Deschamps (2006) estenderam os estudos de Matos, Prata e Deschamps (2006) objetivando reduzir o custo computacional de simulação. A redução do custo computacional foi obtida através da divisão da solução numérica em duas abordagens: diferencial e integral. A solução diferencial de Matos, Prata e Deschamps (2006) foi aplicada unicamente para capturar detalhes do escoamento através da válvula, o restante do ciclo do compressor, incluindo a variação da pressão devido ao deslocamento do pistão e abertura da válvula foi modelada através da solução integral. Outra medida adotada foi a modelagem da turbulência por meio da técnica de Simulação de Grandes Escalas (LES – *Large Eddy Simulation*). Todo este procedimento resultou em uma redução significativa das equações diferenciais a serem resolvidas, implicando um tempo computacional menor para simular o mesmo caso de Matos, Prata e Deschamps (2006), aproximadamente 39 horas para simular 4 ciclos.

Lacerda (2009) inovou a análise do escoamento em válvulas de compressores herméticos alternativos através do emprego do Método de Fronteira Imersa. A metodologia foi acoplada à solução do escoamento pelo método dos volumes finitos com a utilização do Modelo Físico Virtual de Lima e Silva (2003). O objetivo do estudo foi validar o emprego desta metodologia alternativa que tem como ponto forte a facilidade de lidar com geometrias móveis sem necessidade de adaptações na malha computacional, sendo bastante atrativo para a modelagem de válvulas automáticas com possibilidade de reduzir o custo computacional da simulação. A metodologia foi validada com um difusor de relação $D/d = 3,0$ espaçamentos s/d de 0,025 e 0,030 e números de Reynolds de 1495, 1563 e 2032. Neste estudo preliminar o Método da Fronteira Imersa foi utilizado para a modelagem do assento, como apresentado na

Fig 17.a. Os resultados positivos obtidos e a facilidade de empregar modificações na geometria através do método motivaram o estudo do escoamento em um difusor com chanfro no disco inferior (Fig. 17.b). Foram utilizadas relações de espaçamento $s/d=0,02$ e $s/d=0,03$ e simulados escoamentos com números de Reynolds de entrada iguais a 1000 e 2000 e diversos ângulos de inclinação para o chanfro ($\alpha=0^\circ, 30^\circ, 45$ e 60°).

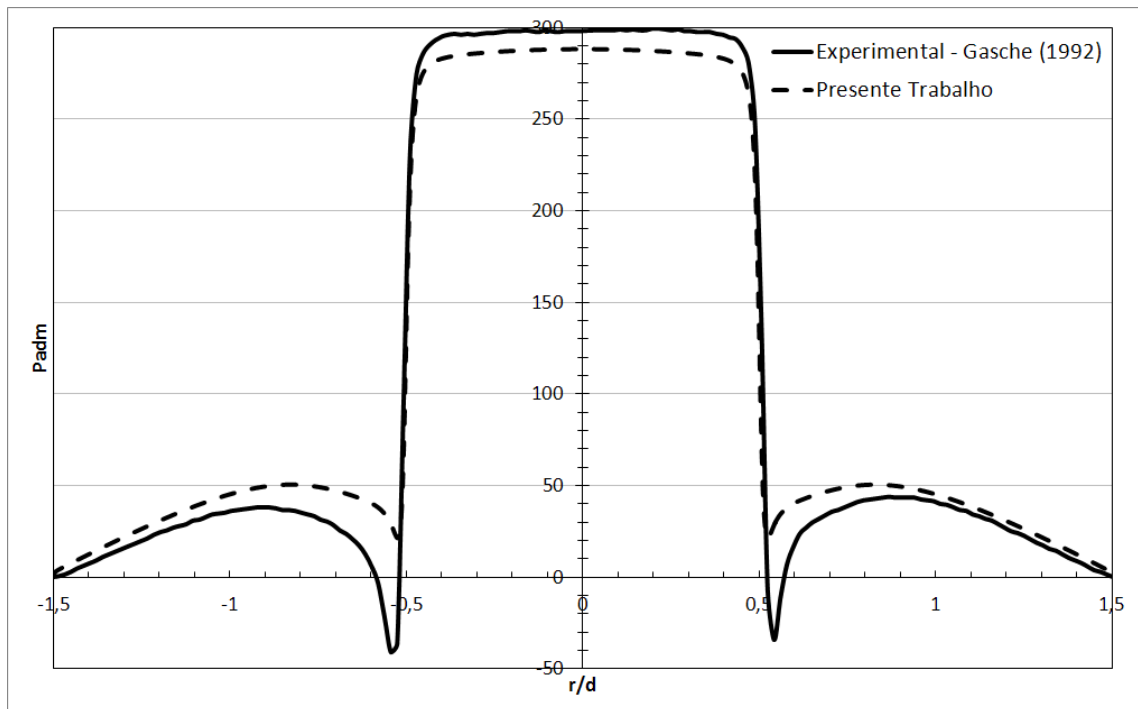
Figura 17 - Escoamento no difusor radial com emprego do MFI/MFV; (a) assento convencional e (b) assento com chanfro.



Fonte: Lacerda (2009)

Continuando o trabalho de Lacerda (2009), Rodrigues (2010) modela o assento e a palheta de válvulas de compressores alternativos, e compara seus resultados com resultados experimentais e resultados obtidos a partir de uma metodologia numérica tradicional de imposição direta das condições de contorno. Os resultados do método tradicional foram confrontados com os resultados de Rodrigues (2010) para um difusor de $D/d=1,5$ e valores de s/d iguais a 0,03; 0,05 e 0,07. Foram simulados casos de número de Reynolds 500 e 1500 e utilizado os esquemas CDS e *Power-Law* na interpolação dos termos advectivos/difusivos. Também foi efetuado o confronto dos resultados numéricos com resultados experimentais de Gasche (1992), para um difusor de $D/d=3,0$ com abertura de $s/d=0,03$ e $s/d=0,025$ e número de Reynolds variando em 1491, 1563 e 2032. Os resultados mostraram boa concordância, validando a metodologia na aplicação investigativa de escoamentos em modelos de válvulas de compressores alternativos. A Fig. 18 apresenta um dos resultados confrontados com resultados experimentais de Gasche (1992).

Figura 18 - Perfil de pressão para $Re = 2032$ e $s/d = 0,025$.

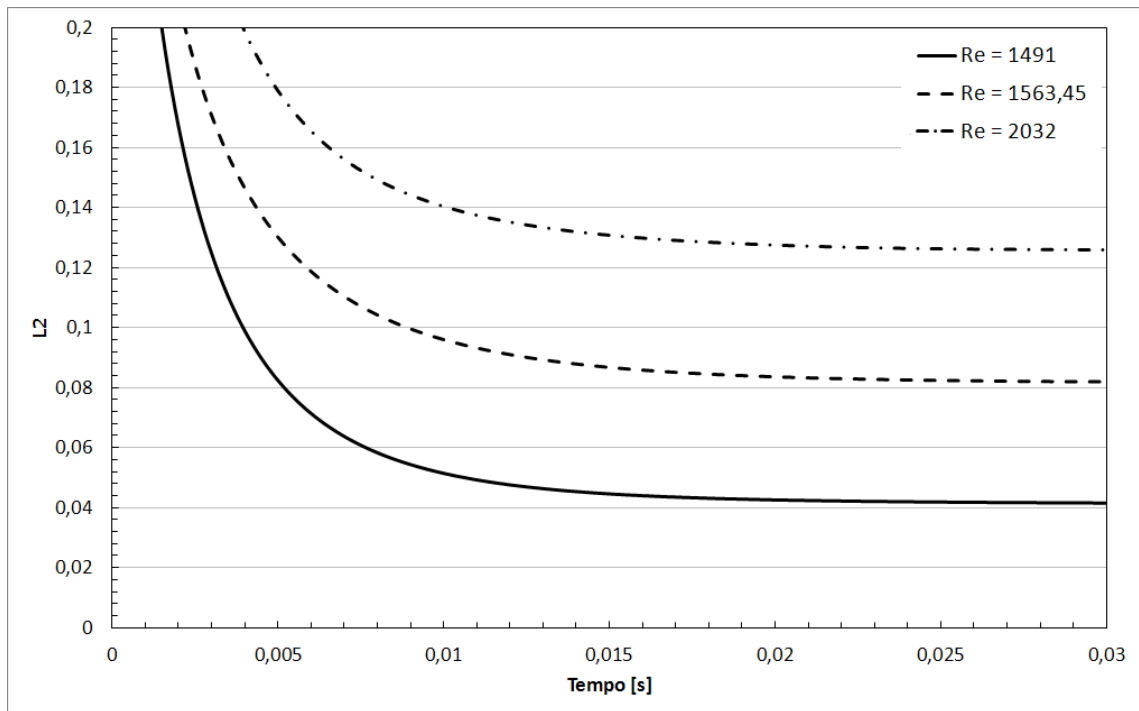


Fonte: Rodrigues (2010)

Entre suas principais conclusões, o autor registra a forte restrição do método em relação ao passo de tempo e o alto custo computacional envolvido quando se refina a malha euleriana, já que nas proximidades da malha lagrangiana a malha euleriana deve ser uniforme, e acaba se estendendo a todo domínio.

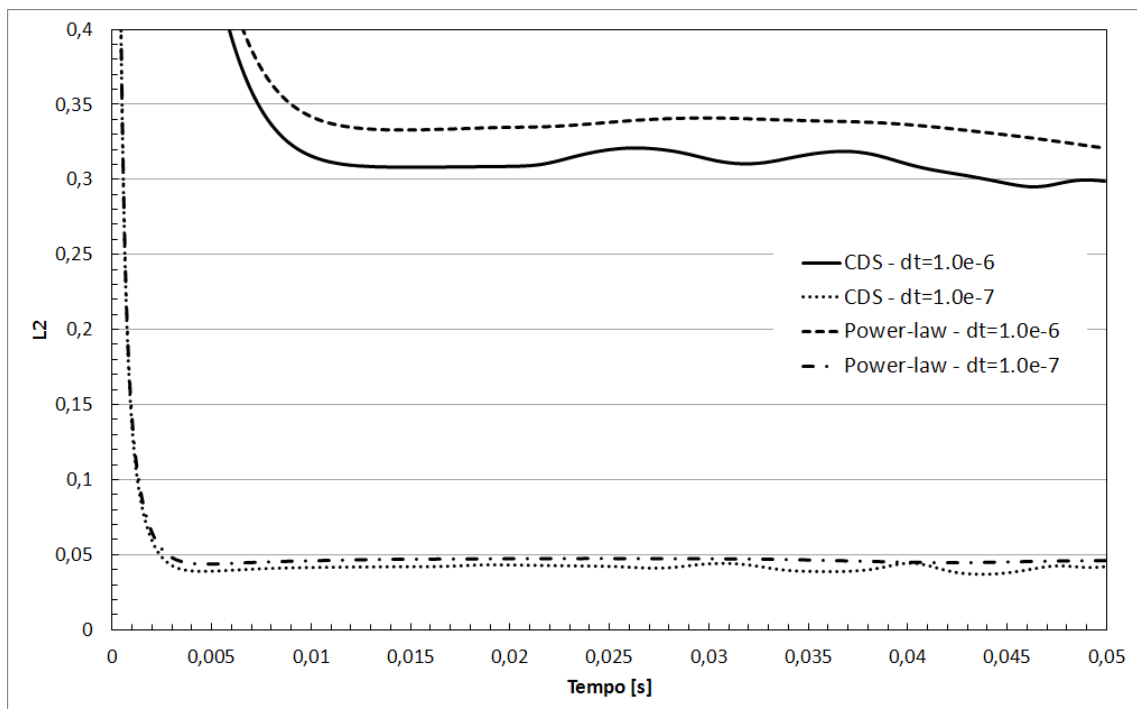
Em uma de suas análises, a norma L_2 referente à satisfação da condição de contorno na interface imersa é analisada em função do número de Reynolds, como mostrado na Fig. 19, e em função do passo de tempo, na Fig. 20. Nota-se a grande influência do passo de tempo adotado na representação da fronteira imersa, sendo que representações mais satisfatórias foram conseguidas com passos de tempo da ordem de 10^{-6} e 10^{-7} segundos. O uso de um passo de tempo dessa ordem de grandeza acarretou em longas simulações computacionais.

Figura 19 - Evolução temporal da norma L_2 para diferentes números de Reynolds.



Fonte: Rodrigues (2010)

Figura 20 - Evolução temporal da norma L_2 para Reynolds 1500, com diferentes passos de tempo.



Fonte: Rodrigues (2010).

3 Modelo Matemático e Metodologia Numérica

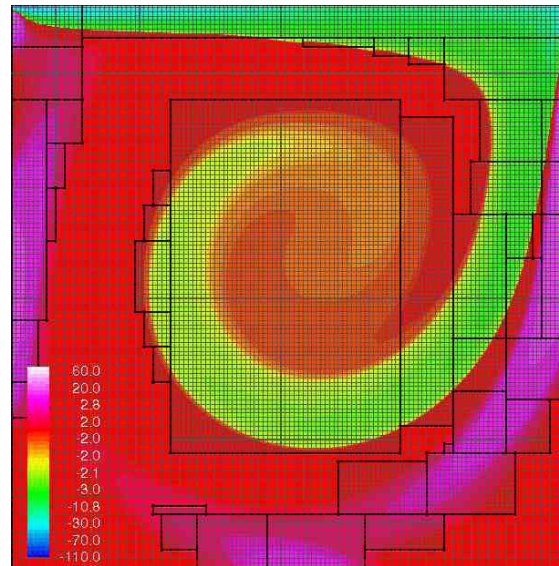
Nesta seção serão detalhadas a modelagem matemática e a metodologia numérica utilizada na representação do escoamento viscoso, incompressível, tridimensional, através de um corpo rígido representando um modelo para válvulas de compressores alternativos. O Método da Fronteira Imersa é utilizado na representação do corpo rígido imerso no escoamento, e uma de suas características é trabalhar com dois domínios de cálculo: o euleriano e o lagrangiano. A formulação de ambos serão detalhadas neste capítulo.

3.1 Refinamento Adaptativo e o Código AMR3D

Muitos problemas de engenharia envolvem regiões com fenômenos de pequena escala e grandes gradientes, separados por regiões com propriedades relativamente suavizadas. A discretização das equações que governam certo problema geralmente é feita em uma malha cobrindo o domínio computacional, que dita a qualidade da solução e a memória computacional necessária. Para captar efeitos de pequena escala, utilizam-se malhas bastante refinadas, o que pode não ser viável. O uso de malhas não uniformes pode ser ineficiente quando o problema simulado envolve efeitos de pequenas escalas com comportamento transiente. Assim, o uso de malhas adaptativas refinadas localmente vem sendo uma alternativa promissora na resolução de vários problemas de engenharia, economizando no custo computacional.

O código AMR3D (*Adaptive Mesh Refinement 3D*) utiliza uma hierarquia de malhas bloco-estruturadas refinadas localmente, que consiste em blocos de malhas retangulares com espaçamentos sequencialmente menores. Esses blocos sequenciais serão formados a partir da identificação de pontos onde os erros da solução na malha mais grosseira (malha base) é elevado devido a fenômenos localizados como alta turbulência, vorticidade e presença de interface. A Fig. 21 apresenta os blocos dispostos em regiões de alta vorticidade em uma cavidade de tampa deslizante.

Figura 21 - Blocos de refinamento em regiões de alta vorticidade.



Fonte: Villar (2007)

Juntamente com o esquema de malhas adaptativas, o método Multigrid-Multinível é utilizado na resolução dos sistemas lineares provenientes das equações governantes discretizadas, garantindo uma elevada taxa de convergência e boa precisão. O acoplamento pressão-velocidade empregado é um método de passos fracionários baseado nas observações de Chorin (1968), e a representação de corpos rígidos imersos no escoamento é feita utilizando o método de Fronteira Imersa proposto por Wang, Fan e Luo (2008), o *Multi-Direct Forcing*.

A princípio, o código AMR3D foi construído no escopo de escoamentos bifásicos, por Nós (2007). Em sua tese de doutorado, Nós (2007) simulou escoamentos bifásicos descritos por modelos de campo de fase conservativos. Sua metodologia numérica combinou discretização espacial por diferenças finitas centradas, discretização temporal semi-implícita de segunda ordem, técnicas multigrid-multinível na solução de sistemas lineares, método dos passos fracionados no acoplamento pressão-velocidade e malhas refinadas localmente com adaptatividade dinâmica. O resultado dessa combinação gerou uma ferramenta robusta na simulação de escoamentos bifásicos, isenta de restrições severas de estabilidade e menos onerosa do que os esquemas iterativos não-lineares usados em discretizações completamente implícitas.

Posteriormente, o código foi modificado por alunos do pós-doutorado da Universidade Federal de Uberlândia-MG, no Mflab, onde foi adicionado ao código métodos de fronteira

imersa para a representação de interfaces móveis, deformáveis ou rígidas, aumentando a abrangência de problemas a que o programa pode ser aplicado.

Nos tópicos a seguir, serão detalhados alguns aspectos importantes da metodologia numérica do AMR 3D, que será a ferramenta utilizada na dissertação de mestrado do autor deste trabalho, na simulação do escoamento em um modelo de válvula de compressores alternativos, muito utilizados em sistemas de refrigeração doméstica.

3.2 Formulação Euleriana

O escoamento incompressível, viscoso e tridimensional, governados pela equação de Navier-Stokes e a equação da conservação da massa, são discretizadas e resolvidas em âmbito euleriano (Ω). As equações governantes podem ser apresentadas nas Eqs. 7 e 8:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (7)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \vec{V}) \right] = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{V} + \vec{\nabla}^T \vec{V})] + \vec{f}, \quad (8)$$

onde $\vec{V}$ representa o vetor velocidade, p a pressão, μ a viscosidade e $\vec{f}$ é um termo fonte. O Método da Fronteira consiste em representar um corpo imerso num escoamento através da adição de força interfacial no termo fonte $\vec{f}$. A força interfacial é calculada no domínio lagrangiano, que será detalhado posteriormente, e passada para o domínio euleriano. Dessa forma, um campo de força gera o escoamento ao redor de uma geometria descrita pelo domínio lagrangiano. Na formulação originalmente proposta por Peskin (1972), a comunicação entre os domínios era realizada através de uma função delta de Dirac (δ). O termo fonte era calculado por:

$$\vec{f}(\vec{x}) = \int_{\Omega} \vec{F}(\vec{x}_k) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k. \quad (9)$$

Como não há adaptação geométrica entre as malhas dos domínios, a interface do corpo imerso pode não coincidir com os pontos nodais eulerianos. Com isso se torna necessário o

uso de uma função aproximada. Essas funções distribuem a força interfacial suavemente para os pontos nodais eulerianos adjacentes a interface. O termo $\vec{f}$ pode ser expresso da seguinte forma:

$$\vec{f} = \sum D(\vec{x} - \vec{x}_k) \vec{F}_k(\vec{x}_k) \Delta v_k \quad (10)$$

onde Δv_k é o volume lagrangiano.

Nesse trabalho, utiliza-se a função distribuição proposta por Griffit e Peskin (2005):

$$D(\vec{x} - \vec{x}_k) = \frac{1}{h^3} d_h\left(\frac{x - x_k}{h}\right) \cdot d_h\left(\frac{y - y_k}{h}\right) \cdot d_h\left(\frac{z - z_k}{h}\right) \quad (11)$$

$$d_h(r) = \begin{cases} \frac{1}{8} \left(3 - 2|r| + \sqrt{1 + 4|r| - 4r^2} \right) & 0 \leq |r| < 1 \\ \frac{1}{8} \left(5 - 2|r| - \sqrt{-7 + 12|r| - 4r^2} \right) & 1 \leq |r| < 2 \\ 0 & 2 \leq |r| \end{cases} \quad (12)$$

Na Eq. 11, h representa um comprimento característico, podendo ser da malha euleriana ou lagrangiana, dependendo da forma de aplicação da função distribuição.

3.3 Formulação Lagrangiana

Para o cálculo da força interfacial lagrangiana é utilizado um método baseado no conceito de Forçagem Direta. O trabalho de Wang, Fan e Luo (2008) apresentou um novo método de simulação de escoamentos em partículas rígidas em movimento, combinando um método de multi-forçagem com o método da Fronteira Imersa. Consideremos a equação da conservação da quantidade de movimento definida no domínio lagrangiano. Define-se o termo forçante $\vec{F}$ para o ponto lagrangiano x_k :

$$\vec{F}_k(x_k) = \rho \left[\frac{\partial \vec{V}_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_k \vec{V}_k) \right] + \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot [\mu (\vec{\nabla} \vec{V}_k + \vec{\nabla}^T \vec{V}_k)] = \rho \frac{\vec{V}_k^{n+1} - \vec{V}_k^n}{\Delta t} - rhs_k \quad (13)$$

$$rhs_k = -\left\{ \rho \left[\vec{\nabla} \cdot (\vec{V}_k \vec{V}_k) \right] + \vec{\nabla} p - \vec{\nabla} \cdot \left[\mu (\vec{\nabla} \vec{V}_k + \vec{\nabla}^T \vec{V}_k) \right] \right\} \quad (14)$$

Adiciona-se um parâmetro temporário $\hat{u}_k$ à Eq. 14:

$$\vec{F}_k(\vec{x}_k) = \rho \frac{\vec{V}_k^{n+1} - \vec{V}_k^n}{\Delta t} - rhs_k = \rho \left(\frac{\vec{V}_k^{n+1} - \hat{\vec{V}}_k}{\Delta t} + \frac{\hat{\vec{V}}_k - \vec{V}_k^n}{\Delta t} \right) - rhs_k \quad (15)$$

Que satisfaz a equação da quantidade de movimento, ou seja:

$$\rho \frac{\hat{\vec{V}}_k - \vec{V}_k^n}{\Delta t} - rhs_k = 0 \quad (16)$$

Dessa maneira, a equação para $\vec{f}_k(\vec{x}_k)$ torna-se:

$$\vec{F}_k(\vec{x}_k) = \rho \frac{\vec{V}_k^{n+1} - \hat{\vec{V}}_k}{\Delta t} = \rho \frac{\vec{V}_L - \hat{\vec{V}}_k}{\Delta t} \quad (17)$$

Para que o efeito da forçagem satisfaça a condição de contorno desejada, o parâmetro u_k^{n+1} é substituído por u_L , que representa a velocidade imposta para a fronteira. O método da Forçagem Direta consiste em resolver as Eqs. 16 e 17 no mesmo passo de tempo, que significa o mesmo que resolver a Eq. 15 em duas etapas, pelo princípio da superposição. A forçagem é direta no sentido de que o valor de velocidade requerida é imposta diretamente na fronteira sem nenhum processo dinâmico (FADLUN ET. AL. 2000) e a forçagem é baseada nas leis fundamentais (2ª lei de Newton e conservação da massa) (SILVA; SILVEIRA-NETO; DAMASCENO, 2003).

Na prática, a Eq. 16 que é definida no domínio lagrangiano, é resolvida no domínio euleriano. Dessa forma, o valor de $\hat{u}_k$ pode ser calculado através de interpolações de velocidades do domínio euleriano. No processo de interpolação é utilizada a função delta de Dirac (δ), que é responsável pelo acoplamento entre as malhas euleriana e lagrangiana:

$$\hat{\vec{V}}_k = \sum_{\Omega} \hat{\vec{V}} \cdot \delta(\vec{x}_k - \vec{x}) \cdot \Delta v \quad (18)$$

$$\rho \frac{\hat{\vec{V}} - \vec{V}^n}{\Delta t} - rhs = 0 \quad (19)$$

O espalhamento da densidade de força lagrangiana é feito a partir da mesma função utilizada no processo de interpolação, assim:

$$\vec{f}(\vec{x}) = \sum_{\Omega} \vec{F}(\vec{x}_k) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) dv_k. \quad (20)$$

O processo de interpolação, cálculo da densidade de força lagrangiana e o espalhamento da mesma, na grande maioria das vezes, não satisfaz a condição de não deslizamento devido aos erros envolvidos no processo. Então, a técnica da multi-forçagem é aplicada, repetindo o processo de interpolação (Eq. 18) a partir do novo campo de velocidades, calculando novamente a densidade de força lagrangiana e realizando o espalhamento da mesma para os volumes eulerianos. Após feito o espalhamento da densidade de força lagrangiana, o novo campo de velocidades se torna:

$$\hat{\vec{V}}^{i+1} = \hat{\vec{V}}^i + \vec{f}^{i+1}(\vec{x}) \cdot \frac{\Delta t}{\rho} \quad (21)$$

onde i representa um contador da iteração do processo de multi-forçagem.

O novo campo de velocidade garante que a velocidade no ponto lagrangiano atinja valores próximos à velocidade desejada. O ciclo de multi-forçagem é realizado NF vezes em um mesmo passo de tempo, e na última ciclagem, os valores do campo de velocidades temporário $\hat{u}_k$ passa a ser o campo de velocidades do passo de tempo atual u^{n+1} , e a força total $\vec{f}_k(\vec{x}_k)$ exercida em cada ponto lagrangiano é:

$$\vec{F}_k(\vec{x}_k) = \sum_{i=1}^{NF} \vec{F}_k^i(\vec{x}_k) \quad (22)$$

A principal vantagem da técnica da multi-forçagem é que a condição de não deslizamento pode ser satisfeita rapidamente e de forma precisa quando combinada com o método da Fronteira Imersa proposto por Peskin (1972). Substituindo a função Delta de Dirac (δ) por uma função distribuição (D) discretizada, o ciclo de multi-forçagem direta pode ser expresso da seguinte forma:

- Cálculo da velocidade nos pontos lagrangianos através da função distribuição (D):

$$\hat{\vec{V}}_k^i = \sum_{\Omega} \hat{\vec{V}}^i \cdot D(\vec{x}_k - \vec{x}) \cdot \Delta v \quad (23)$$

- Cálculo da densidade de força lagrangiana para a iteração do ciclo de multi-forçagem:

$$\vec{f}_k^i(x_k) = \rho \frac{\vec{V}_L - \hat{\vec{V}}_k^i}{\Delta t} \quad (24)$$

- Distribuição da densidade de força lagrangiana aos pontos nodais eulerianos:

$$\vec{f}(\vec{x}) = \sum \vec{F}(\vec{x}_k) \cdot D(\vec{x}_k - \vec{x}) \cdot \Delta v_k \quad (25)$$

- Atualização do campo de velocidades:

$$\hat{\vec{V}}^{i+1} = \hat{\vec{V}}^i + \vec{f}^i(\vec{x}) \cdot \frac{\Delta t}{\rho} \quad (26)$$

3.4 Malha Adaptativa e Remalhagem

A estratégia de malhas adaptativas bloco-estruturadas foi desenvolvida por Berger (1989). Considerando uma malha bastante grosseira para que os benefícios da adaptatividade sejam bem explorados, pontos onde os erros numéricos são elevados devido à fenômenos

localizados como turbulência, vorticidade ou a presença de alguma interface, são marcados para que os blocos de refinamento local sejam construídos e assim possibilite a captação de tais fenômenos de forma satisfatória. Nesses pontos, denominados *badpoints*, os blocos de malhas estruturadas são formados em uma sequência de refinamento, até um nível máximo. Para cada nível de refinamento $l = 1, 2, \dots, l_{top}$, sendo l_{top} o nível mais refinado determinado pelo usuário, existem blocos que não se interceptam, ou seja, blocos de mesmo nível nunca se sobrepõem, e a soma desses blocos define o domínio coberto pelo respectivo nível de refinamento, isto é:

$$\{n \text{ vel } l\} = \cup_k G_{l,k} \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (27)$$

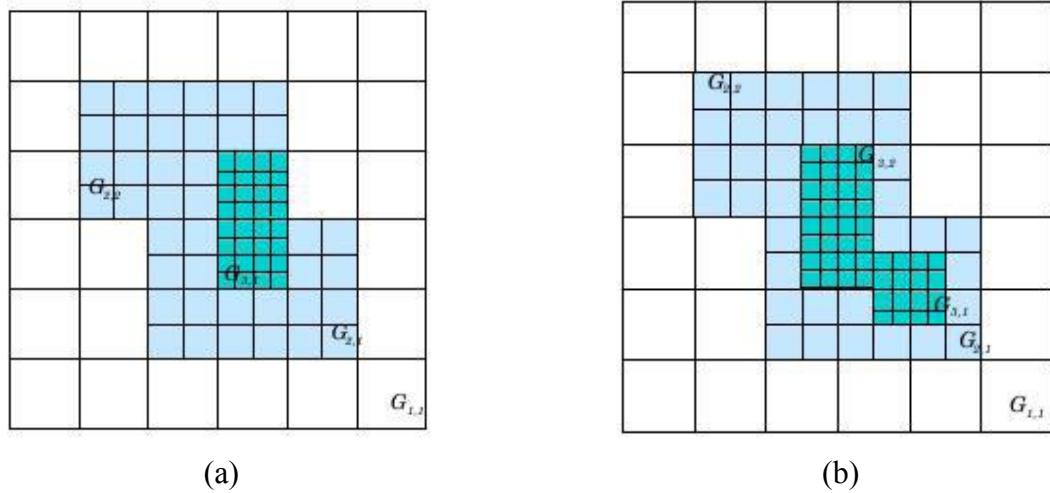
onde G representa os blocos de refinamento. O nível $l = 1$ é constituído por uma única malha, sendo esta a mais grosseira e que cobre todo domínio, chamada de malha base. De um nível para outro, tem-se uma razão de refinamento constante ($r=2$) para facilitar o uso das técnicas multigrid-multinível. Os blocos de refinamento e a malha base são feitos a partir de malhas cartesianas uniformes, diferenciando apenas pelo tamanho e nível de refinamento. A solução de cada malha possui um vetor de armazenamento.

Para que a estratégia de malhas adaptativas funcione, os blocos de refinamento que constituem todos os níveis deverão estar alocados apropriadamente dentro de uma hierarquia de blocos. Para que isso aconteça, duas propriedades deverão ser satisfeitas:

- O cantos de uma malha no nível l deverão coincidir com os cantos de células de uma malha sequencialmente mais grosseira ($l - 1$).
- Deverá haver pelo menos uma célula de uma malha do nível $l - 1$ separando malhas dos níveis l e $l - 2$.

A Fig. 22 exemplifica dois casos de alocação de blocos, para melhor ilustrar as propriedades descritas acima.

Figura 22 - (a)-Exemplo de blocos não propriamente agrupados. (b)-Exemplo de blocos propriamente agrupados.



Fonte: Villar (2007)

No código, células fantasmas são empregadas nas bordas de todos os blocos em todos os níveis de refinamento, incluindo a malha base. Suas funções básicas são: comportar condições de contorno, comunicação entre diferentes malhas e evitar a necessidade de que os operadores laplacianos sejam redefinidos na borda das malhas. A determinação de valores para as células fantasmas pode ser feita de três maneiras:

- Por meio de valores reais das condições de contorno;
- Por meio de valores de blocos adjacentes do mesmo nível, num processo chamado de “injeção”;
- Por meio de interpolações quadráticas entre valores de uma malha imediatamente do nível mais grosseiro ($l - 1$) e valores extrapolados do nível l .

Verifica-se que uma das funções das células fantasmas é evitar a redefinição dos operadores laplacianos nas bordas das malhas. Assim sendo, o número de células fantasmas ao redor de cada malha será definido pela ordem de discretização espacial utilizada, que deverá satisfazer o estêncil necessário para a discretização do laplaciano.

A identificação dos *badpoints* durante as simulações é feita por avaliações de valores de vorticidades (ω) e gradientes de densidade, sendo o último mais utilizado em escoamentos bifásicos na identificação da interface entre os dois fluidos. Tratando-se de problemas envolvendo apenas fronteiras rígidas num escoamento incompressível, o critério de remalhagem usualmente utilizado é o da vorticidade e a presença dos pontos lagrangianos que

representam a fronteira imersa. Durante os cálculos, o programa ao atingir um critério de remalhagem, como por exemplo, um intervalo fixo de passos de tempo, avalia o máximo valor de vorticidade do domínio. Então, é definido um parâmetro ε para todo domínio:

$$\varepsilon = \frac{|\omega|}{|\omega_{\max}|} \quad (28)$$

Sendo os valores de ε variantes entre 0 e 1, o usuário deverá determinar limites entre esses valores para definir quais deles serão considerados *badpoints*, e qual o nível de refinamento empregado.

3.5 Método Multigrid-Multinível

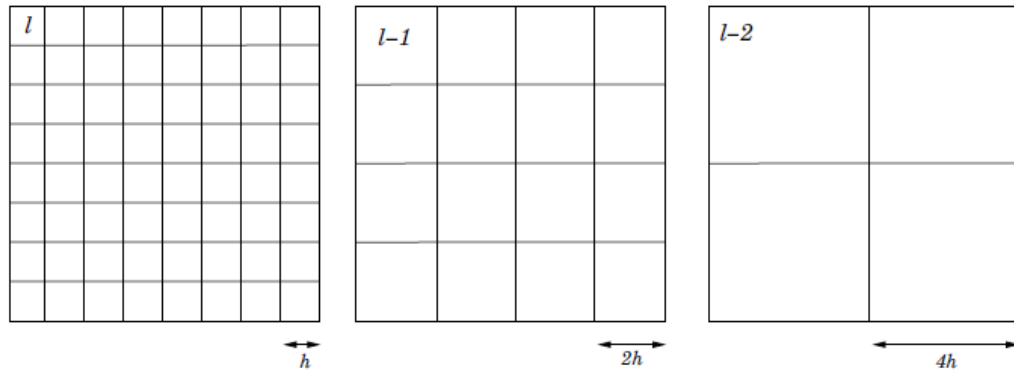
O Multigrid é um método bastante eficiente na solução de sistemas lineares. A base conceitual desse método vem de observações feitas em métodos iterativos. Métodos como o de Gauss-Seidel, Jacobi ou o TDMA – *Tri-diagonal Matrix Algorithm* tem uma alta taxa de convergência no início das iterações, que decaem à medida que as iterações avançam. Esse comportamento pode ser explicado através de uma análise de Fourier.

Mostra-se, com base em taxas de convergência, que os métodos iterativos clássicos são eficientes somente na remoção dos componentes de Fourier do erro de altas frequências. O mesmo não ocorre para o espectro de baixas frequências (BRANDT, 1977, HACKBUSH, 1985). Assim, pode-se concluir que as componentes de baixa frequência do erro são responsáveis pela lenta convergência numérica dos métodos iterativos. Como as componentes de altas frequências são aquelas cujos comprimentos de onda são menores que ou comparáveis ao espaçamento da malha computacional, a taxa de convergência cai conforme a malha se torna mais refinada (RABI 1998).

Sabendo que as altas frequências do erro são diretamente proporcionais ao tamanho da malha, a estratégia do multigrid consiste em utilizar níveis de malhas cada vez mais grosseiros, e remover as altas frequências do erro associados ao respectivo nível. Assim, em

malhas mais grosseiras é possível eliminar frequências de erros tidas como baixas em malhas mais refinadas, acelerando o processo de convergência da solução.

Figura 23 - Exemplo de sequencia de malhas onde as componentes do erro são reduzidas pelo método multigrid.



Fonte: Villar (2007)

No código AMR 3D, o algoritmo do método multigrid utiliza a formulação CS – *Corection Storage*, onde apenas os resíduos são manipulados na passagem de uma malha para outra. Considerando um sistema de equações algébricas da forma:

$$A\phi = B \quad (29)$$

onde A é a matriz dos coeficientes, ϕ o vetor das incógnitas e B o vetor dos termos fonte. Podemos reescrever a Eq. 29 da forma:

$$A(e + \bar{\phi}) = B \quad (30)$$

sendo

$$e = \phi - \bar{\phi} \quad (31)$$

Nas Eqs. 30 e 31, $\bar{\phi}$ representa a solução aproximada de ϕ e e representa o desvio entre as soluções. Sabendo que a obtenção do valor exato de e é tão inacessível quanto o valor exato da solução (ϕ), devemos estimar o valor do erro, calculando o resíduo R :

$$R = B - A\bar{\phi} \quad (32)$$

Em um processo iterativo o valor de R deve ser aproximadamente zero para se ter uma solução satisfatória do sistema. O valor de $R=0$ implica que a solução exata foi atingida, o que não acontece na prática. Rearranjando a Eq. 32 e a subtraindo da Eq. 29, temos:

$$A(\phi - \bar{\phi}) = R \quad (33)$$

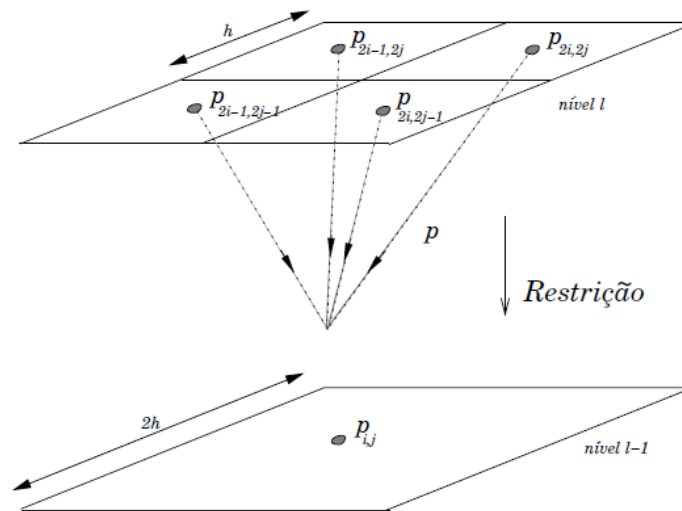
Substituindo a Eq. 31 na Eq. 33 chega-se a:

$$Ae = R \quad (34)$$

A Eq. 34 é chamada de equação residual, e resolvê-la é análogo a resolver a Eq. 29. O uso desta equação tem por finalidade encontrar a solução para a malha mais fina, e sua aplicação em malhas mais grosseiras auxiliará no processo por meio de correções da solução. No nível mais grosseiro ($l = 1$) é recomendado que a equação residual seja resolvida exatamente, o que não é necessário para os níveis intermediários ($l = 2, \dots, n-1$). O fato de resolver exatamente a equação no nível mais grosseiro não compromete o esforço computacional, pois o sistema gerado pela malha nesse nível é expressivamente menor (LEBRÓN, 2001).

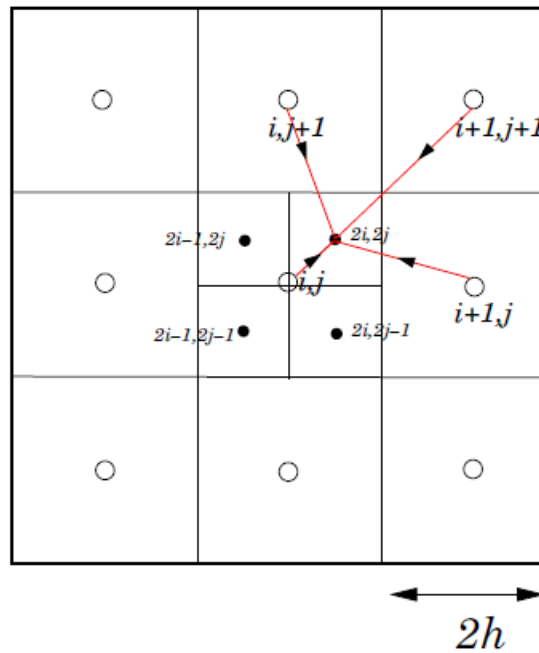
Durante o processo iterativo do método, os valores do erro (e) e do resíduo (R) são passados entre as malhas por operações denominadas prolongamento, quando a transferência é feita da malha mais grossa para a mais fina, e restrição, quando a transferência é feita no sentido inverso. Essas operações consistem em interpolações lineares, contabilizando nos cálculos as distâncias. Assim, as variáveis situadas em posições mais próximas ao ponto onde a interpolação é realizada terão maior influência. As Figs. 24, 25 e 26 apresentam exemplos dos processos para um melhor entendimento.

Figura 24 - Desenho esquemático do processo de restrição.



Fonte: Villar (2007)

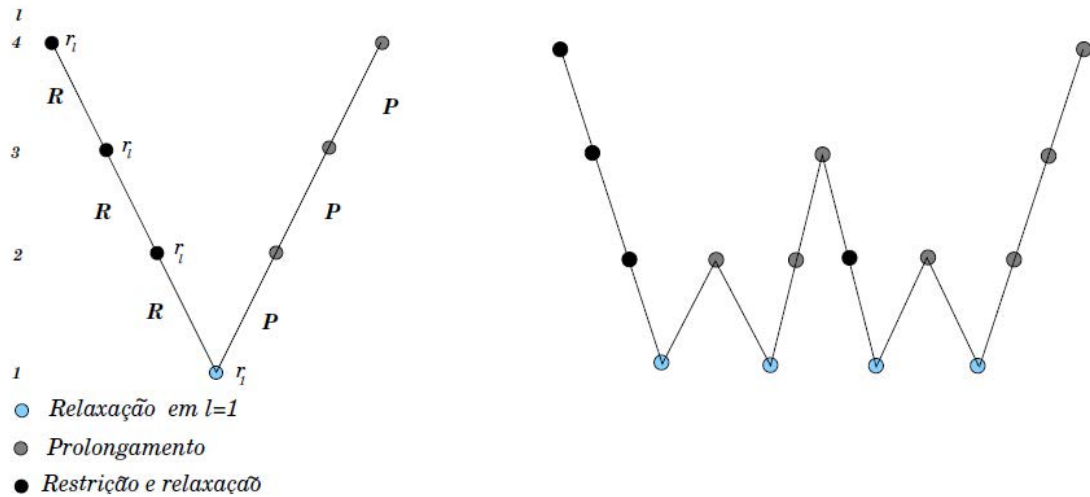
Figura 25 - Desenho esquemático do processo de prolongamento.



Fonte: Villar (2007)

Existem duas estratégias utilizadas no programa que descrevem os ciclos de transferências e relaxações realizadas: o ciclo V e o ciclo W. O processo iterativo descrito acima utilizou o ciclo V como estratégia. A Fig. 27 esquematiza os dois ciclos.

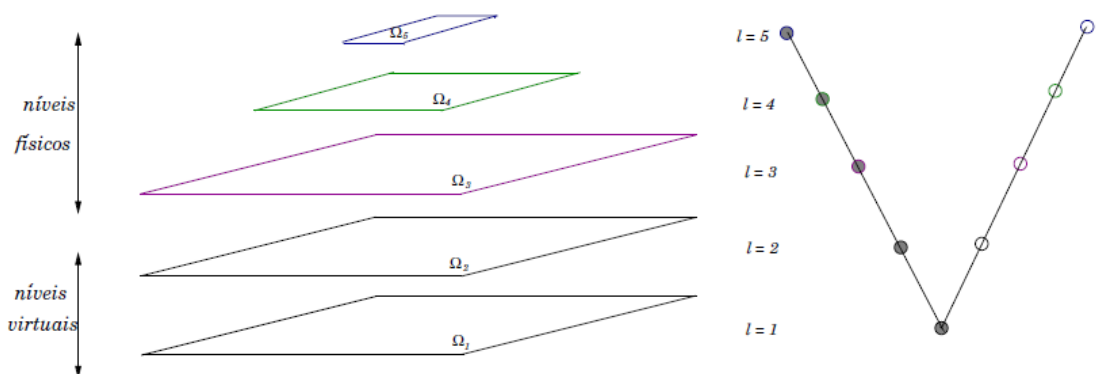
Figura 27 - Representação dos ciclos V e W para uma malha de 4 níveis de refinamento.



Fonte: Villar (2007)

Quando o Método Multigrid é aplicado a malhas refinadas localmente, o método é denominado Multigrid-Multinível. Nesse método existem dois tipos de níveis de refinamento, que são os níveis virtuais e os níveis físicos. Os níveis físicos são responsáveis pela simulação do escoamento, detalhando-o onde necessário, e os níveis virtuais são utilizados apenas para a suavização do erro pelo Método Multigrid. A Fig. 28 mostra os diferentes níveis.

Figura 28 - Representação de uma malha refinada localmente com seus níveis físicos e virtuais.



Fonte: Villar (2007)

3.6 Acoplamento Pressão-Velocidade / Método de Projeção

A solução do escoamento incompressível é feita por um método não iterativo, onde as equações do movimento são resolvidas para as componentes da velocidade e uma equação de Poisson é resolvida para a pressão, sendo esta construída a partir das equações do movimento e da continuidade.

Os métodos de projeção, ou métodos de passo fracionário, têm origens nas observações de Chorin (1968) sobre o papel da pressão em escoamentos incompressíveis. Chorin constatou que a pressão não desempenha papel termodinâmico, mas força a condição de incompressibilidade, o que motivou uma discretização baseada na separação de operadores. Dessa forma, inicialmente calcula-se um campo de velocidade auxiliar $\tilde{u}$ a partir das equações de conservação da quantidade de movimento, desprezando-se a condição de incompressibilidade. O campo calculado é então projetado no espaço dos campos vetoriais com divergente nulo para calcular a pressão ou a correção de pressão. Calculada a correção de pressão, os campos de velocidade e pressão são atualizados. Basicamente, o algoritmo do método é:

- Estimar o campo de velocidade do instante de tempo atual a partir dos campos de velocidade e pressão definidos no instante de tempo anterior;
- Resolver a equação de Poisson com as velocidades estimadas, obtendo a correção da pressão;
- Corrigir o campo de velocidades estimado e atualizar o campo de pressão do tempo anterior;
- Verificar a conservação da massa no domínio;
- Avançar para o próximo passo de tempo.

No primeiro passo, definidos os campos de velocidade e pressão no tempo anterior, o campo de velocidade do tempo atual é estimado a partir das equações do movimento. Utilizando a discretização de Euler de primeira ordem com propriedades físicas constantes, temos:

$$\frac{\tilde{u}_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^t - \left[\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right]^t + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right)^t \quad (35)$$

sendo $\tilde{u}_i^{t+1}$ o campo de velocidade estimado.

O próximo passo é resolver a equação de Poisson. Considerando que os campos de velocidade e pressão são conhecidos no tempo atual (t+1):

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^{t+1} - \left[\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right]^t + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right)^t \quad (36)$$

Subtraindo a Eq. 36 da Eq. 35 chega-se a:

$$\frac{u_i^{t+1} - \tilde{u}_i^{t+1}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^{t+1} - \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^t \right] \quad (37)$$

Definindo a correção da pressão no tempo atual (ϕ^{t+1}) como:

$$\phi^{t+1} = P^{t+1} - P^t \quad (38)$$

Também podemos escrever:

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)^{t+1} = \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^{t+1} - \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^t \quad (39)$$

Substituindo Eq. 39 na Eq. 37, teremos:

$$\frac{u_i^{t+1} - \tilde{u}_i^{t+1}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)^{t+1} \quad (40)$$

Aplicando a todos os termos da Eq. 40 o operador $\frac{\partial}{\partial x_i}$

$$\frac{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)^{t+1} - \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i}\right)^{t+1}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_i}\right)^{t+1} \quad (41)$$

Sabe-se da conservação da massa que:

$$\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)^{t+1} = 0 \quad (42)$$

Substituindo a Eq. 42 na Eq. 41, chega-se a equação de Poisson resolvida no método:

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_i}\right)^{t+1} = \frac{\rho}{\Delta t} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i}\right)^{t+1} \quad (43)$$

Observa-se que a equação acima depende apenas de valores no tempo $t+1$, sendo assim uma equação implícita. Deve-se resolver um sistema linear para a obtenção de ϕ , e posteriormente corrigir os campos de velocidades e pressão, a partir das Eqs. 38 e 40, como segue:

$$P^{t+1} = P^t + \phi^{t+1} \quad (44)$$

$$u_i^{t+1} = \tilde{u}_i^{t+1} - \frac{\Delta t}{\rho} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\right)^{t+1} \quad (45)$$

Resumo do algoritmo:

- Estimar o campo de velocidades do tempo atual a partir das estimativas do campo no tempo anterior, através da equação:

$$\frac{\tilde{u}_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P}{\partial x_i} \right)^t - \left[\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} \right]^t + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right)^t \quad (46)$$

- Conhecidos o campo de velocidades, calcula-se a correção da pressão ϕ a partir da equação de Poisson:

$$\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i \partial x_i} \right)^{t+1} = \frac{\rho}{\Delta t} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} \right)^{t+1} \quad (47)$$

- Atualizar os campos de velocidade e pressão:

$$P^{t+1} = P^t + \phi^{t+1} \quad (48)$$

$$u_i^{t+1} = \tilde{u}_i^{t+1} - \frac{\Delta t}{\rho} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right)^{t+1} \quad (49)$$

- Verificar a conservação da massa:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (50)$$

- Satisfeita a conservação da massa, avançar ao próximo passo de tempo.

3.7 Discretização Temporal

A estratégia de avanço temporal utilizada pelo código AMR 3D é baseada em um esquema semi-implícito de segunda ordem descrita por Ascher, Ruuth e Weeton (1997). A discretização parte de uma ideia simples, que é muito eficiente para equações predominantemente difusivas. Considerando a equação:

$$u_t = \nabla \cdot (\chi \nabla u), \quad \chi > 0 \quad (51)$$

Podemos reescrever a Eq. 51 como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \nabla^2 u + b(u) \quad (52)$$

onde α é uma constante e:

$$f(u) = \nabla \cdot (\chi \nabla u) - \alpha \nabla^2 u \quad (53)$$

Na Eq. 53, tratando o termo $\alpha \nabla^2 u$ implicitamente e $f(u)$ explicitamente, obtemos uma discretização semi-implícita da Eq. 51. Aplicando essa estratégia nas equações de Navier-Stokes, observa-se que o termo $f(u)$ não contém apenas o termo difusivo, adiciona-se a ele também o termo advectivo e o termo forçante, e conseqüentemente esses termos também são tratados explicitamente.

Abrangendo uma família de métodos de avanço temporal, o esquema IMEX (*Implicit-Explicit Schemes*) de segunda ordem, como descrito por Ascher, Ruuth e Weeton (1997), é empregado no código AMR3D. Assim, tratando os termos difusivos e advectivos como descrito anteriormente, a equação do movimento pode ser escrita como:

$$\frac{\rho}{\Delta t} (\alpha_2 \vec{V}^{n+1} + \alpha_1 \vec{V}^n + \alpha_0 \vec{V}^{n-1}) = b_1 s(u^n) + b_0 s(u^{n-1}) + \lambda [\theta_2 \nabla^2 \vec{V}^{n+1} + \theta_1 \nabla^2 \vec{V}^n + \theta_0 \nabla^2 \vec{V}^{n-1}] - \nabla p^n + \rho g \quad (54)$$

$$s(u) = -\lambda \nabla^2 \vec{V} + \nabla \cdot [\mu (\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T)] - \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} + f \quad (55)$$

onde $\lambda = C\mu$, sendo C uma constante e igual a 2.

As constantes $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, b_0, b_1, \theta_0, \theta_1$ e θ_2 são obtidos em função de duas outras constantes γ e c , que definem qual esquema de avanço temporal dentro do IMEX será utilizado. Assim:

$$\alpha_0 = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_0 - 2\gamma \Delta t_1}{\Delta t_0} \quad (56)$$

$$\alpha_2 = \frac{\Delta t_0 - 2\gamma\Delta t_1}{\Delta t_0 + \Delta t_1} \quad (57)$$

$$\alpha_1 = -\alpha_0 - \alpha_2 \quad (58)$$

$$b_0 = -\gamma \frac{\Delta t_1}{\Delta t_0} \quad (59)$$

$$b_1 = \frac{\Delta t_0 + \gamma\Delta t_1}{\Delta t_0} \quad (60)$$

$$\theta_0 = \frac{c}{2} \quad (61)$$

$$\theta_1 = -c \frac{\Delta t_0}{2\Delta t_1} + 1 - \frac{c}{2} - \gamma \quad (62)$$

$$\theta_2 = \gamma + c \frac{\Delta t_0}{2\Delta t_1} \quad (63)$$

onde $\Delta t_0 = t^n - t^{n-1}$ e $\Delta t_1 = t^{n+1} - t^n$. As constantes γ e c poderão ser definidas:

- $(\gamma, c) = (1, 0)$ configura o método SBDF (*Semi-Backward Difference Formula*);
- $(\gamma, c) = (1/2, 1/8)$ configura o método MCNAB (*Modified Crank-Nicolson Adams-Bashforth*);
- $(\gamma, c) = (1/2, 0)$ configura o método CNAB (*Crank-Nicolson Adams-Bashfort*);
- $(\gamma, c) = (0, 1)$ configura o método CNLF (*Crank Nicolson Leap-Frog*).

Para esses métodos semi-implícitos, pode-se definir uma restrição de estabilidade baseada na condição Courant-Friedrichs-Lewy (CFL):

$$\Delta t \leq \Delta t_{CFL} \quad (64)$$

$$\Delta t_{CFL} = C_{CFL} \left(\frac{|u|_{\max}}{\Delta x} + \frac{|v|_{\max}}{\Delta y} + \frac{|w|_{\max}}{\Delta z} \right)^{-1} \quad (65)$$

onde C_{CFL} é uma constante, e sua escolha vai depender do método de avanço temporal escolhido. O SBDF, apesar de ser eficiente apenas em casos de Reynolds baixos ou moderados, é o mais robusto admitindo $C_{CFL} \geq 0,5$. Para casos em que o Reynolds é elevado, o mais adequado é o método CNLF, com baixos valores de C_{CFL} (ASCHER; RUUTH; WEETON, 1997).

3.8 Tratamento dos Termos Advectivos

Em simulações preliminares realizadas na geometria do difusor radial e no modelo construído neste trabalho, foi utilizado o esquema de diferenças centradas para a interpolação dos termos advectivos das equações do balanço da quantidade de movimento. Os resultados indicaram que para números de Reynolds abaixo de aproximadamente 700 os cálculos tornam-se instáveis, levando a divergência. Isso se deve a característica presente nesse tipo de escoamento, onde o fluido passa por um confinamento após uma abrupta mudança de sua direção, o que evidencia a predominância dos efeitos inerciais. Pode-se notar em trabalhos passados, com metodologias tradicionais, que o esquema de interpolação de diferenças centradas para os termos advectivos/difusivos levava a instabilidades numéricas, sendo que, na maioria das vezes, simulações bem sucedidas foram conseguidas com esquemas de interpolação mais difusivos, como o *Power-Law*.

Em Lai e Peskin (2000), um novo esquema numérico é apresentado para a simulação de escoamentos a número de Reynolds moderados, com reduzida viscosidade numérica. O novo esquema, formalmente de segunda ordem, avança no tempo em duas etapas: na primeira, avança meio passo de tempo (de n até $n+1/2$) com Euler de primeira ordem e Upwind no tratamento dos termos advectivos, e na segunda etapa o passo de tempo é completo com Crank-Nicolson e um esquema *Skew-Symmetric* (2° ordem) para os termos advectivos. Aproveitando a idéia de Lai e Peskin (2000), aplicam-se alternadamente os esquemas Upwind e *Skew-Symmetric* para os termos advectivos a cada passo de tempo. Os resultados mostraram que essa forma de avaliação dos termos advectivos permite a estabilização da

solução das equações a números de Reynolds mais elevados, sem a necessidade de modelar efeitos de turbulência.

Utiliza-se nas simulações deste trabalho o tratamento dos termos advectivos proposto por Lai e Peskin (2000) e um tratamento por diferenças centradas aliado ao modelo de turbulência de Smagorinsky. Nesta dissertação, o tratamento por diferenças centradas com o modelo de turbulência será referido como CDS – Smagorinsky.

3.9 Modelagem da Turbulência

No presente trabalho, utiliza-se um modelo de turbulência do tipo LES (*Large Eddy Simulation*) na solução do escoamento incompressível. Sabe-se que os escoamentos em válvulas de compressores ocorrem a elevados números de Reynolds, principalmente em momentos de maior restrição na passagem do fluido. O modelo proposto por Smagorinsky (1963) assume a hipótese de equilíbrio local para pequenas escalas, onde a energia injetada no escoamento é igual à energia dissipada pela viscosidade. Uma vez que o modelo de Smagorinsky se baseia na hipótese de Boussinesq, sua proposta para o cálculo da viscosidade turbulenta é:

$$\nu_t = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}|, \quad (66)$$

onde:

$$\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}, \quad (67)$$

$$|\bar{S}| = (2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}, \quad (68)$$

Observa-se nas equações acima a presença do tensor taxa de deformação $\bar{S}_{ij}$ e o comprimento característico $\bar{\Delta}$, que é função dos passos da malha nas direções coordenadas x , y e z . Utiliza-se $C_s=0,2$ para obtenção dos resultados neste trabalho.

3.10 Variáveis Adimensionais

As propriedades do campo de escoamento foram todas adimensionalizadas da forma que segue:

$$P^* = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^2} \quad (69)$$

$$t^* = \frac{t \bar{U}}{d} \quad (70)$$

$$\vec{V}^* = \frac{\vec{V}}{\bar{U}} \quad (71)$$

$$\omega^* = \frac{\omega d}{\bar{U}} \quad (72)$$

A norma L_2 do vetor velocidade na fronteira é definida como:

$$L_2 = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N [(u_i - u_{ki})^2 + (v_i - v_{ki})^2 + (w_i - w_{ki})^2]}}{N} \quad (73)$$

onde as variáveis com índice i referem-se aos valores ideais na fronteira, e as variáveis com índice ki referem-se as velocidades interpoladas em cada ponto. Através da norma L_2 é avaliado se a condição de contorno está sendo satisfeita.

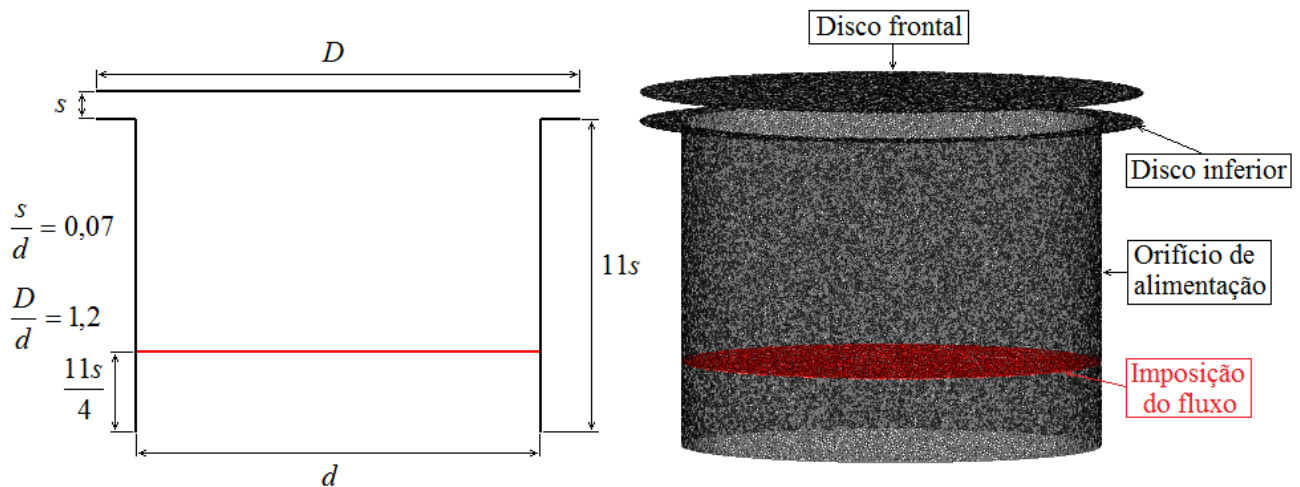
O número de Reynolds utilizado é definido no diâmetro do orifício de alimentação, e pode ser calculado na forma:

$$Re_D = \frac{\rho \bar{U} d}{\mu} \quad (74)$$

4 Validação Numérica

Nesta seção serão apresentados os resultados do escoamento incompressível através de um difusor radial e comparações entre perfis de pressão obtidos experimentalmente com perfis obtidos pela presente metodologia. A Fig. 29 apresenta a geometria do difusor radial utilizada, em corte e em perspectiva.

Figura 29 - Geometria do difusor radial e características geométricas.



Fonte: Próprio autor.

A escolha das proporções geométricas do difusor radial levou em consideração o número de volumes entre o disco frontal e o assento. Sabe-se de trabalhos como o de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010) que o número de volumes nessa região tem grande influência, pois eles são responsáveis por representar as variações das propriedades onde existem os maiores gradientes do escoamento. Os resultados usualmente encontrados na literatura utilizam relações relativamente altas de diâmetro (D/d) e espaçamento entre disco frontal e assento (s/d) com valores relativamente baixos. Com esses valores e a necessidade de se manter um número aceitável para a representação do escoamento da região do difusor, a construção de um modelo tridimensional em que há compatibilidade entre os volumes eulerianos e lagrangianos torna-se impraticável considerando os recursos computacionais disponíveis na geração dos resultados. Isso se deve a extensão do refinamento exigido ao problema pelo domínio lagrangiano.

Os dados experimentais foram obtidos por um aluno de mestrado da Engenharia Mecânica em uma bancada financiada pela empresa fabricante de compressores Tecumseh do Brasil. Os

recursos da bancada também foram decisivos na escolha das proporções geométricas do difusor radial e no número de Reynolds do escoamento. Maiores informações sobre a bancada podem ser encontradas na dissertação de Anhê Júnior (2010).

O fluxo de massa é imposto através de pontos que preenchem a seção transversal do orifício de alimentação, como ilustrado na Fig. 29. Isso é feito impondo uma velocidade de entrada (u_e) para esses pontos lagrangianos através da Eq.76, ou seja:

$$\vec{V}_L = \vec{U}_e \quad (75)$$

A força para esses pontos é calculada com a igualdade da Eq. 76. Após o processo de distribuição das forças, os volumes eulerianos adjacentes terão suas velocidades alteradas para satisfazer a condição de fluxo imposto.

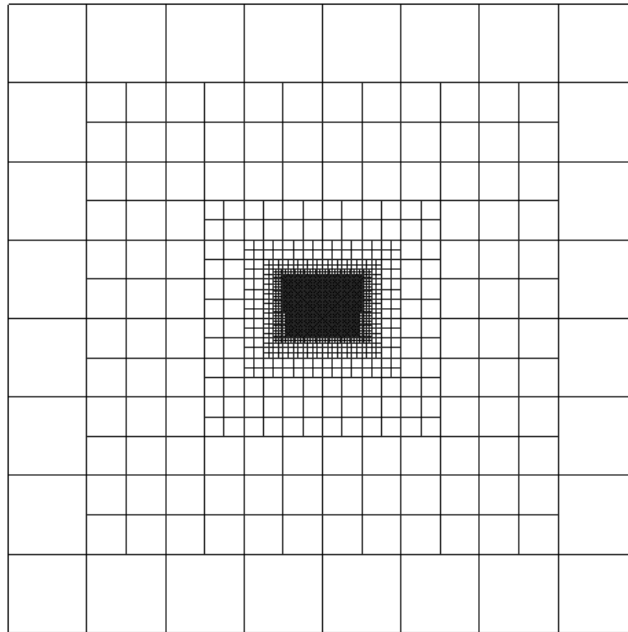
A Fig. 30 apresenta o domínio cúbico (aresta 8d) e a malha construída. Foram utilizados 9 níveis físicos e 2 níveis virtuais, somando um total de 9.456.875 volumes eulerianos no início da simulação. Foi utilizada a condição de Neumann em todas as faces para todas as componentes de velocidade. A malha lagrangiana é composta por 225.876 pontos lagrangianos. A Fig. 31 ilustra a malha lagrangiana e os diferentes níveis de refinamento, formando os blocos de refinamento que cobre a fronteira imersa.

O escoamento foi resolvido para 2, 3, 6 e 12 ciclos de multi-forçagem direta. Em todos os casos foi utilizado $C_{CFL}=0,3$. Utilizou-se o esquema SBDF para a integração temporal. O número de Reynolds que caracteriza o caso é de 2500, calculado com o diâmetro do orifício de alimentação.

Os resultados são comparados através de perfis de pressão adimensional na superfície do disco frontal. Os perfis são retirados em seguimento de reta que passa pelo centro da circunferência que define o disco, levando em conta somente valores de pressão da região de interesse do escoamento, ou seja, valores da região interna do difusor.

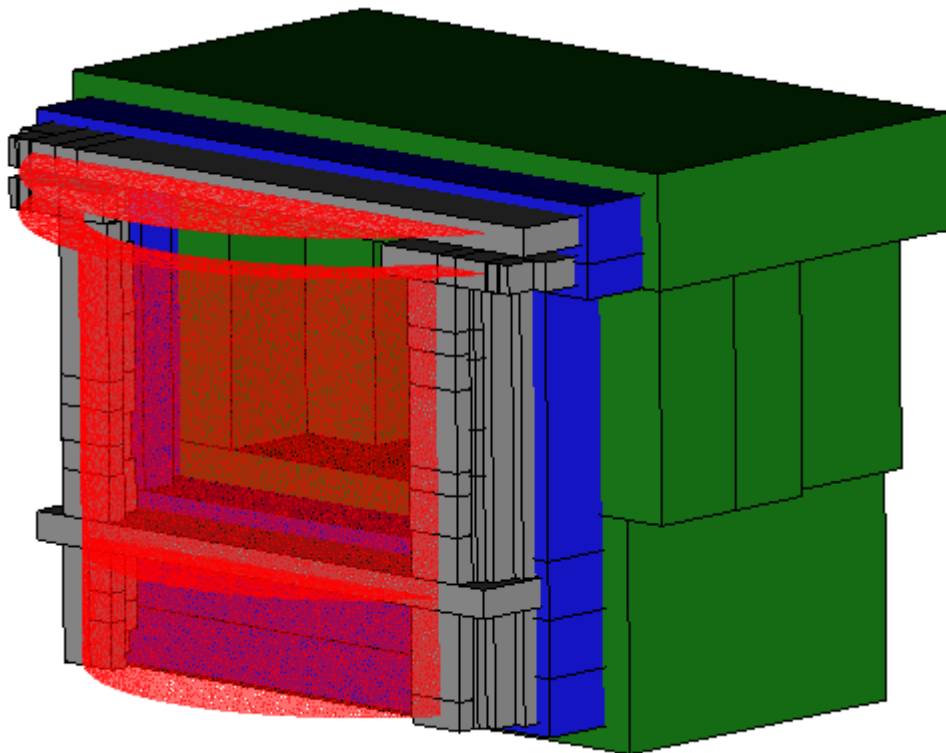
A Fig. 32 mostra a comparação dos resultados experimentais com resultados obtidos com o código AMR3D, utilizando o esquema de diferenças centradas aliado ao modelo de turbulência de Smagorinsky. Qualitativamente, os perfis apresentam um patamar de pressão que caracteriza uma região de estagnação do fluido, e uma queda de pressão na região do difusor, onde o fluido adquire altas velocidades pela redução da área de passagem de fluido. O aumento do número de ciclos (NF) promoveu valores de pressão mais próximos ao obtido pela bancada experimental.

Figura 30 - Domínio computacional e malha de refinamento localizado gerada.



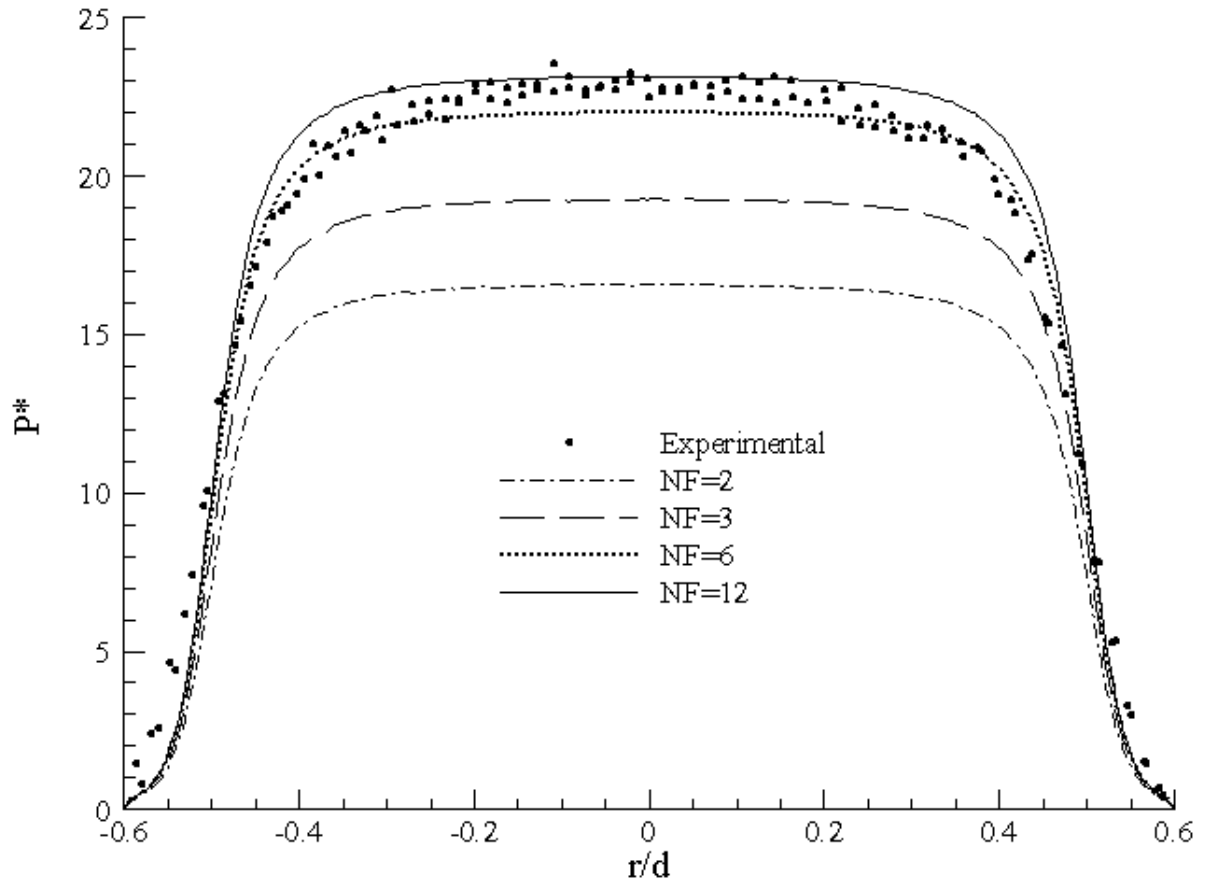
Fonte: Próprio autor.

Figura 31 - Blocos de refinamento e malha lagrangiana.



Fonte: Próprio autor.

Figura 32 - Comparação entre perfis de pressão obtidos experimentalmente e perfis obtidos com o código AMR3D, para diferentes números de ciclo de multi-forçagem direta. Foi utilizado o esquema de diferenças centradas aliado ao modelo de turbulência de Smagorinsky.



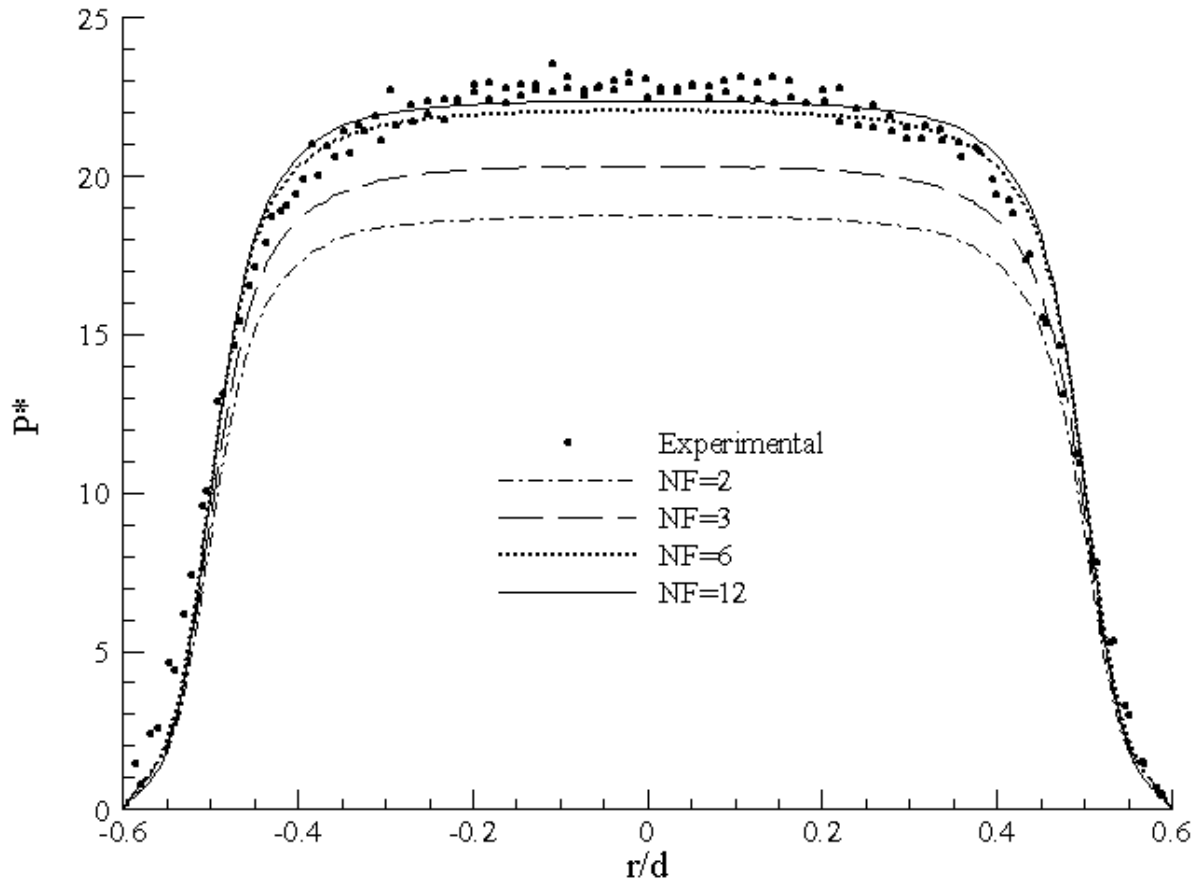
Fonte: Próprio autor.

Resultados obtidos com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000) na interpolação dos termos advectivos são comparados com o resultado experimental na Fig. 33. Os perfis mostram boa aproximação dos resultados, principalmente para 6 e 12 ciclos de multi-forçagem. Em geral, o uso do esquema de Lai e Peskin (2000) forneceu resultados mais próximos ao perfil experimental.

Para o mesmo valor de C_{CFL} , todas as simulações apresentadas nesta seção estabilizaram-se em um passo de tempo adimensional da ordem de 10^{-4} . No entanto, o passo de tempo associado ao esquema de Lai e Peskin (2000) foi metade do passo de tempo obtido com o esquema de diferenças centradas e o modelo de Smagorinsky. Essa diferença pode ser uma possível explicação da melhor qualidade dos resultados apresentados pela Fig. 33. Outro argumento seria a maior difusividade do esquema CDS – Smagorinsky, que calcula uma viscosidade turbulenta proporcional ao tensor taxa de deformação. Como não foi utilizado

nenhum tratamento especial para partículas de fluido adjacentes a fronteira imersa, os resultados podem apresentar um escoamento com excessiva dissipação de energia.

Figura 33 - Comparação entre perfis de pressão obtidos experimentalmente e perfis obtidos com o código AMR3D, para diferentes números de ciclo de multi-forçagem direta. Foi utilizado o esquema proposto por Lai e Peskin (2000) na interpolação dos termos advectivos.



Fonte: Próprio autor.

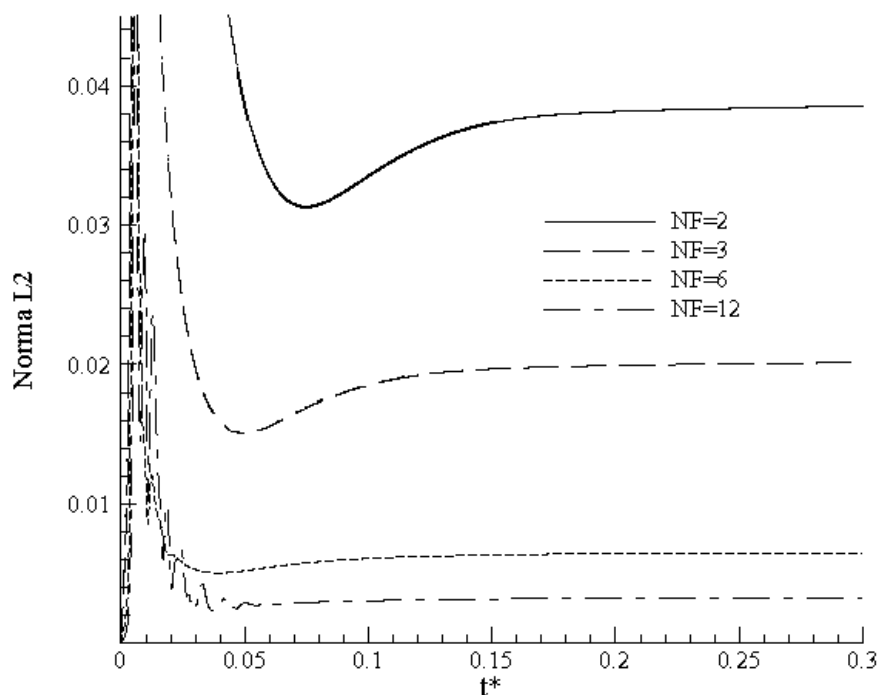
A representação das condições impostas pela fronteira imersa é avaliada através da norma L_2 dos vetores de velocidade avaliados nos pontos lagrangianos. As Figs 34-39 apresentam os valores da norma para os pontos do disco frontal, do conjunto formado pelo disco inferior e orifício de alimentação, e os pontos que impõem o fluxo de massa no orifício de alimentação.

Para os pontos do disco frontal, as normas se estabilizam em valores da ordem de 10^{-2} para 2 e 3 ciclos, enquanto valores na ordem de 10^{-3} são obtidos com 6 e 12 ciclos. O mesmo acontece para os pontos em que a velocidade de alimentação é imposta. Nos pontos que constituem o disco inferior e o orifício de alimentação, observam-se os maiores valores da norma L_2 , ainda que estabilizados na ordem de 10^{-2} . Isso acontece devido às interações entre

forças distribuídas por pontos de imposição do fluxo e pontos do orifício de alimentação, já que eles buscam representar diferentes condições. No entanto, em média, as condições foram bem satisfeitas. Em geral, os valores de norma obtidos com o método de Lai e Peskin (2000) no tratamento dos termos advectivos foram menores que os obtidos com o esquema CDS – Smagorinsky. Com ambas as formas de tratamento dos termos advectivos, o comportamento dos valores da norma foram similares ao se variar o número de ciclos NF.

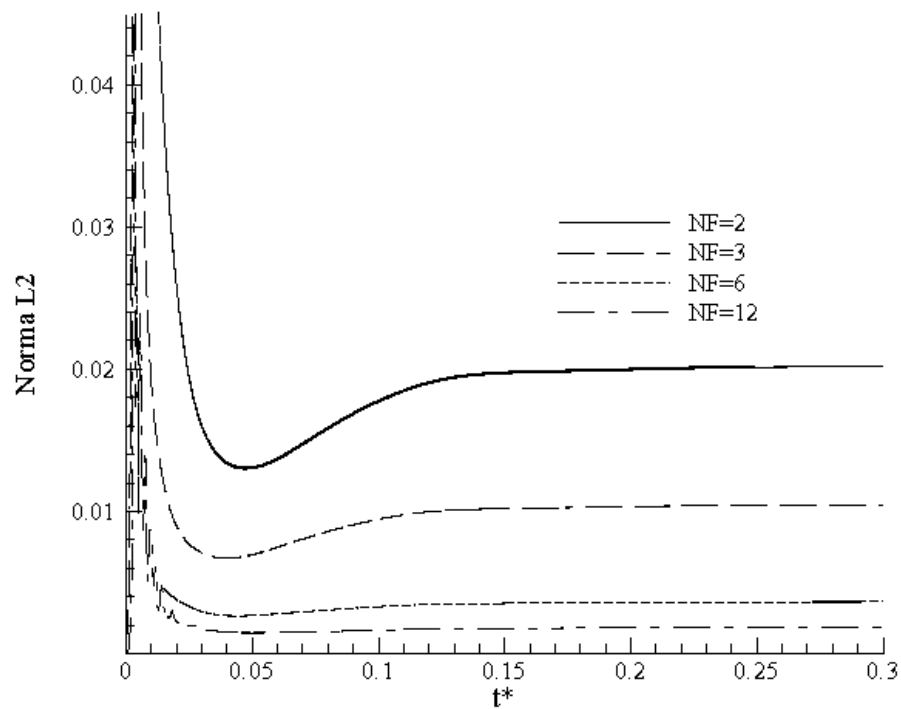
Esses resultados mostram o potencial do método numérico no estudo do problema proposto nesta dissertação de mestrado. Em todos os resultados, observa-se boa concordância qualitativa entre os perfis de pressão.

Figura 34 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco frontal, para diferentes números de ciclos (NF). Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS - Smagorinsky.



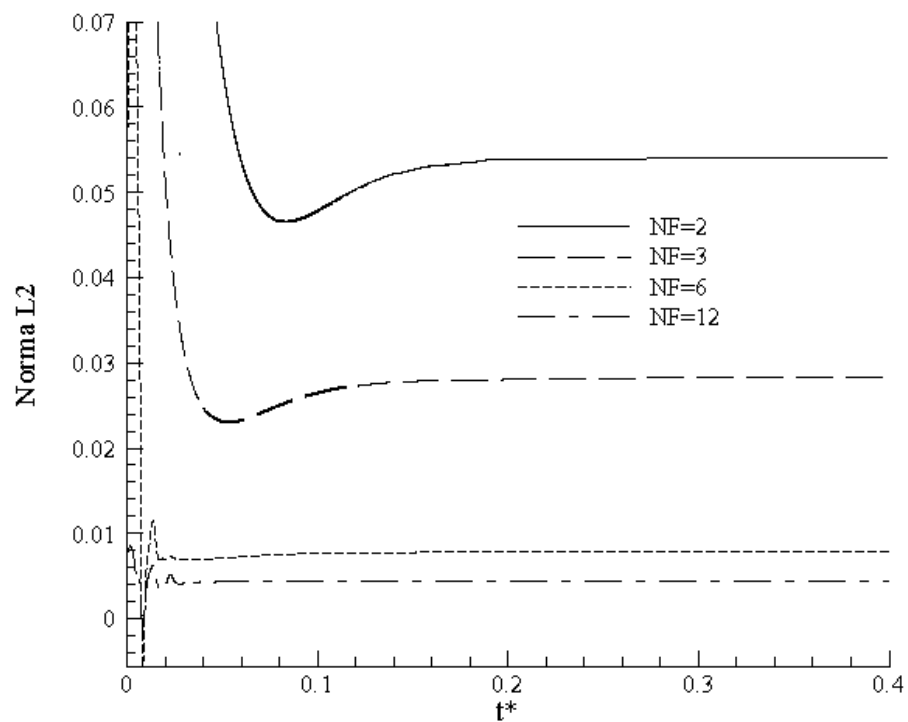
Fonte: Próprio autor.

Figura 35 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco frontal. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000).



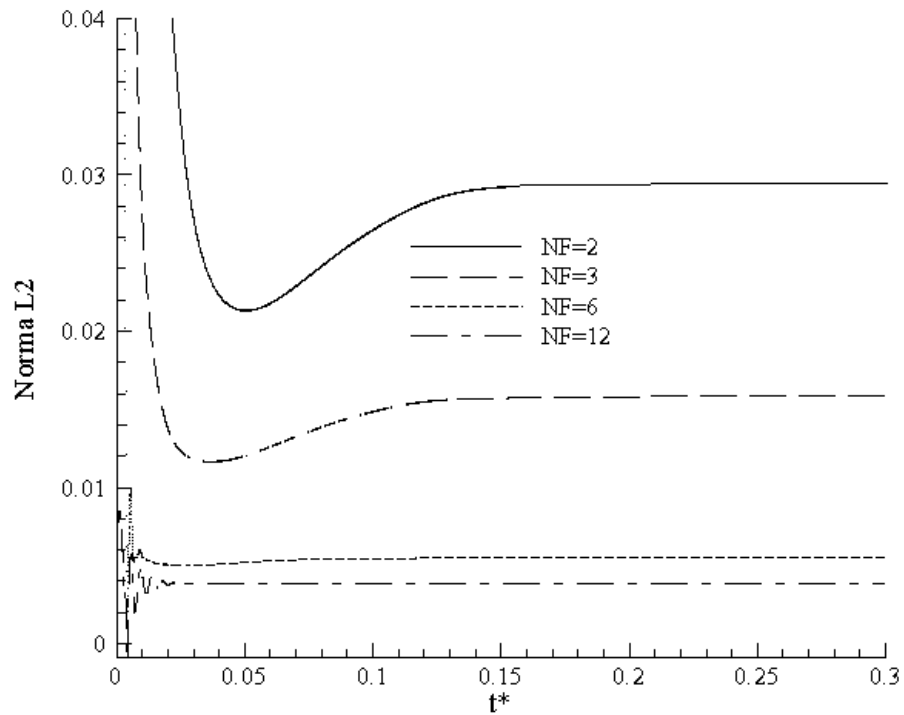
Fonte: Próprio autor.

Figura 36 - Valores de norma L_2 dos pontos de imposição de fluxo. Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS - Smagorinsky.



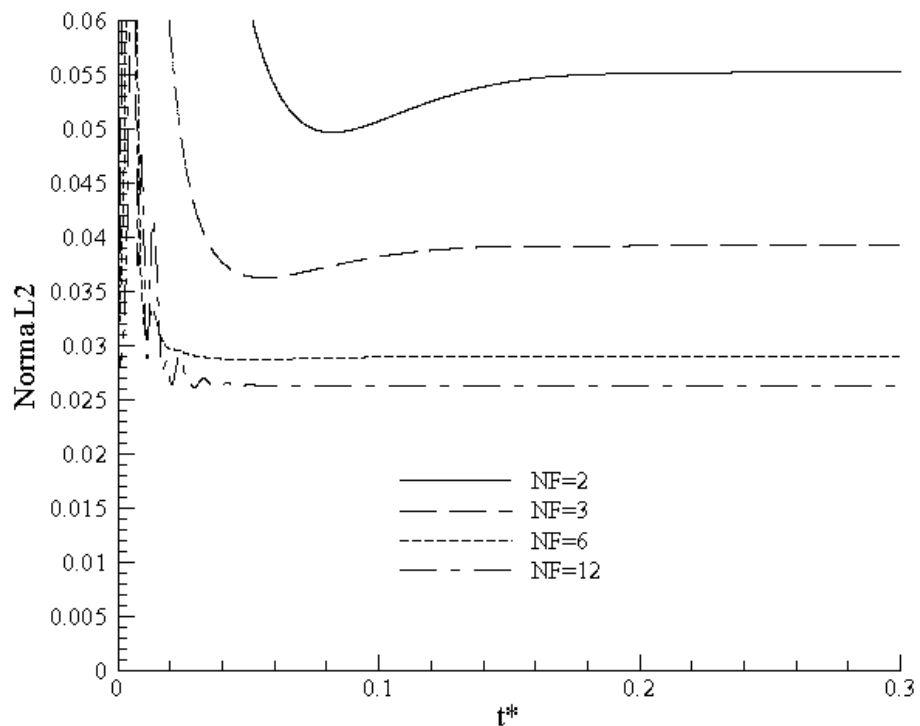
Fonte: Próprio autor.

Figura 37 - Valores de norma L_2 dos pontos de imposição de fluxo. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000).



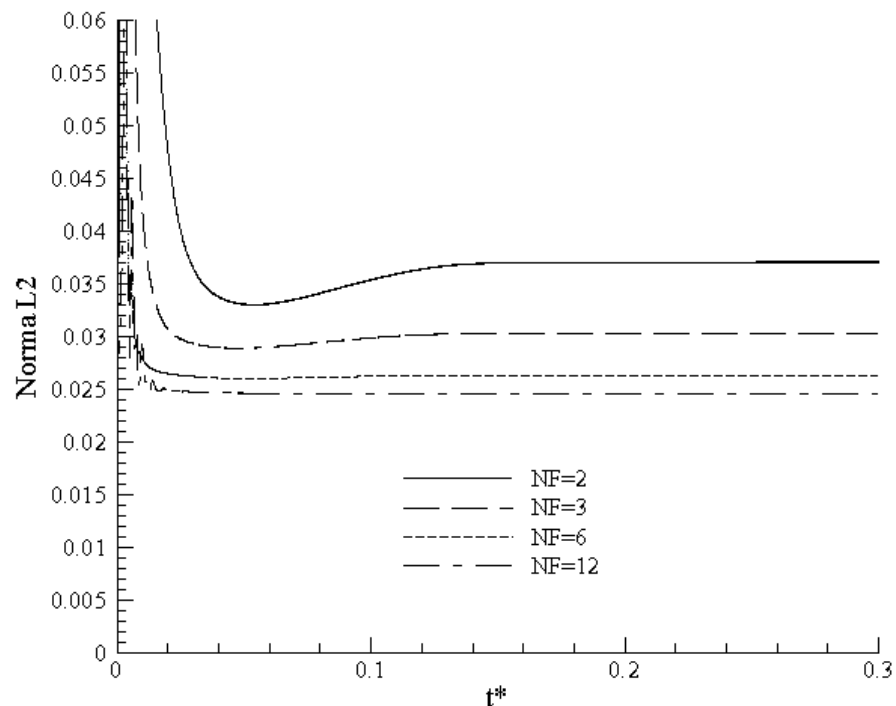
Fonte: Próprio autor.

Figura 38 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco inferior e orifício de alimentação. Valores referentes aos casos simulados com o esquema CDS – Smagorinsky.



Fonte: Próprio autor.

Figura 39 - Valores de norma L_2 dos pontos do disco inferior e orifício de alimentação. Valores referentes aos casos simulados com o esquema proposto por Lai e Peskin (2000).



Fonte: Próprio autor.

O registro de passos de tempo com variações desprezíveis nas simulações mostram que é possível obter uma boa representação da fronteira imersa sem o comprometimento do avanço temporal com o aumento do número de ciclos (NF) do método de Wang, Fan e Luo (2008). Dessa forma, pode-se concluir que não houve grandes restrições nos passos de tempo, como observado nos trabalhos de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010). Eles utilizaram o método do Modelo Físico Virtual de Lima e Silva (2003) para o cálculo da densidade de força lagrangiana, e os resultados demonstraram forte dependência do passo de tempo na representação da fronteira imersa. As diferenças entre os modelos, malha e esquema numérico existentes entre os trabalhos de Lacerda, Rodrigues e o presente trabalho tornam a comparação direta entre os passos de tempo inadequada na formação de maiores conclusões.

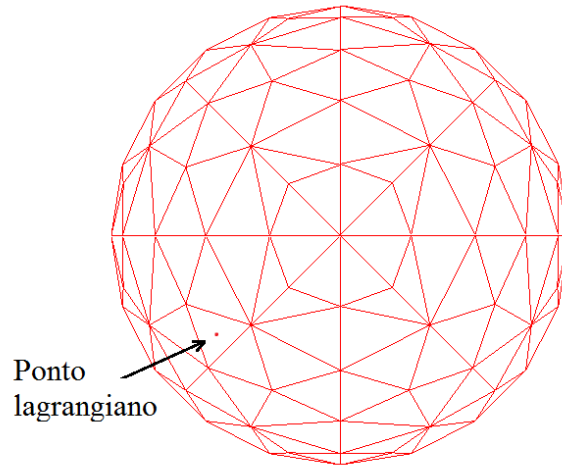
5 Análise Numérica do Escoamento na Válvula de Sucção

Nesta seção serão apresentadas as primeiras aplicações do código AMR3D no problema do escoamento em modelos de válvulas de compressores alternativos. O principal interesse dessa atividade é continuar a avaliação da aplicação do método da Fronteira Imersa na investigação do escoamento através das válvulas. As primeiras aplicações foram feitas por Lacerda (2009) e Rodrigues (2010). Ambos utilizaram o Método da Fronteira Imersa com o modelo de cálculo de força interfacial proposto por Lima e Silva (2002), o Modelo Físico Virtual. Seus resultados para o escoamento através de um difusor radial mostraram o potencial do Método da Fronteira Imersa na solução desse tipo de escoamento. As principais vantagens destacadas foram a comodidade apresentada pelo método por possibilitar a movimentação de fronteiras rígidas sem necessidade de remalhagem em todo passo de tempo, além de possibilitar maior flexibilidade na simulação com geometrias complexas. Busca-se nesse trabalho contribuir na obtenção de uma ferramenta numérica capaz de modelar o escoamento e suas interações com a válvula.

5.1 Domínio Lagrangiano

A geometria imersa no escoamento é importada ao AMR3D a partir de um arquivo STL gerado por um programa gerador de malhas. O programa utilizado pelo autor deste trabalho foi o GMSH, de livre distribuição. Com o GMSH é possível desenhar geometrias tridimensionais e parametrizá-las, tornando bastante prática a modificação da geometria desenhada. Definindo-se as superfícies do modelo, deve-se fornecer ao GMSH um comprimento característico, o qual será utilizado na construção de uma malha de elementos triangulares com arestas aproximadamente iguais ao comprimento característico fornecido. Dessa forma é possível obter uma formação de elementos triangulares nas superfícies que descrevem a geometria desenhada. Ao importar a geometria ao código AMR3D, as informações das posições dos vértices, faces e valor de área de cada elemento serão armazenadas, e posteriormente utilizadas quando necessário. Os pontos lagrangianos, onde são calculadas as forças interfaciais, são definidos no centro da face de cada elemento triangular que descreve a geometria, como mostra a Fig. 40.

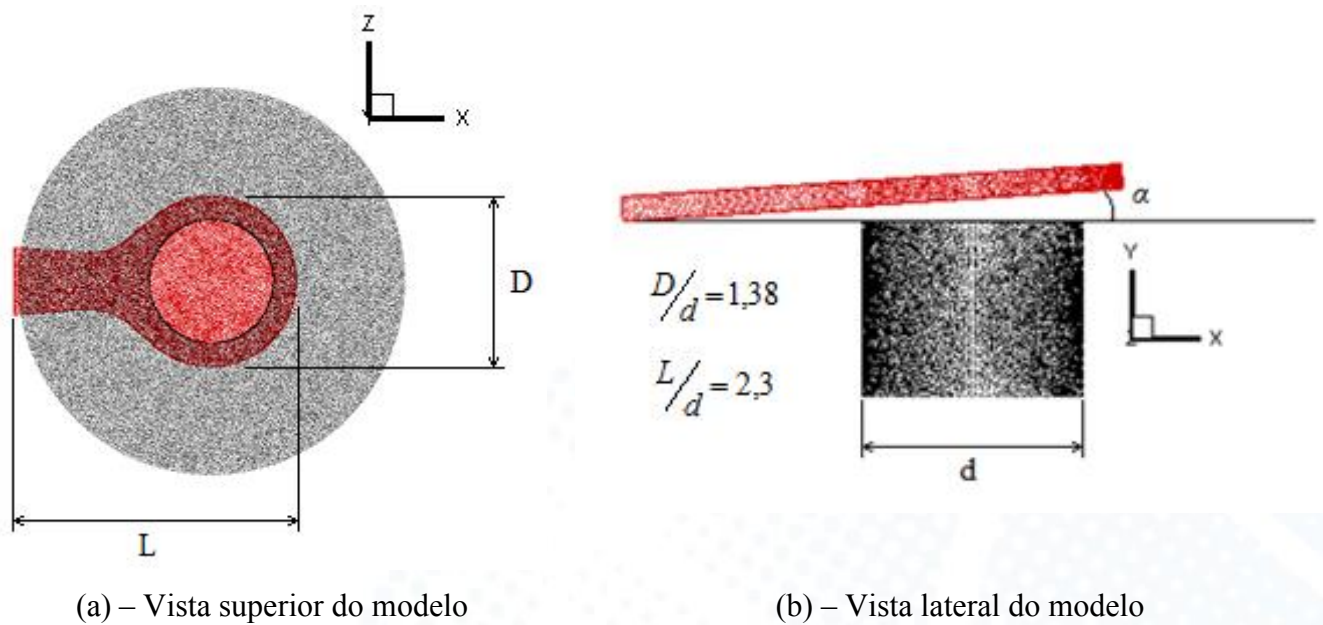
Figura 40 - Ilustração da posição dos pontos lagrangianos, definidos no centro da face de cada elemento triangular.



Fonte: Próprio autor.

A Fig. 41 mostra o modelo tridimensional construído para a válvula de sucção que será utilizado nas simulações do presente trabalho, formado por um total de 73.038 pontos lagrangianos onde as forças serão calculadas.

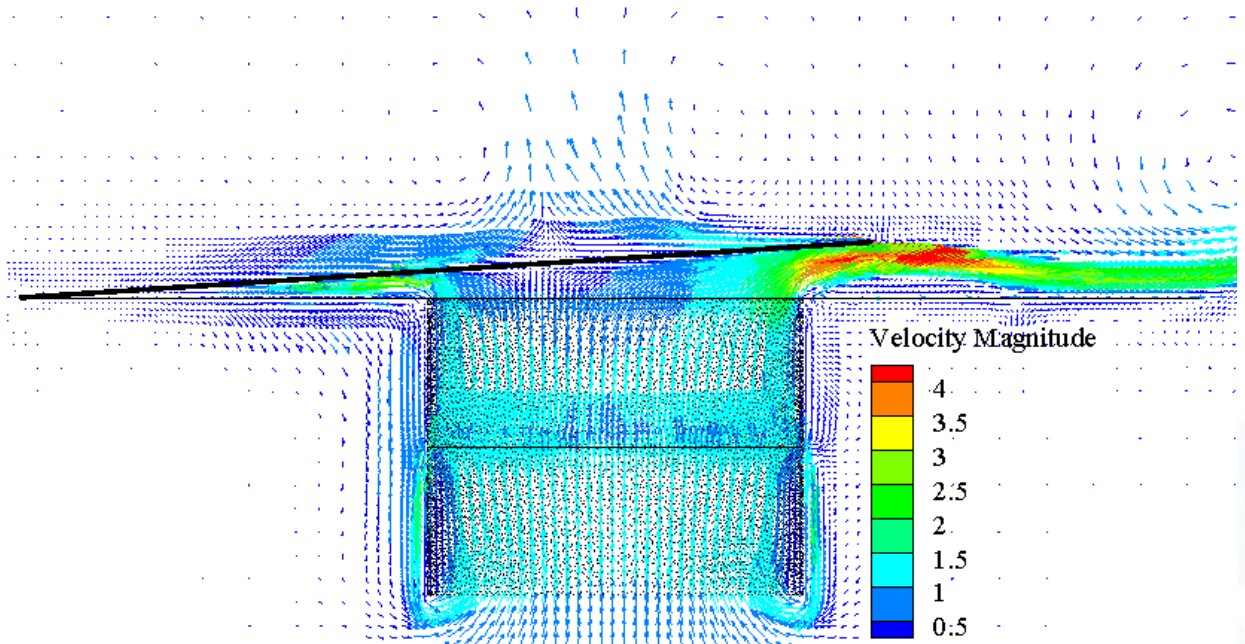
Figura 41 - Modelo tridimensional da válvula de sucção.



Fonte: Próprio autor.

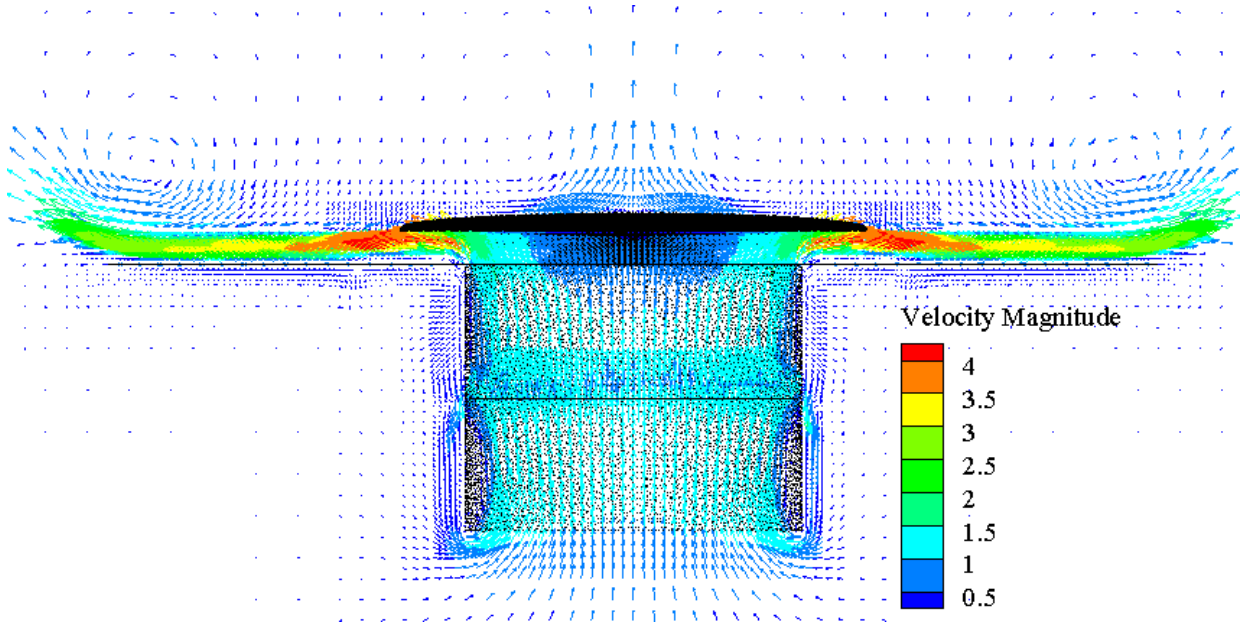
Embora a geometria real da lâmina presente na válvula de sucção seja delgada, o modelo proposto a representa com uma espessura aumentada. Uma característica do método é que todo o domínio físico simulado é fluido, e a formação de escoamentos complementares ocorre como reação ao processo de forçagem. Como o presente método calcula a força nos pontos lagrangianos e a distribui suavemente para todos os volumes eulerianos adjacentes em todas as direções, a força calculada para defletir e desacelerar o escoamento a montante da palheta é distribuída para os pontos eulerianos a sua jusante. Com isso, o fluido a jusante, que inicialmente está parado, passa a escoar em sentidos opostos ao escoamento a montante da palheta, também tangenciando a mesma. Esse é um efeito que compromete a física do escoamento através da válvula, considerando que a região a jusante da mesma é de interesse. O uso de uma espessura elevada permite que a reação do processo de forçagem a montante e a jusante da palheta fique confinada no espaço criado pela espessura, amenizando a propagação de forças inconsistentes. Esse efeito é ilustrado nas Figs. 42-44. Nas figuras, o escoamento passa através do modelo sem a consideração de uma espessura, formando um escoamento inconsistente a jusante da palheta.

Figura 42 - Vista lateral do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.



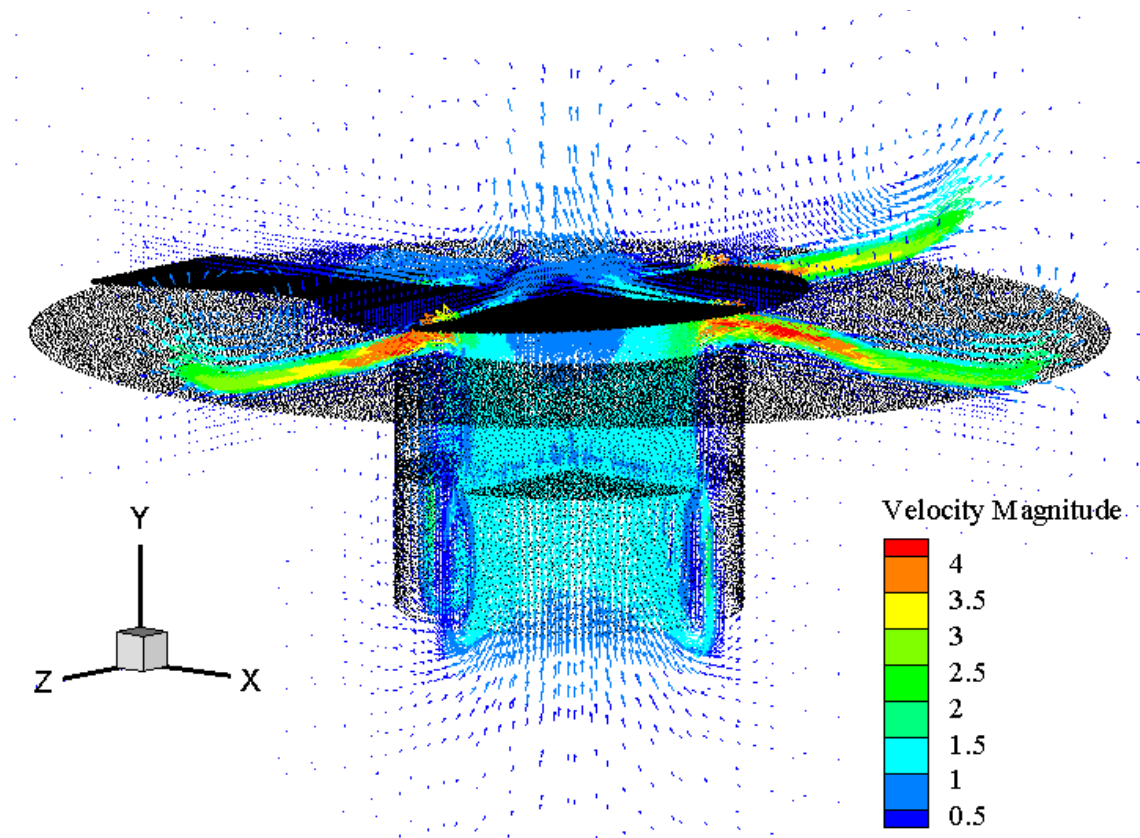
Fonte: Próprio autor.

Figura 43 - Vista frontal do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.



Fonte: Próprio autor.

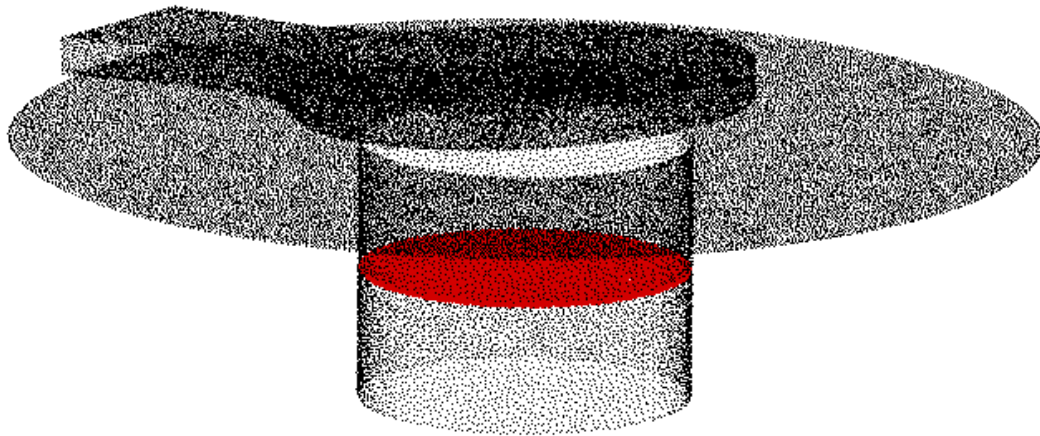
Figura 44 - Vista em perspectiva do escoamento na palheta representada por um plano de pontos.



Fonte: Próprio autor.

A imposição do fluxo mássico através do orifício de alimentação é realizada por um conjunto de pontos situados no interior do orifício de alimentação, como mostra a Fig. 45.

Figura 45 - Vista em perspectiva do modelo com destaque para os pontos responsáveis pela alimentação do fluxo.



Fonte: Próprio autor.

Para esses pontos, o valor da velocidade desejada u_e é utilizado na Eq. 24 para o cálculo da força interfacial lagrangiana, portanto:

$$\vec{V}_L = \vec{U}_e \quad (76)$$

Após o cálculo e o espalhamento das forças, as velocidades dos pontos eulerianos adjacentes são atualizadas, e o fluxo desejado é imposto com um perfil plano de velocidades.

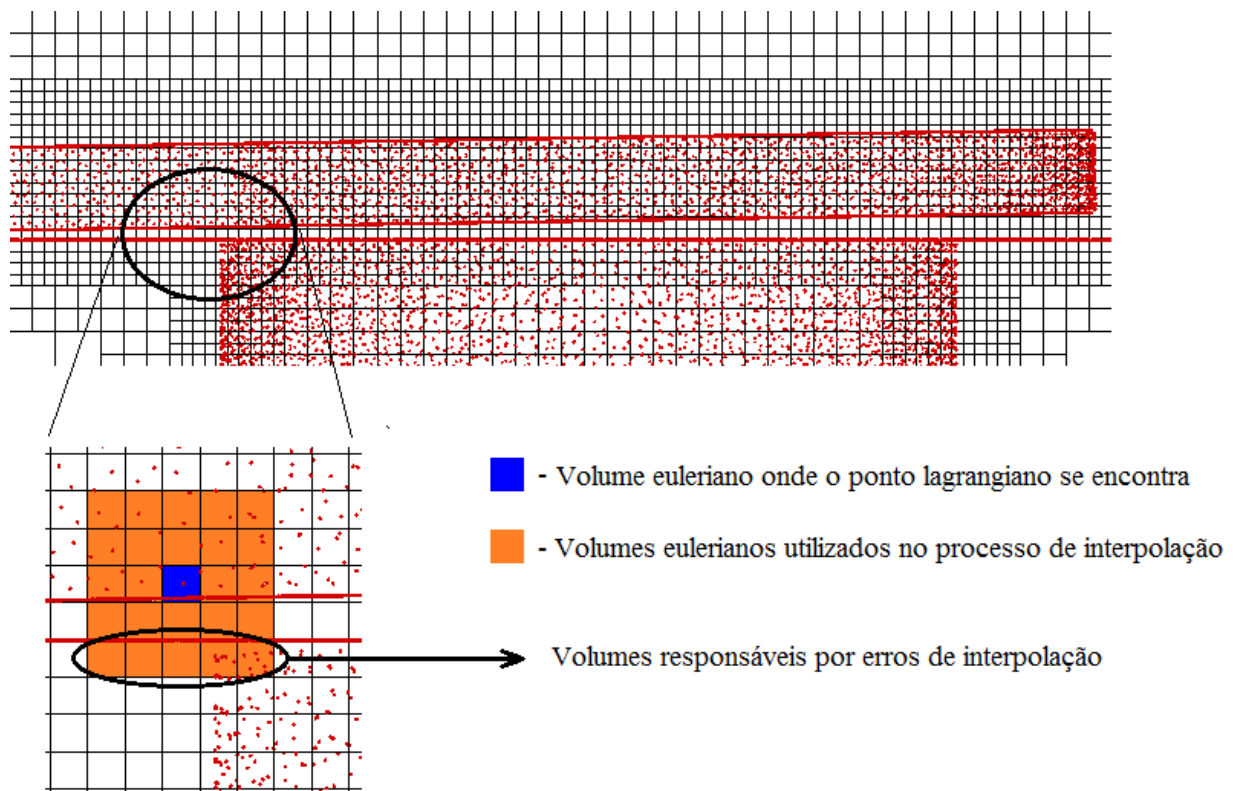
Para as simulações do escoamento através do modelo proposto, foram utilizados 3 ciclos de multi-forçagem para cada ponto lagrangiano. Esse número foi escolhido devido à onerosidade dos cálculos, que aumenta substancialmente com o aumento do número de ciclos. No entanto, como visto na seção de validação numérica, mesmo para um pequeno número de ciclos obtém-se resultados qualitativamente satisfatórios.

Com o intuito de explorar melhor as características atrativas do Método da Fronteira Imersa, movimento angular é imposto à palheta variando-se em função do tempo o ângulo de inclinação da palheta em relação ao assento (α). Com isso será possível analisar a metodologia em condições pertinentes ao problema, onde a geometria é complexa e há o

movimento do corpo imerso no escoamento. Apesar de o problema real apresentar grande complexidade tanto do ponto de vista do escoamento quanto estrutural, o estudo do escoamento incompressível através de um modelo simplificado onde o movimento da fronteira rígida é imposto certamente ajudará na investigação da viabilidade do método para uma futura adição de um modelo estrutural a palheta, e a construção de uma ferramenta capaz de prever as interações entre o escoamento e a estrutura da válvula.

Para impor uma variação de α com o tempo é necessário definir um ângulo de abertura mínimo para a palheta. Isso é feito para amenizar outros efeitos indesejados identificados na aplicação do método. Para um tamanho de malha, existe uma inclinação α tal que os pontos lagrangianos da palheta buscam valores de velocidades em pontos fora da região de interesse do escoamento, acarretando em erros de interpolação e reconhecimento da fronteira. A função distribuição escolhida (Eq. 11) utiliza valores de velocidades localizados até uma distância de duas vezes o tamanho característico da malha no nível mais fino. A Fig. 46 mostra um exemplo para $\varphi=0,9375^\circ$.

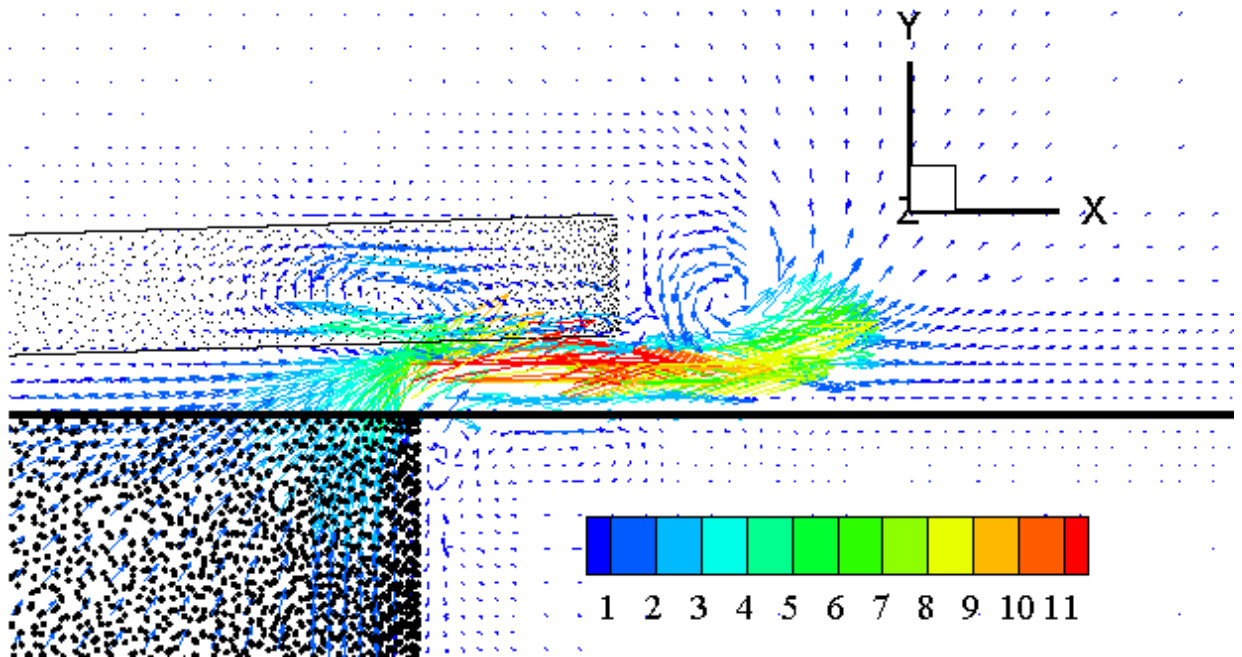
Figura 46 - Esquematização do modelo para $\varphi=0,9375^\circ$ exemplificando os erros de interpolação



Fonte: Próprio autor.

Foram realizados testes para valores $\varphi=1,875^\circ$ e $\varphi=3,75^\circ$. Resultados para $\varphi=1,875^\circ$ apresentaram maiores restrições no passo de tempo e instabilidade numérica. Isso é causado pela baixa inclinação da palheta, e a consequente estricção de passagem do fluido. A Fig. 47 exemplifica o que acontece nesse caso. O alto gradiente de velocidade na região em destaque acaba sendo representado por poucos volumes eulerianos, nesse caso, somente 4. Junto a isso, o processo de forçagem realizado pelo método gera um escoamento complementar no interior da espessura da palheta. Como explicado anteriormente, as velocidades do escoamento complementar podem atingir a mesma ordem de grandeza do escoamento fora do corpo imerso, fortes restrições no passo de tempo. Portanto, os resultados foram gerados para um valor de $\varphi=3,75^\circ$, onde houve maior estabilidade numérica e menores restrições no passo de tempo.

Figura 47 - Ilustração do escoamento complementar no interior da palheta.



Fonte: Próprio autor.

O movimento angular é imposto a partir de uma função senoidal que descreve o movimento da palheta. Nessa função estão presentes parâmetros como ângulo mínimo de abertura (φ), amplitude do movimento (A) e frequência angular (ω). A função pode ser vista na Eq. 77.

$$\alpha(t) = \varphi + \frac{A}{2} + \frac{A}{2} \sin\left(\omega t + \frac{3\pi}{2}\right) \quad (77)$$

No método de multi-forçagem direta de Wang. *et. al.* (2007), o cálculo da força interfacial lagrangiana envolve a velocidade desejada para a fronteira, como visto na Eq. 24. Como o movimento é angular, o módulo da velocidade instantânea de cada ponto lagrangiano presente na palheta deve ser calculada a partir da Eq. 78:

$$V_L(t) = \dot{\alpha}(t) \cdot r \quad (78)$$

As direções dos vetores de velocidades são conhecidas por se tratar de movimento angular em torno de um eixo conhecido, e os sentidos dos vetores pode ser determinado pela Eq. 78.

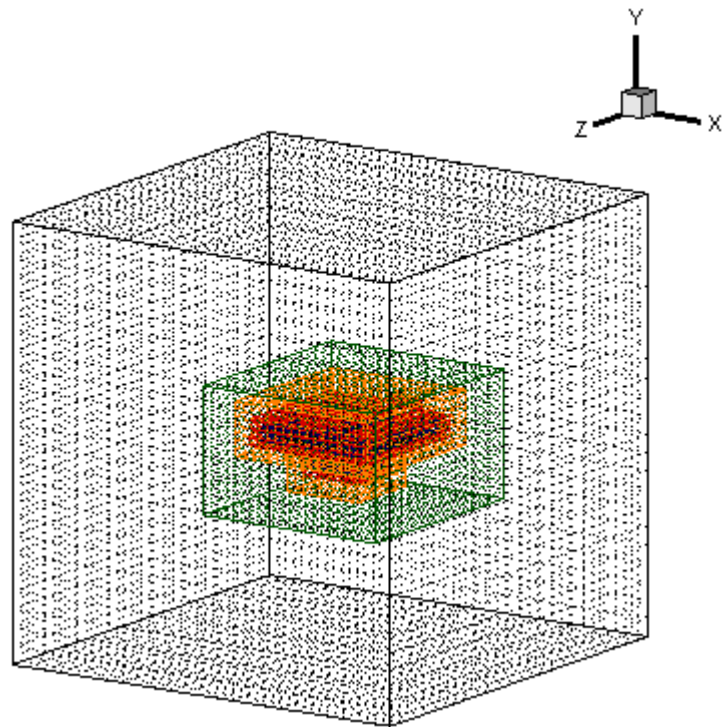
5.2 Domínio Euleriano

Para a simulação do escoamento através do modelo construído neste trabalho, é utilizada uma malha computacional composta por 6 níveis físicos, e 3 níveis virtuais de refinamento. A malha base é composta por 24 volumes nas direções X, Y e Z, e o nível mais fino tem espaçamento uniforme de $0,03125d$. A Fig. 48 apresenta o domínio computacional e a formação dos blocos de refinamento localizado cobrindo a malha lagrangiana com o ultimo nível de refinamento. A malha base é formada por um cubo de aresta igual a $12d$. A utilização de malhas de refinamento adaptativo permite a extensão do domínio sem que isso acarrete em demasiado armazenamento computacional.

Para uma melhor visualização, as Figs. 49 e 50 mostram a malha euleriana nas proximidades da malha lagrangiana, em dois planos (X e Z), ambos passando pelo centro do orifício de alimentação.

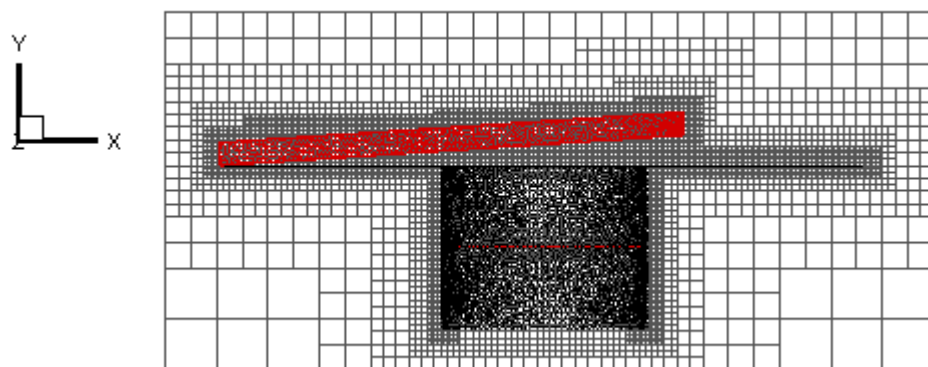
O método utilizado pelo código AMR3D requer que a malha lagrangiana esteja coberta por um mesmo nível de refinamento da malha euleriana. Além disso, deve haver uma relação aproximadamente unitária entre os espaçamentos dos elementos da malha lagrangiana e dos elementos do nível que cobre a fronteira. Essas são as únicas dependências entre os domínios de cálculo. Essa dependência ocasiona a extensão do refinamento necessário a uma particularidade da geometria, ou do escoamento, por toda a região da fronteira imersa.

Figura 48 - Vista em perspectiva do domínio euleriano.



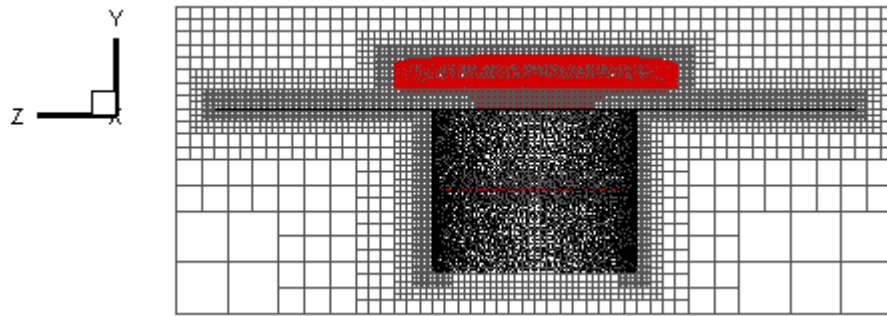
Fonte: Próprio autor.

Figura 49 - Vista em corte da malha euleriana envolvendo a fronteira imersa no plano Z.



Fonte: Próprio autor.

Figura 50 - Vista em corte da malha euleriana envolvendo a fronteira imersa no plano X.



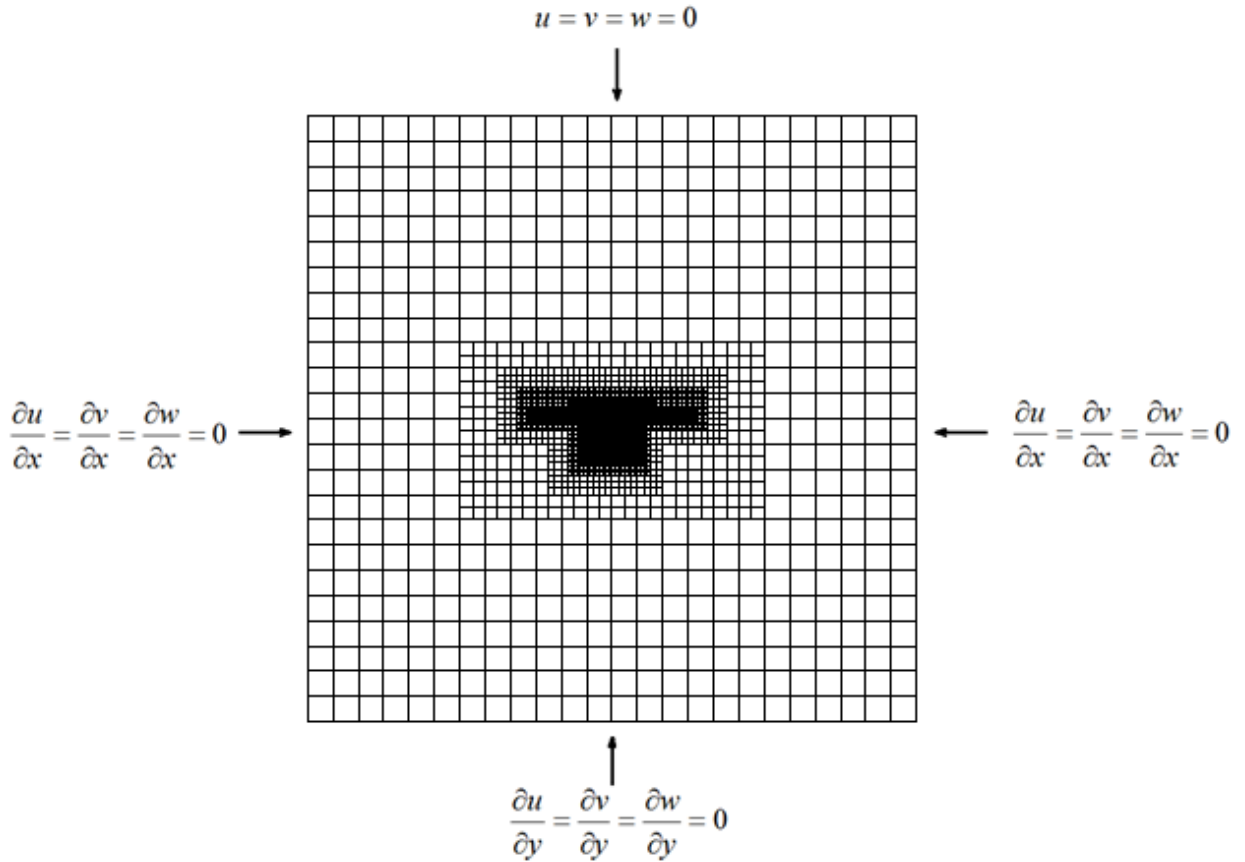
Fonte: Próprio autor.

A Fig. 51 apresenta as condições de contorno utilizadas nos limites do domínio euleriano. Com exceção do limite superior do domínio, utiliza-se a condição de Neumann homogêneo para as velocidades na direção normal as respectivas faces. Essa condição com o domínio estendido serve para minimizar a influência do contorno no escoamento de interesse. A condição imposta para a face superior é de Dirichlet homogêneo para todas as componentes de velocidade. Essa condição foi escolhida devido à presença de uma parede a jusante da válvula real, e pela melhor convergência observada em resultados preliminares, quando comparada com a convergência obtida na utilização da condição de Neumann homogêneo para todas as faces.

Utiliza-se o esquema CDS – Smagorinsky na geração dos resultados sujeitos à análise do escoamento e do comportamento do modelo. A escolha do esquema se justifica pela possibilidade de se aumentar o número de Reynolds sem problemas de instabilidades numéricas. Isso também é interessante por permitir uma análise do comportamento do modelo com o aumento do número de Reynolds. Como se sabe, o problema real do escoamento de fluido refrigerante através das válvulas caracteriza-se em um escoamento pulsante, e pode atingir números de Reynolds bastante elevados. No entanto, uma seção é dedicada à demonstração das diferenças entre perfis de pressão na palheta de resultados obtidos com o esquema CDS - Smagorinsky e o proposto por Lai e Peskin (2000).

A solução do escoamento no domínio euleriano foi obtida com um valor de $C_{CFL}=0,3$. Os passos de tempo adimensionais se estabilizaram na ordem de 10^{-4} em todos os casos, sendo os passos de tempo dos casos onde se utilizou o esquema de Lai e Peskin (2000) a metade dos passos estabilizados com o esquema CDS – Smagorinsky. Para o avanço temporal de todos os casos foi utilizado o esquema SBDF.

Figura 51 - Condições de contorno utilizadas nas simulações.



Fonte: Próprio autor.

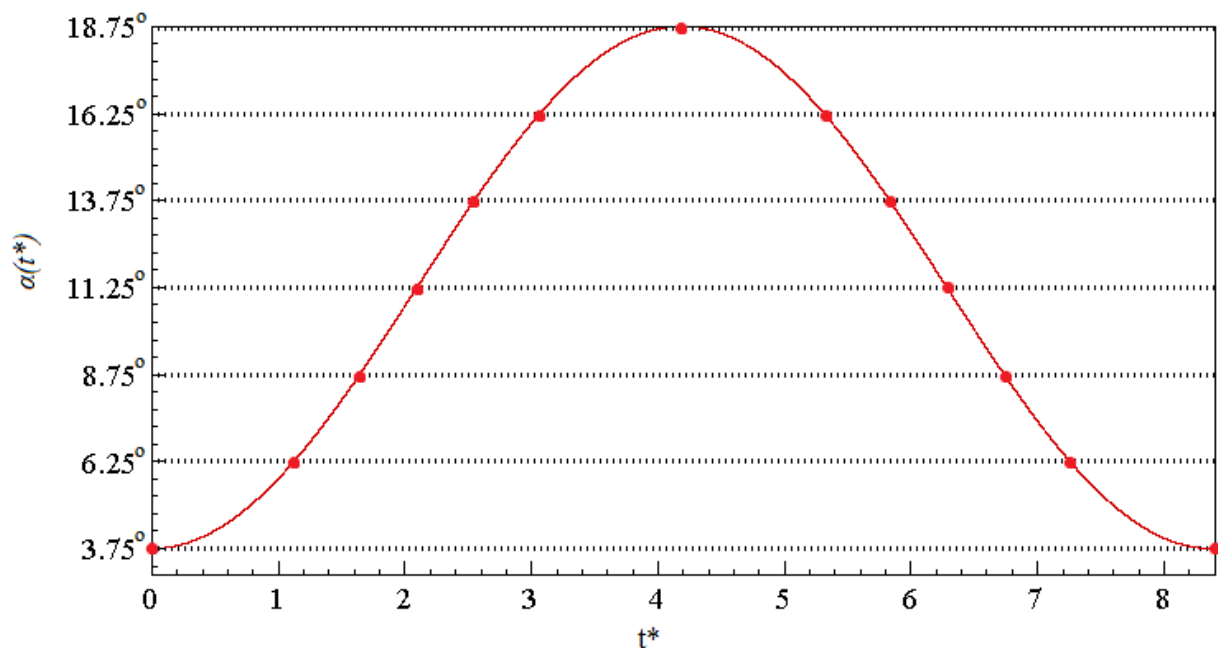
5.3 Análise qualitativa do escoamento através do modelo

Os resultados são apresentados em função do ângulo de inclinação α indicados pelos pontos na Fig. 52. Nesta seção serão apresentados alguns dos campos de velocidades obtidos. Todos os campos podem ser verificados no Apêndice A.

Em geral, é possível verificar que para um valor constante de ω^* os campos de velocidades normalizados, para os diferentes números de Reynolds, possuem praticamente a mesma faixa de variação. Isso porque para um valor constante de frequência angular adimensional, a relação entre a velocidade angular ($\dot{\alpha}$) e a velocidade no orifício de alimentação varia da mesma forma com o tempo. Para todos os casos, nota-se a formação de estruturas turbilhonares durante o movimento de abertura. Essas estruturas possuem a forma de toróides que acompanham os limites geométricos da palheta. A Fig. 53 ilustra a formação e

desenvolvimento das estruturas durante o movimento de abertura da válvula, para o caso de Reynolds 1000. Nas figuras, os campos de velocidades foram retirados dos planos Z e X, ambos passando pelo centro do orifício de alimentação.

Figura 52 - Variação do ângulo α em função do tempo.

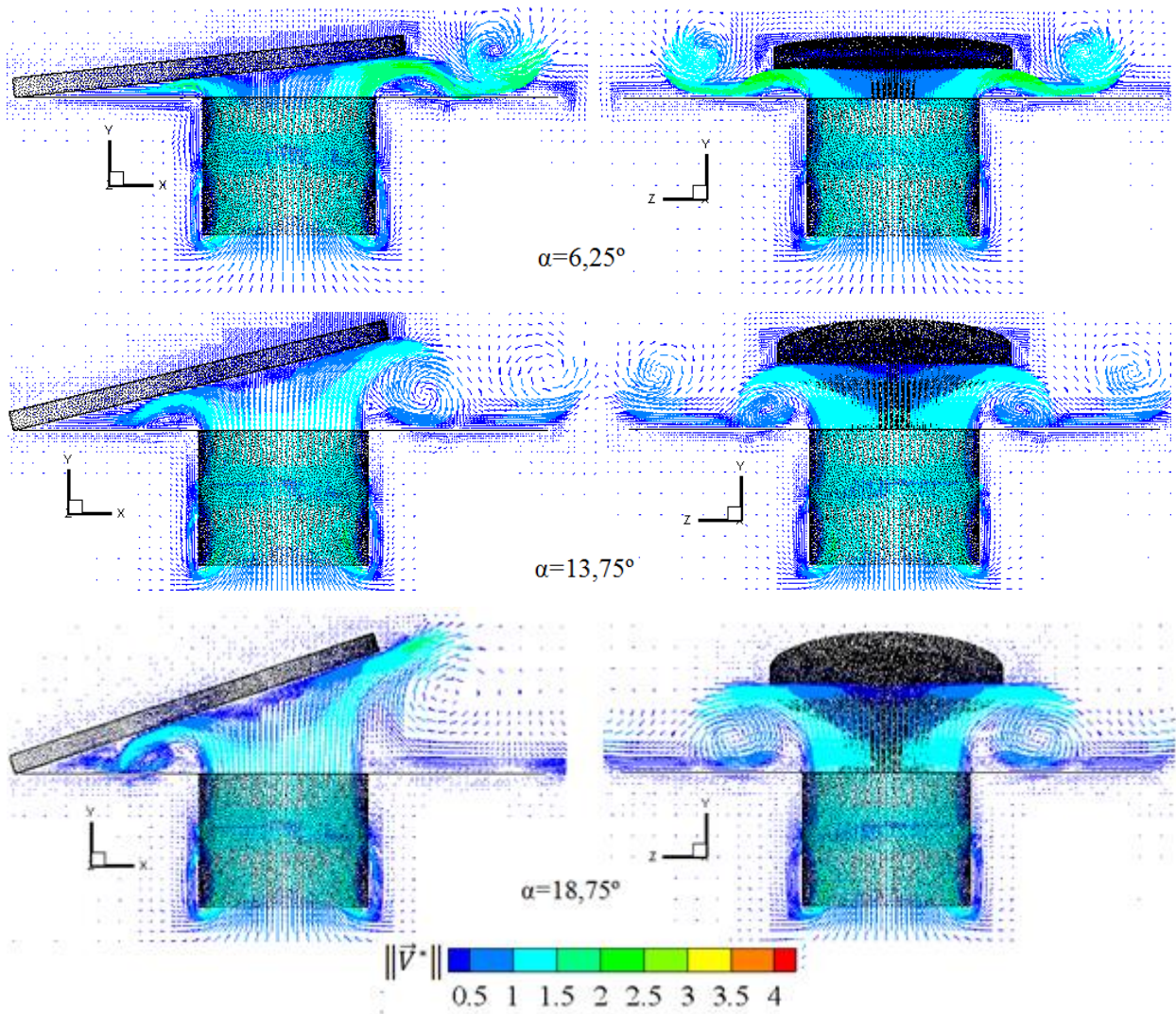


Fonte: Próprio autor.

Um primeiro vórtice é formado pela perturbação do escoamento inicial, e se desloca para posições mais afastadas da palheta durante o movimento de abertura da mesma. Um segundo vórtice é formado durante o movimento, permanece adjacente aos limites geométricos da palheta, e cresce acompanhando o movimento de abertura.

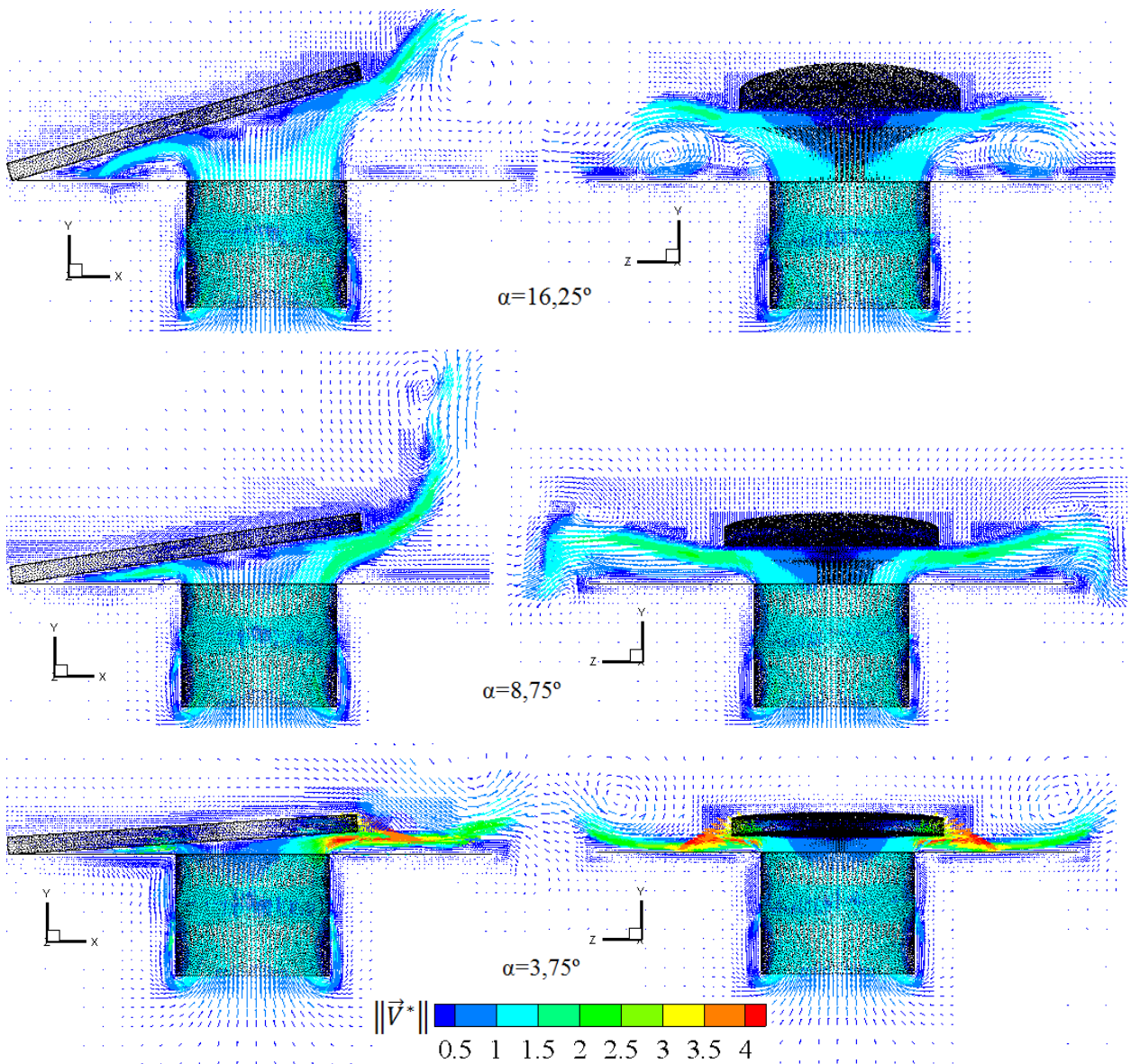
Após atingir a máxima inclinação, a palheta começa a se fechar. Através da Fig. 54, pode-se notar nos campos de velocidade a deformação causada pela força da palheta no escoamento à medida que ela se fecha, aumentando as velocidades ao defletir o escoamento em sentido oposto. No ângulo mínimo de abertura, as velocidades atingem seus valores máximos devido à estricção da passagem do fluido.

Figura 53 - Vetores de velocidade para o caso de Reynolds 1000 durante a abertura da palheta.



Fonte: Próprio autor.

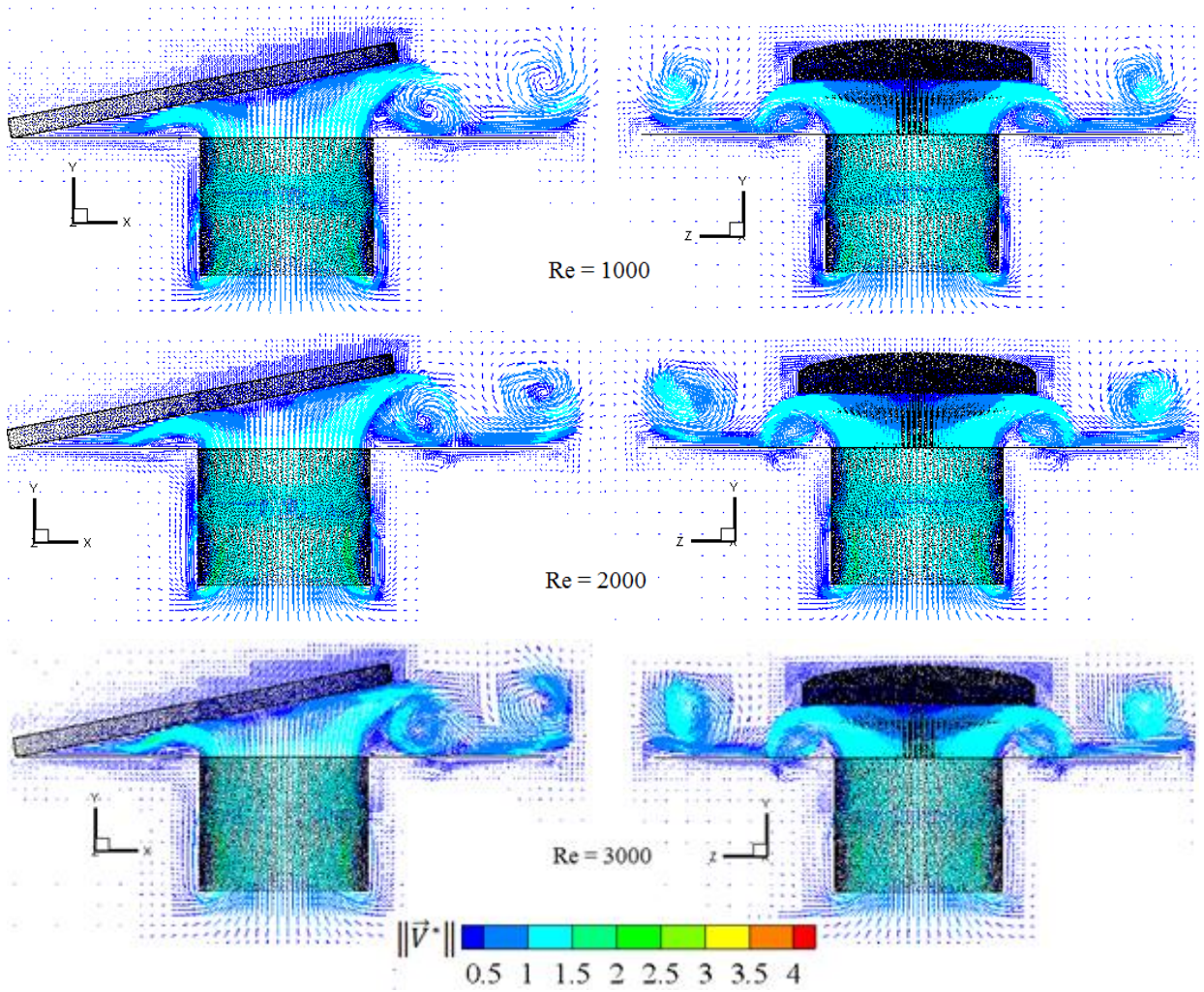
Figura 54 - Vetores de velocidade para o caso de Reynolds 1000 durante o fechamento da palheta.



Fonte: Próprio autor.

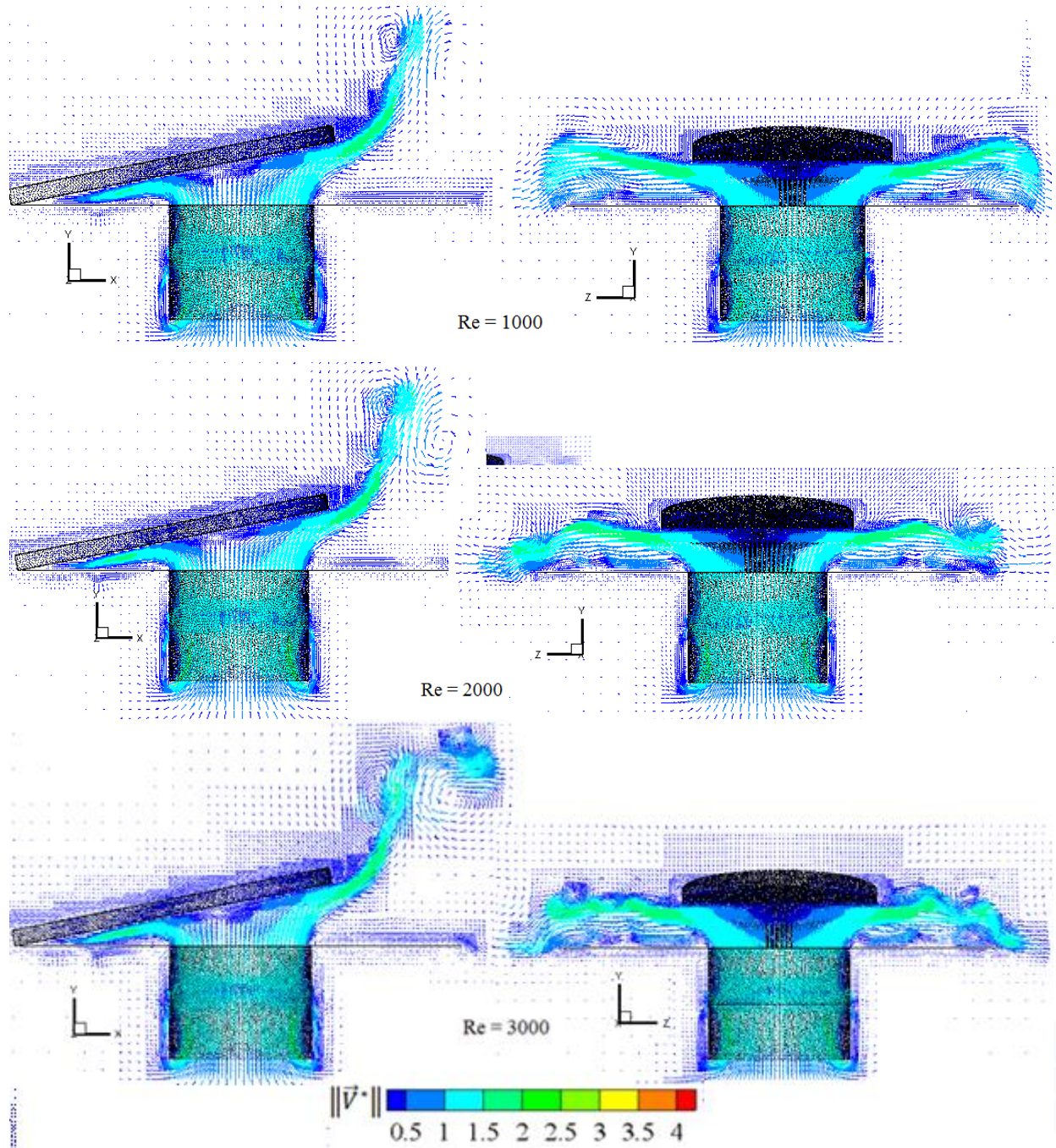
A influência do aumento no número de Reynolds pode ser observada pela maior intensidade das velocidades presentes nos vórtices formados durante o movimento de abertura da palheta. Isso ocorre devido a diminuição das dissipações viscosas com o aumento do número de Reynolds. Durante o fechamento, o escoamento apresenta sinais de transição à turbulência, principalmente para os maiores número de Reynolds. A Fig. 55 compara o campo de velocidades durante o movimento de abertura em um ângulo de inclinação α , para diferentes números de Reynolds. A Fig. 56 faz a mesma comparação em um instante durante o movimento de fechamento da palheta.

Figura 55 - Vetores de velocidade para $\alpha=11,25^\circ$ durante a abertura da válvula.



Fonte: Próprio autor.

Figura 56 - Vetores de velocidade para $\alpha=11,25^\circ$ durante o fechamento da válvula.



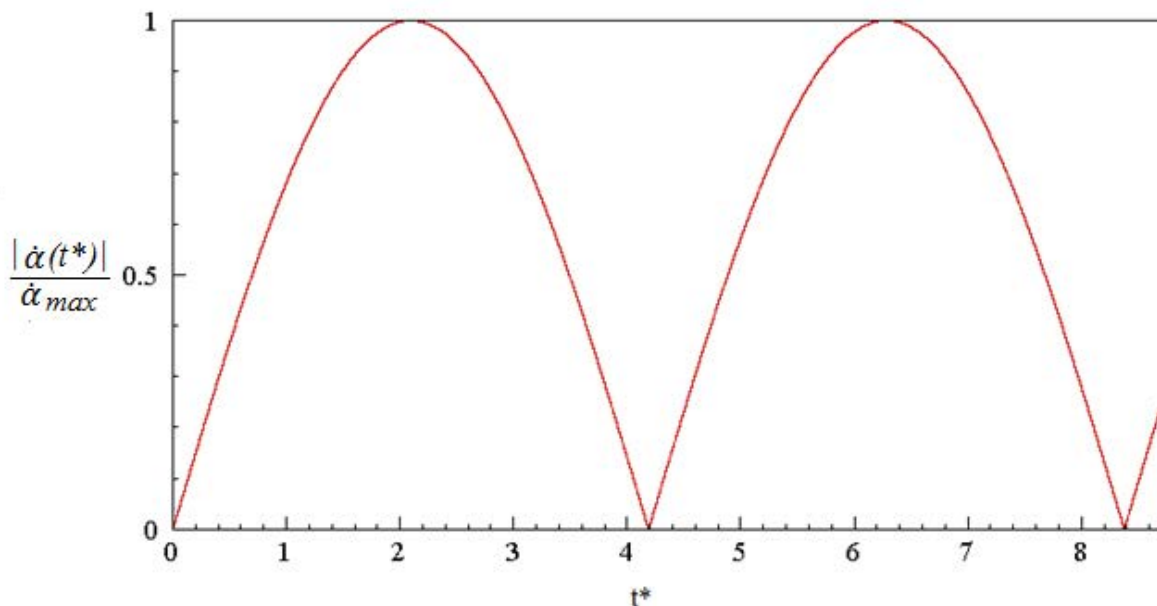
Fonte: Próprio autor.

5.4 Representação da fronteira rígida

Para verificar a representação da fronteira rígida imersa no escoamento pelo método, apresentam-se as variações da norma L_2 com o tempo adimensional para os pontos lagrangianos que constituem o assento, a palheta e os pontos de imposição de fluxo.

Observando as figuras do Apêndice B, vemos que para os pontos que representam a palheta, a norma apresenta variações diretamente proporcionais às variações do módulo da velocidade angular imposta pela função senoidal que descreve seu movimento, como apresentam as Figs. 57 e 58.

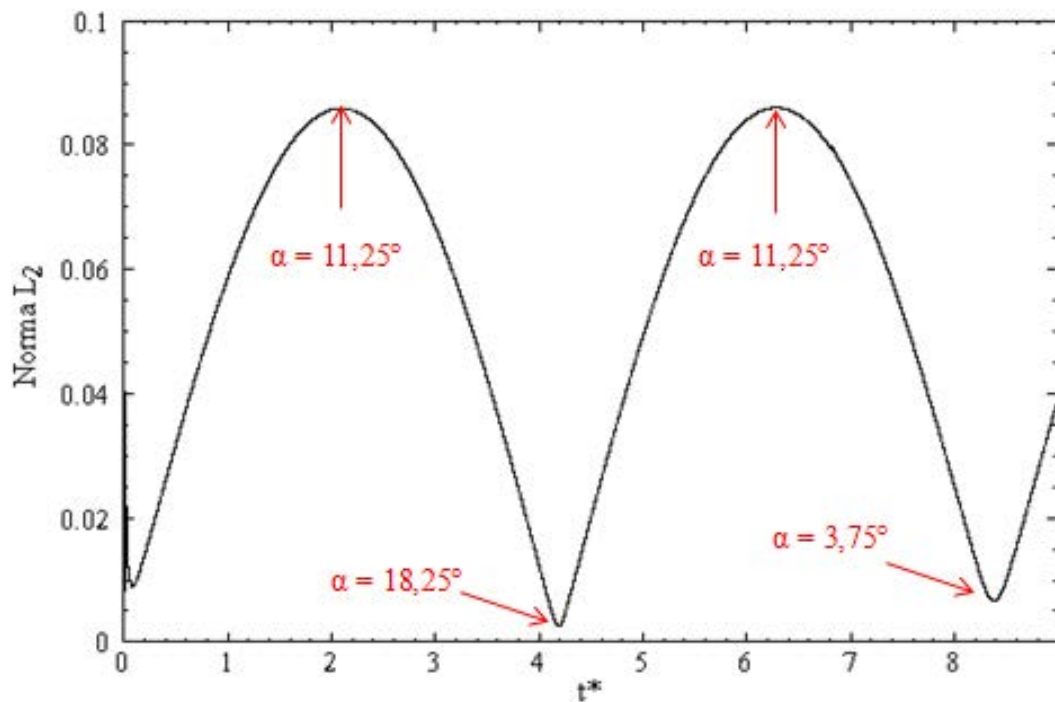
Figura 57 - Variação do módulo da velocidade angular.



Fonte: Próprio autor.

Nota-se que a norma atinge um valor mínimo para a posição de abertura máxima ($\alpha=18,25^\circ$), onde a palheta se encontra estática. Um segundo ponto de mínimo é observado no instante em que $\alpha=3,75^\circ$; onde a palheta também se encontra estática. Comparando as Figs. 57 e 58 fica evidente que as variações da norma foram mais influenciadas pelo módulo da velocidade angular da palheta. Para demonstrar as variações das normas com o número de Reynolds, os valores dos pontos máximos e mínimos indicados na Fig. 58 são analisados para o aumento do número de Reynolds de 1000 para 3000. Para o ângulo máximo de inclinação ($\alpha=18,75^\circ$), foi registrado um aumento de 5%.

Figura 58 - Norma L_2 para os pontos da palheta para Reynolds 1000.

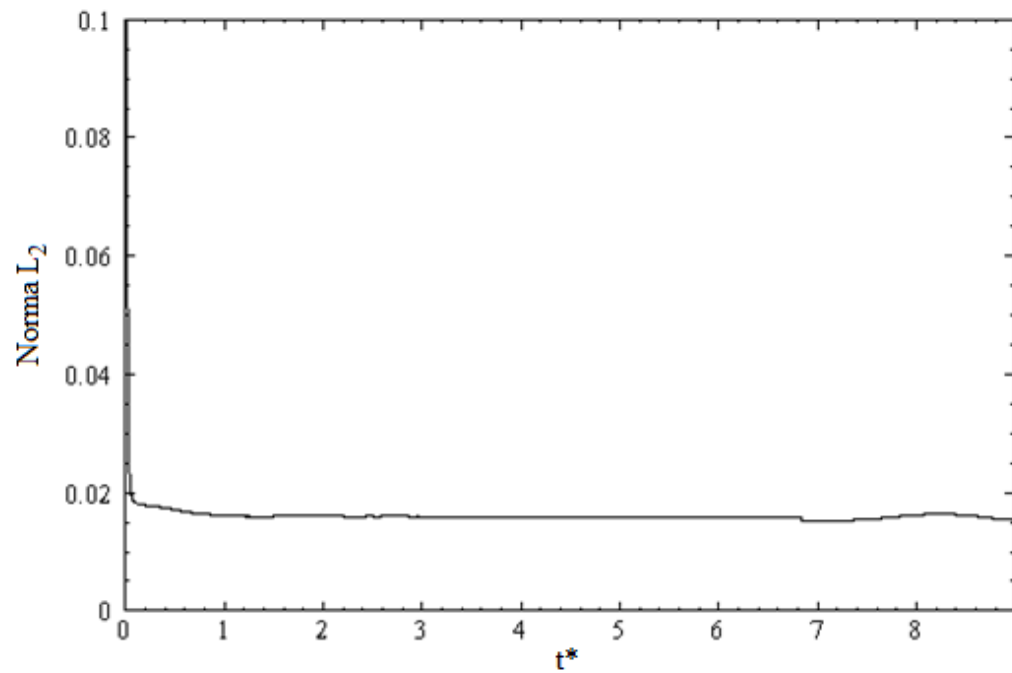


Fonte: Próprio autor.

Maior influência da variação do número de Reynolds ocorre para o ponto onde a inclinação é mínima ($\alpha=3,75^\circ$), onde houve um aumento de 13% no valor da norma. Pode se entender que a influência é maior devido aos maiores gradientes de velocidade presentes quando o ângulo de inclinação é mínimo. Esse efeito também pode ser ilustrado quando as variações das normas são verificadas para os valores de $\alpha=11,25^\circ$; onde a velocidade de deslocamento da palheta é máxima. Os valores são comparados para o movimento de abertura e fechamento, não mostrando variações significativas para o caso de número de Reynolds 1000, mas apresentando um aumento de 13% para Reynolds 3000.

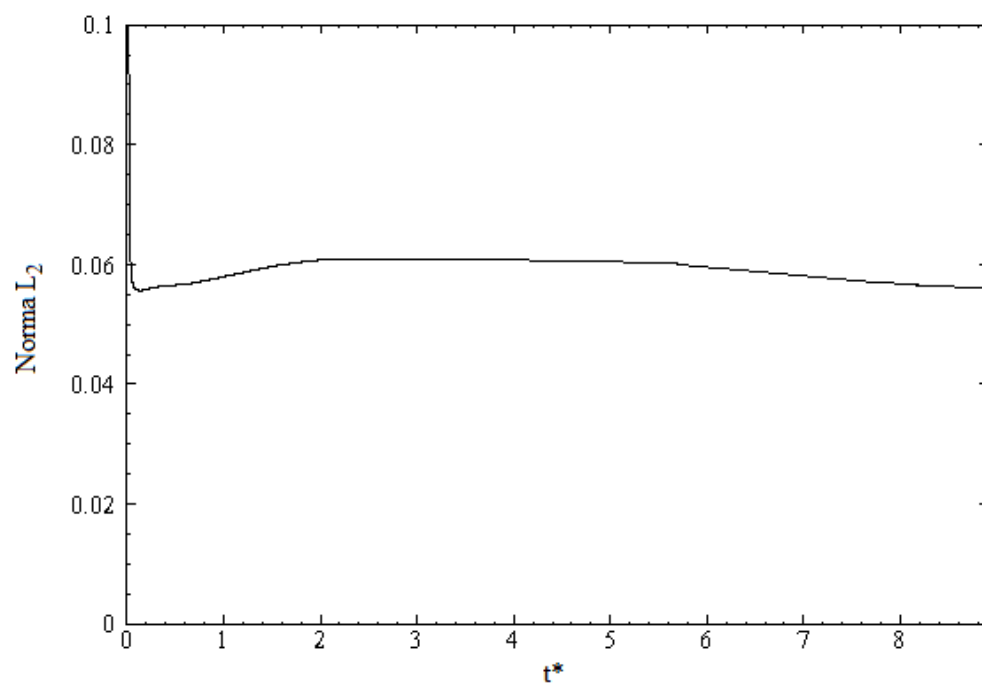
A variação da norma L_2 para os pontos do assento não apresentaram variações significativas com a mudança do número de Reynolds. Em todos os casos a norma rapidamente estabilizou-se em valores pouco abaixo de 0,02. Esses pontos lagrangianos interagem com os pontos responsáveis por impor o fluxo de massa através do orifício de alimentação, que apresentam uma norma de aproximadamente 0,06. As Figs. 59 e 60 apresentam os valores de norma L_2 para os pontos do assento e para os pontos do fluxo de alimentação.

Figura 59 - Norma L_2 para os pontos do assento. Reynolds 1000.



Fonte: Próprio autor.

Figura 60 - Norma L_2 para os pontos que impõem o fluxo de massa através do orifício de alimentação. Reynolds 1000.



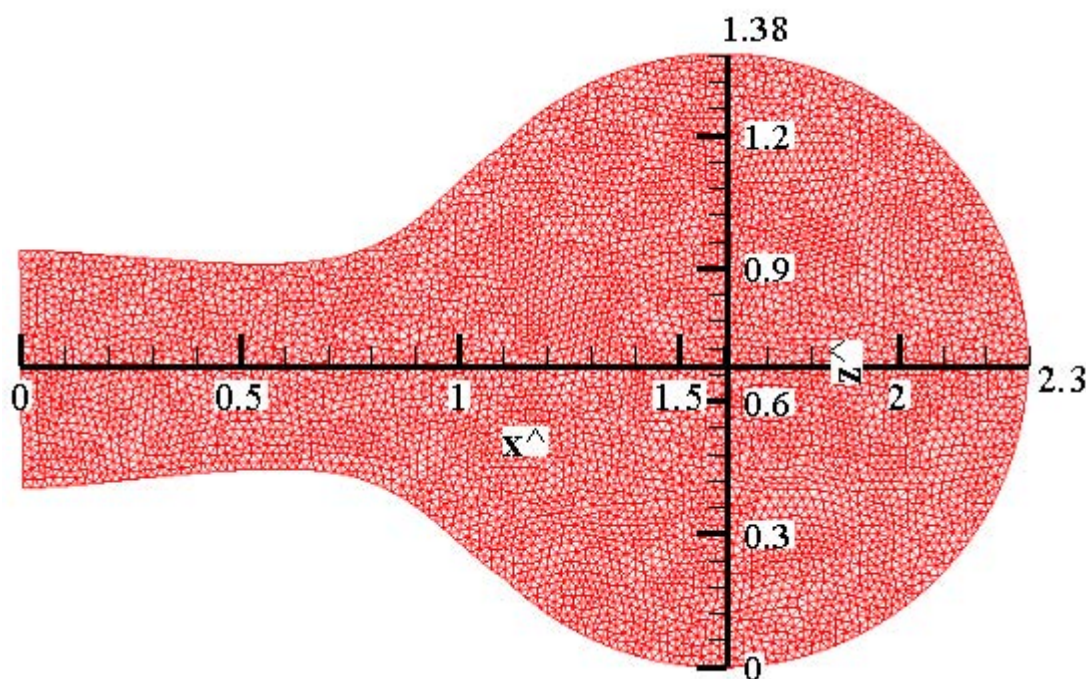
Fonte: Próprio autor.

Os valores de norma L2 apresentados quantificam, em média, a representação da condição imposta pelos pontos lagrangianos. Valores na ordem de 10^{-2} serão considerados satisfatórios no presente trabalho. No entanto, melhores valores podem ser obtidos com o aumento do número de ciclos de multi-forçagem direta.

5.5 Perfis de pressão na palheta

A distribuição de pressão na superfície da palheta fornece uma estimativa de como são as solicitações das forças do escoamento na palheta. Perfis de pressão são analisados, nesta seção, para diferentes números de Reynolds. A Fig. 61 mostra a palheta e a definição das variáveis adimensionais $x^{\wedge}$ e $z^{\wedge}$, que indicam a posição relativa ao início da geometria utilizada na representação dos perfis.

Figura 61 - Definição da variável $x^{\wedge}$ e $z^{\wedge}$ utilizadas na análise dos resultados.

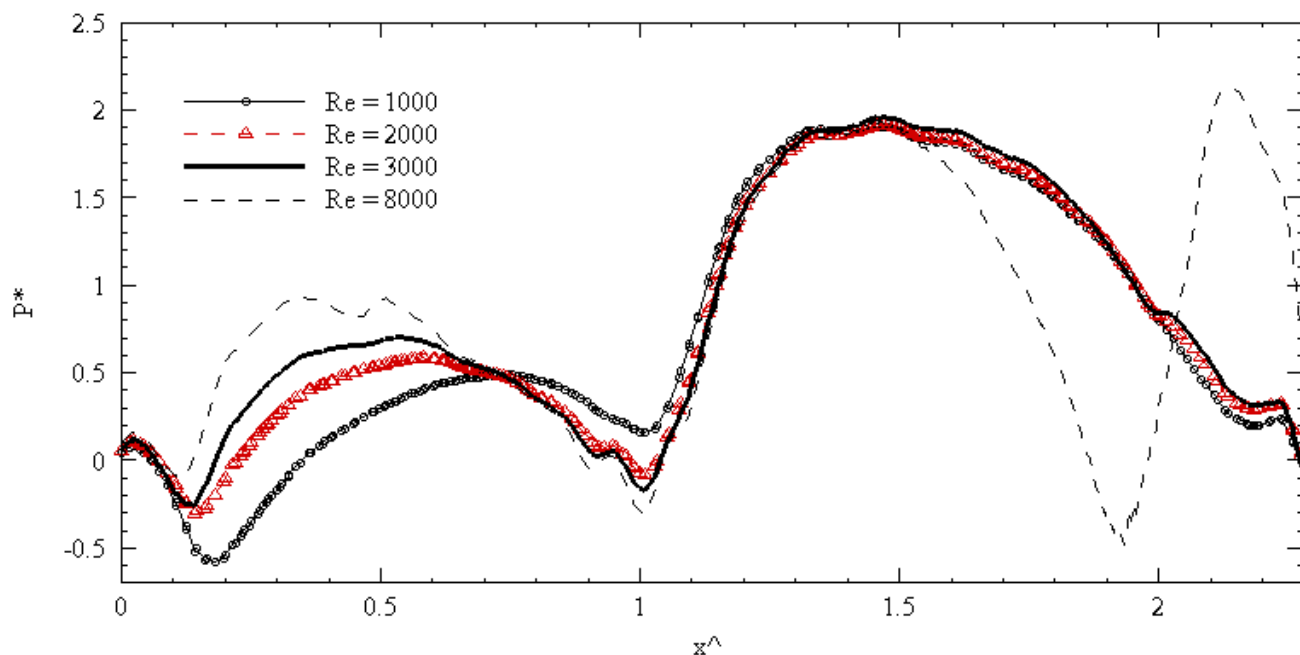


Fonte: Próprio autor.

No Apendice C são apresentadas as figuras com os perfis de pressão ao longo da palheta para o movimento de abertura e fechamento. Para o movimento de abertura, notam-se maiores

valores de pressão para $\alpha=6,25^\circ$ e também uma maior influência do aumento do número de Reynolds. A Fig. 62 apresenta uma comparação dos perfis de pressão para $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura para diferentes números de Reynolds, na direção de $x^\wedge$.

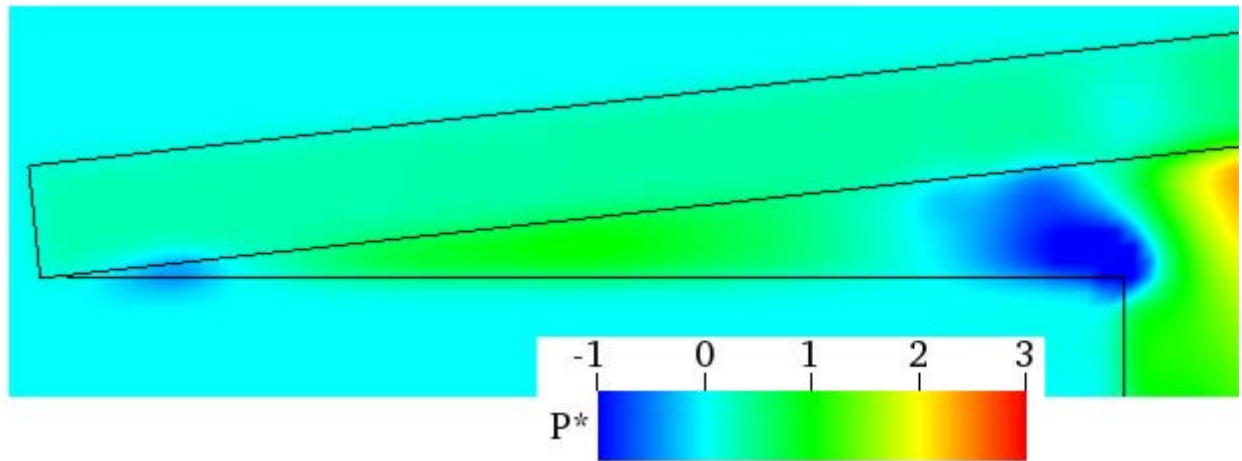
Figura 62 - Perfis de pressão adimensional ao longo da palheta para $\alpha=6,25^\circ$ - Movimento de abertura.



Fonte: Próprio autor.

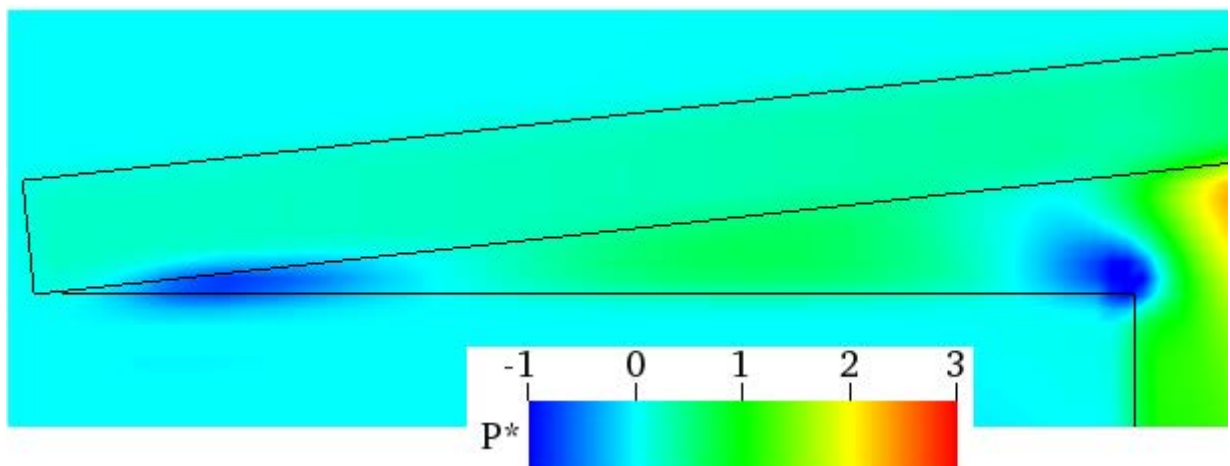
Para números de Reynolds iguais a 1000, 2000 e 3000, os valores de pressão adimensional não apresentaram grandes diferenças em posições de $x^\wedge$ maiores que 1. Nessa região, o perfil de pressão é caracterizado por atingir valores máximos de pressão nas proximidades de $x^\wedge=1,5$. Para valores de $x^\wedge$ entre 1 e 1,5 observa-se um gradiente de pressão que é acentuado com o aumento do número de Reynolds. As Figs. 63 e 64 apresentam os campos de pressão adimensional para números de Reynolds 1000 e 3000 respectivamente. A região mostrada é uma ampliação da região destacada na Fig. 67 pela linha pontilhada. Para o caso de Reynolds 3000, nota-se uma maior região de baixa pressão localizada entre o assento e a palheta.

Figura 63 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)



Fonte: Próprio autor.

Figura 64 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)

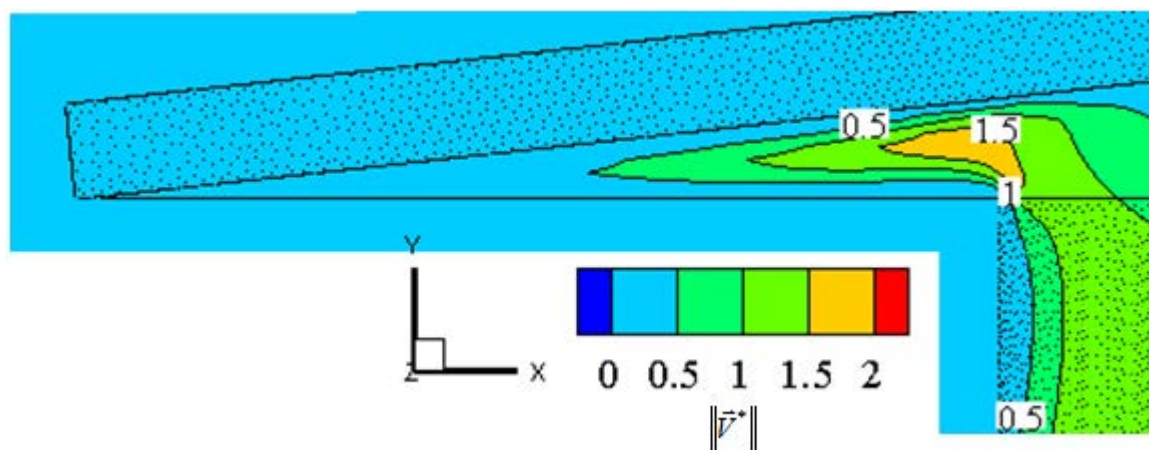


Fonte: Próprio autor.

Em posições menores que 1, a velocidade do escoamento é predominantemente no sentido decrescente de x^* . É possível notar que existe uma recuperação de pressão seguida de uma queda de pressão, onde são encontrados os menores valores de pressão adimensional. Em Reynolds mais elevados, a região de recuperação de pressão é mais extensa e atinge maiores valores de pressão. Isso acontece porque nesses casos as dissipações viscosas são menos intensas, fazendo com que o escoamento atinja maiores níveis de velocidades em valores menores de x^* . Como a área de passagem do fluido nessa direção diminui com x^* , os efeitos

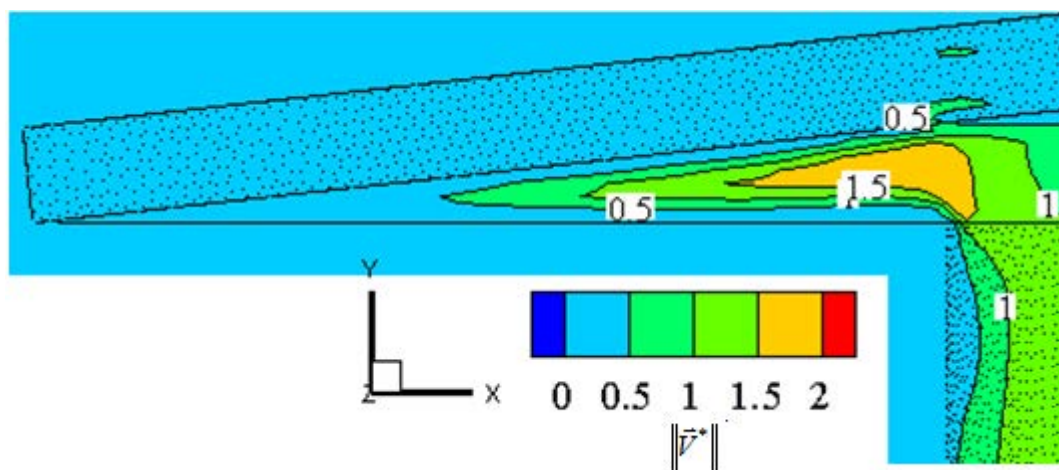
viscosos passam a predominar a partir de um ponto da trajetória, e o escoamento sofre queda de pressão. Pelos campos de magnitude das velocidades apresentados nas Figs. 65 e 66, podemos verificar o maior nível de velocidades nessa região para Reynolds 3000, indicando a maior influência dos efeitos inerciais. As Figs. 65 e 66 são vistas aproximadas da região destacada pela Fig. 67.

Figura 65 - Contornos da magnitude das velocidades em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$. (Região destacada na Fig. 67)



Fonte: Próprio autor.

Figura 66 - Contornos da magnitude das velocidades em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000. (Região destacada na Fig. 67)

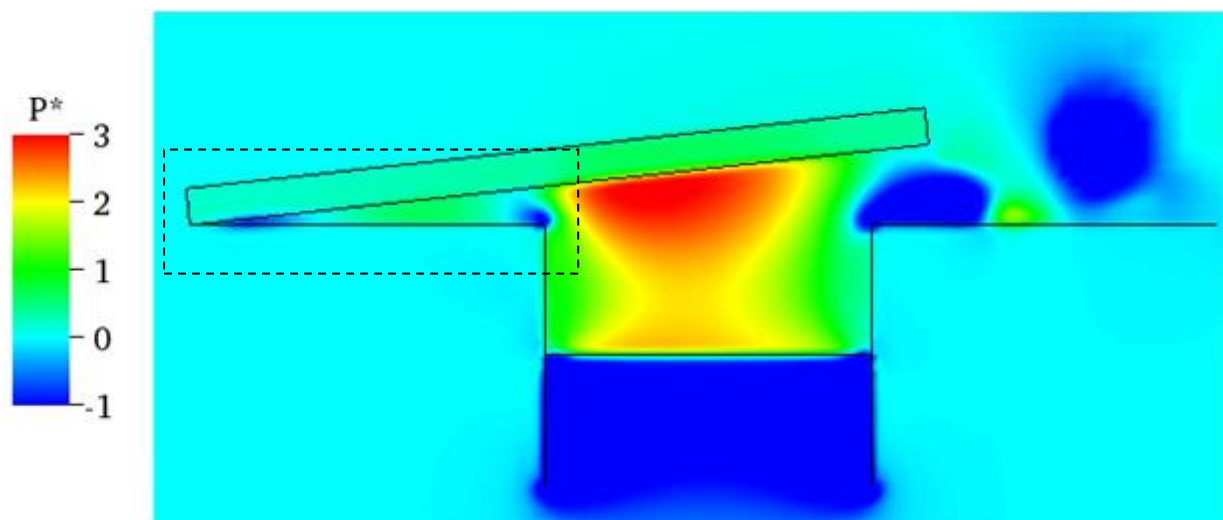


Fonte: Próprio autor.

A fim de investigar melhor os efeitos do número de Reynolds nos resultados, verifica-se na Fig. 62 um perfil de pressão para Reynolds 8000. Nota-se que para valores de x^* menores que 1,5 o comportamento dos perfis seguem as mesmas tendências. Em posições de x^* maiores

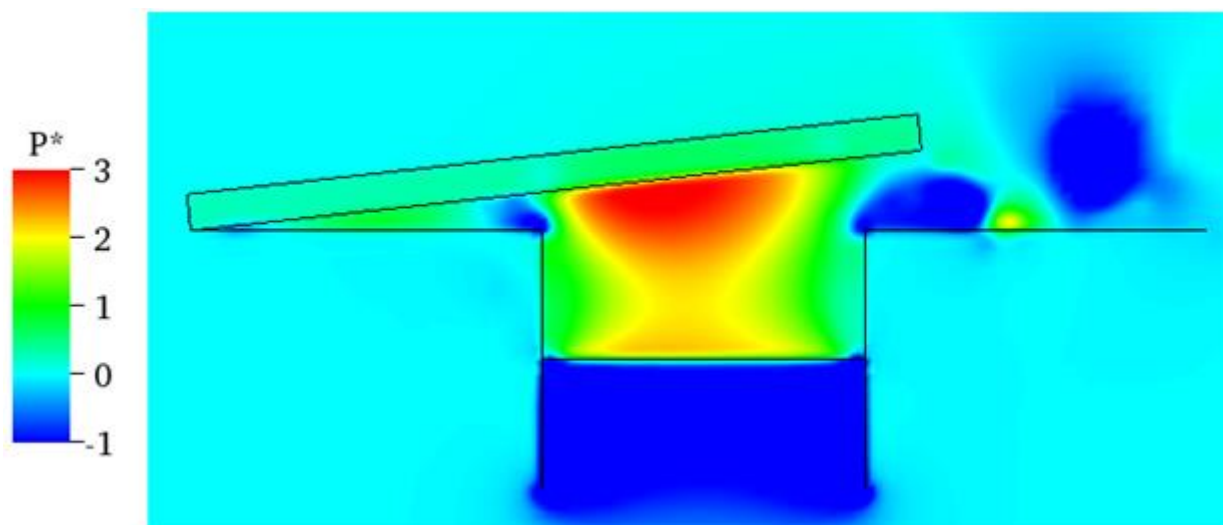
que 1,5 a distribuição de pressão apresenta uma acentuada oscilação. Os campos de pressão apresentados nas Figs. 67 – 70, e os contornos de magnitude de velocidade na Fig. 71 evidenciam que essa oscilação do perfil para o caso de Reynolds 8000 é consequência da influência do escoamento complementar, que ocorre no interior da espessura da palheta.

Figura 67 - Campo de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$.



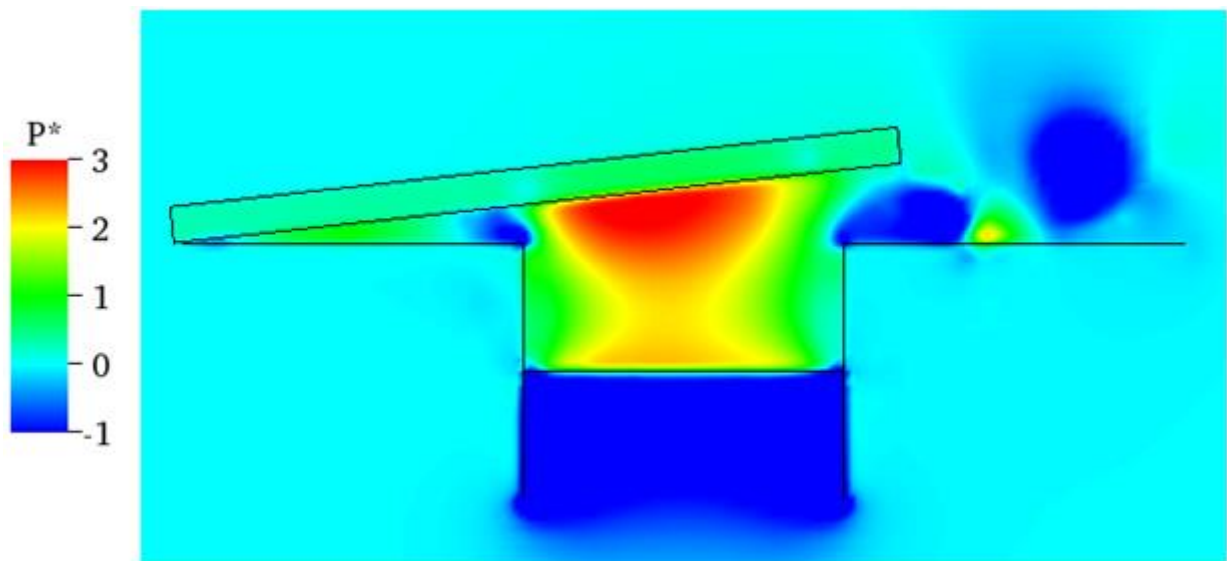
Fonte: Próprio autor.

Figura 68 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 2000 e $\alpha=6,25^\circ$.



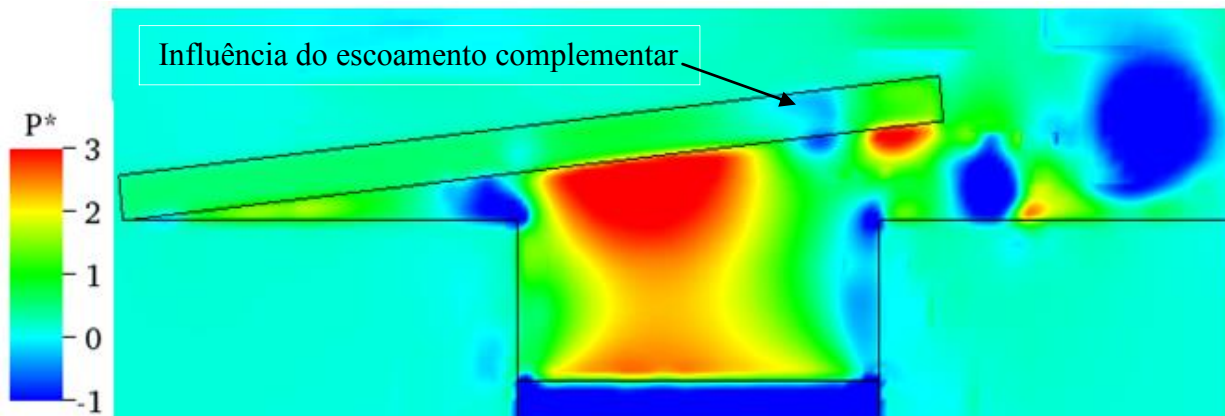
Fonte: Próprio autor.

Figura 69 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação, para Reynolds 3000 e $\alpha=6,25^\circ$.



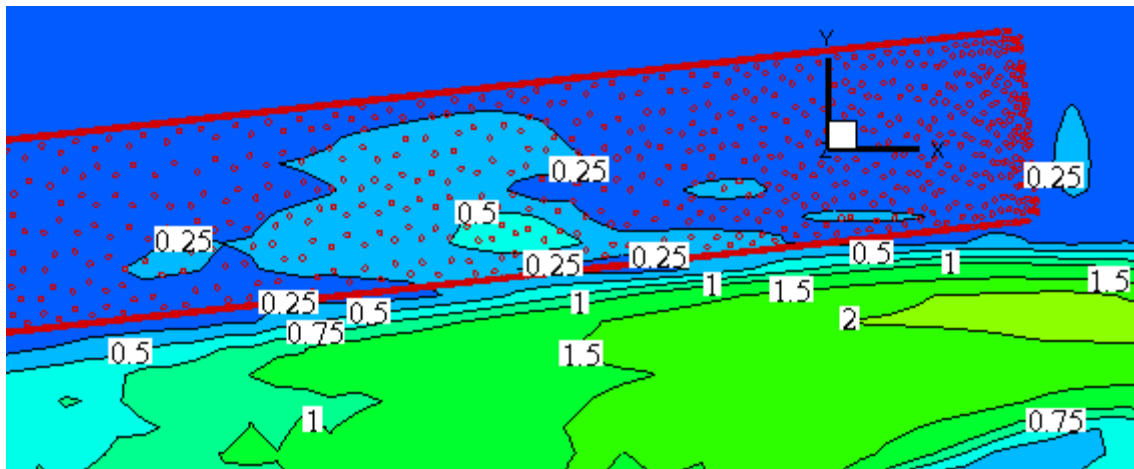
Fonte: Próprio autor.

Figura 70 - Contornos de pressão adimensional em um plano Z passando pelo centro do orifício de alimentação durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$.



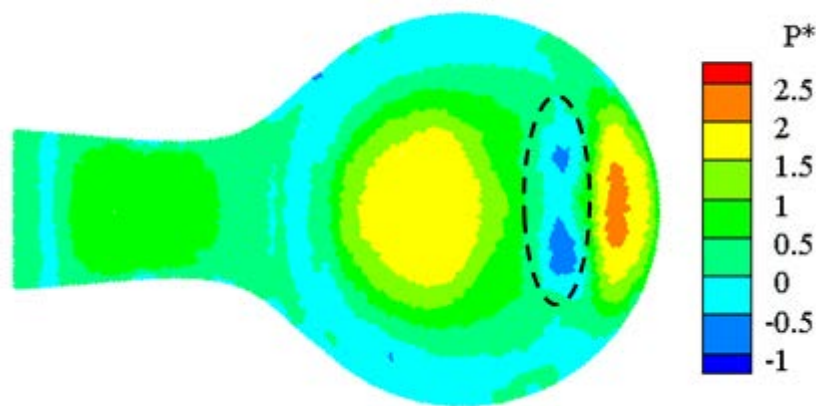
Fonte: Próprio autor.

Figura 71 - Contornos de magnitude de velocidade mostrando o escoamento complementar durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$.



Fonte: Próprio autor.

Figura 72 - Campo de pressão adimensional na superfície da palheta durante o movimento de abertura, para Reynolds 8000 e $\alpha=6,25^\circ$.



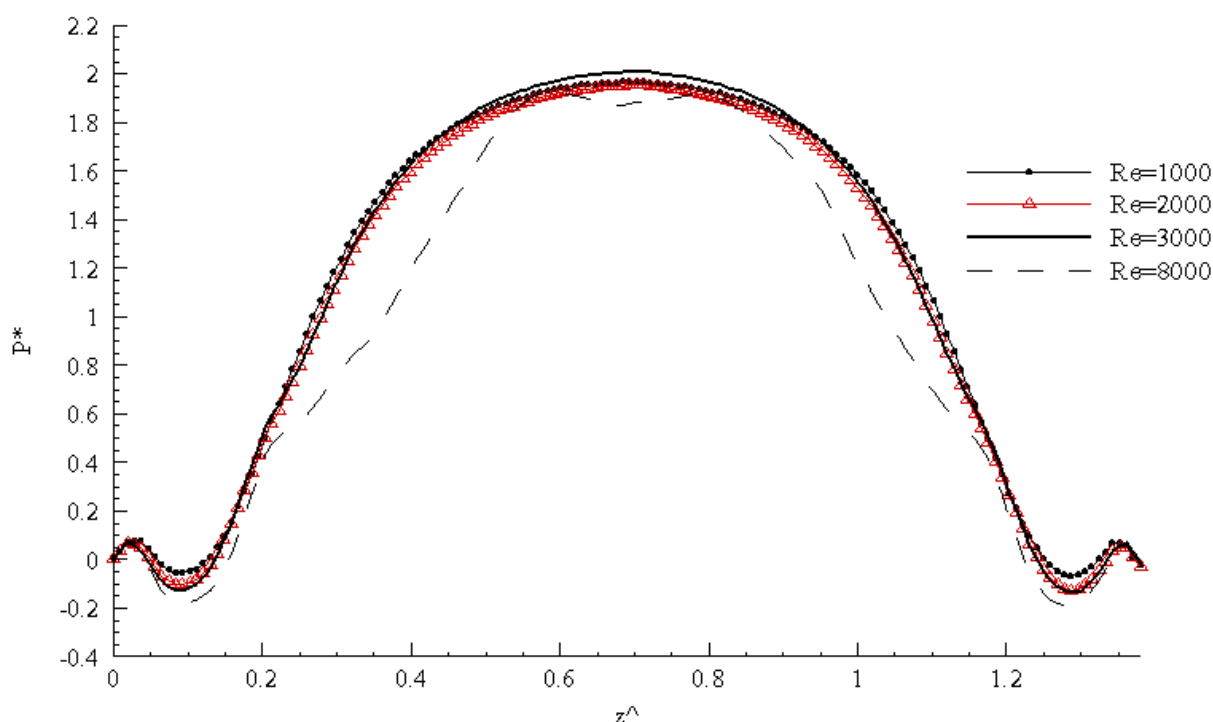
Fonte: Próprio autor.

É importante saber identificar o que está na física do problema e o que seria uma propagação de erro causada pelo método. Segundo a análise feita, deve-se ter cautela na escolha da malha para certa faixa de aplicação de Reynolds. Considerando a geometria da palheta utilizada, sua espessura deve ser escolhida de forma que, para um dado escoamento, existam espaço e volumes o suficiente para amortecer as forças de reação que agem no escoamento complementar. Analisando a distribuição de pressão adimensional na superfície

da palheta para o caso de Reynolds 8000 (Fig. 72), vemos em destaque a região previamente verificada por sofrer influencias do escoamento complementar.

Analisando os perfis de pressão na direção de $z^{\wedge}$, definido na Fig. 61, vemos menores influencias do número de Reynolds. Para essa direção foi observada perfis de pressão simétricos em relação ao centro da palheta marcados por quedas de pressão mais acentuadas para menores valores de α . Através da Fig. 73 pode-se notar a pequena influência do número de Reynolds para $\alpha=6,25^{\circ}$. Mesmo que sutil, é possível verificar que o aumento do número de Reynolds provoca maiores quedas de pressão devido à predominância dos efeitos inerciais. O caso de número de Reynolds 8000 é marcado por oscilações no perfil de pressão. Essas oscilações são consequências da influência do escoamento interno à palheta.

Figura 73 - Perfis de pressão adimensional na direção de $z^{\wedge}$ da palheta para $\alpha=6,25^{\circ}$ durante o movimento de abertura da válvula.

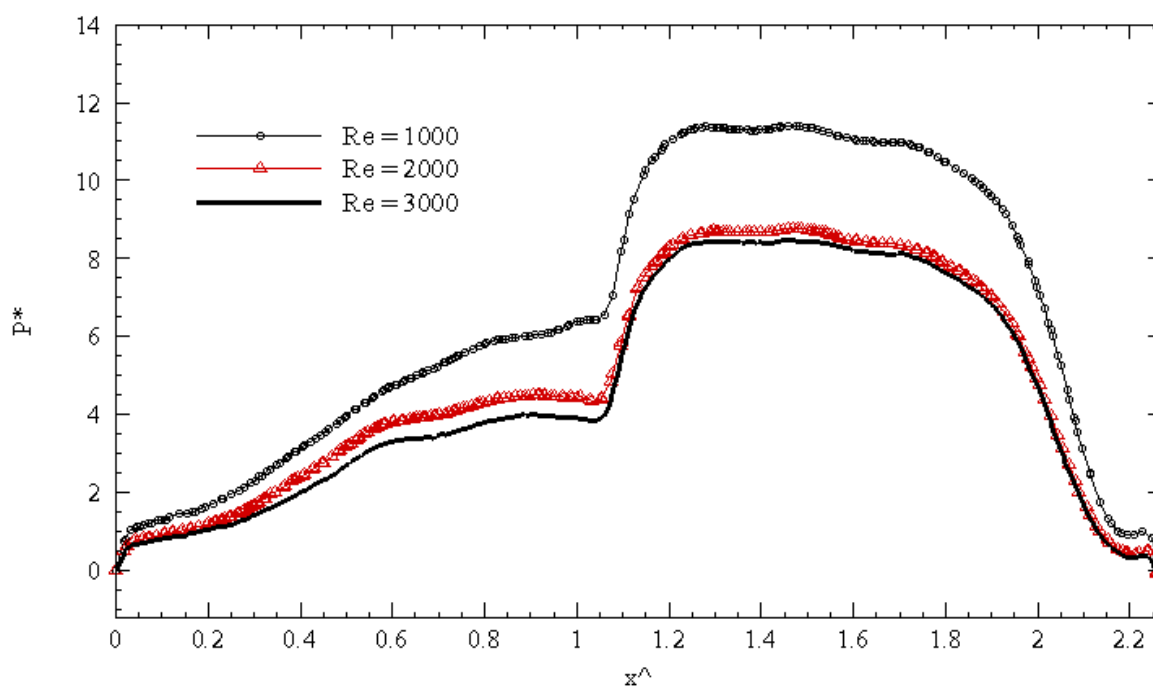


Fonte: Próprio autor.

Para o movimento de fechamento da válvula são observados os maiores níveis de pressão adimensional, principalmente para os menores valores de α . Para um mesmo número de Reynolds, os níveis de pressão sofrem aumentos mais significativos com a diminuição do ângulo, a partir de $\alpha=8,75^{\circ}$. Nesses casos também foram vistos que para as menores inclinações, a variação do número de Reynolds é mais significativa. As Figs. 74 e 75

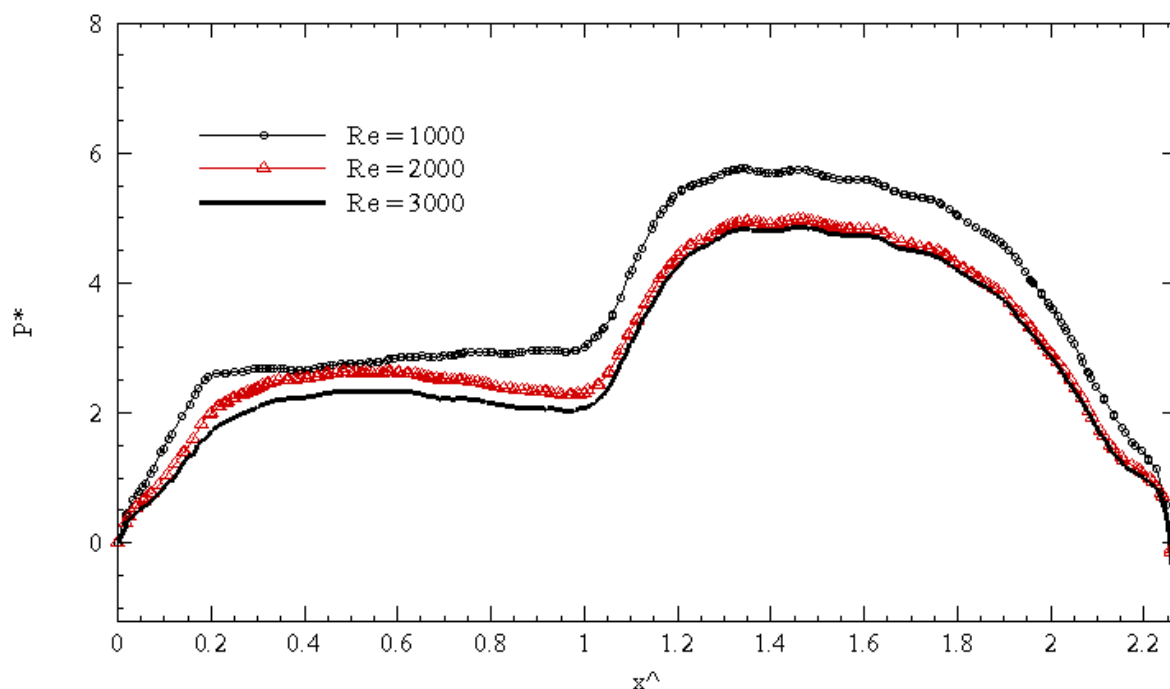
apresentam os perfis de pressão, em $x^\wedge$, para $\alpha=6,25^\circ$ e $\alpha=3,75^\circ$; respectivamente. Os perfis caracterizam-se por um patamar de pressão na região onde o fluxo mássico é defletido pela palheta. Nas proximidades de $x^\wedge=1$ observa-se uma acentuada queda de pressão devido aos efeitos inerciais do escoamento. Para valores de $x^\wedge$ menores que um, observa-se uma queda de pressão menos acentuada causada pelas dissipações viscosas entre o fluido e a fronteira imersa. Deve-se salientar que nesse percurso há uma diminuição da área de passagem do fluido. Para $\alpha=6,25^\circ$ registra-se um decréscimo de aproximadamente 25% no patamar de pressão, variando-se o número de Reynolds de 1000 para 3000. Para $\alpha=3,75^\circ$ houve um decréscimo ainda maior para a mesma variação de número de Reynolds, de aproximadamente 30%.

Figura 74 - Perfis de pressão adimensional na direção de $x^\wedge$ da palheta para $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.



Fonte: Próprio autor.

Figura 75 - Perfis de pressão adimensional na direção de $x^\wedge$ da palheta para $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.

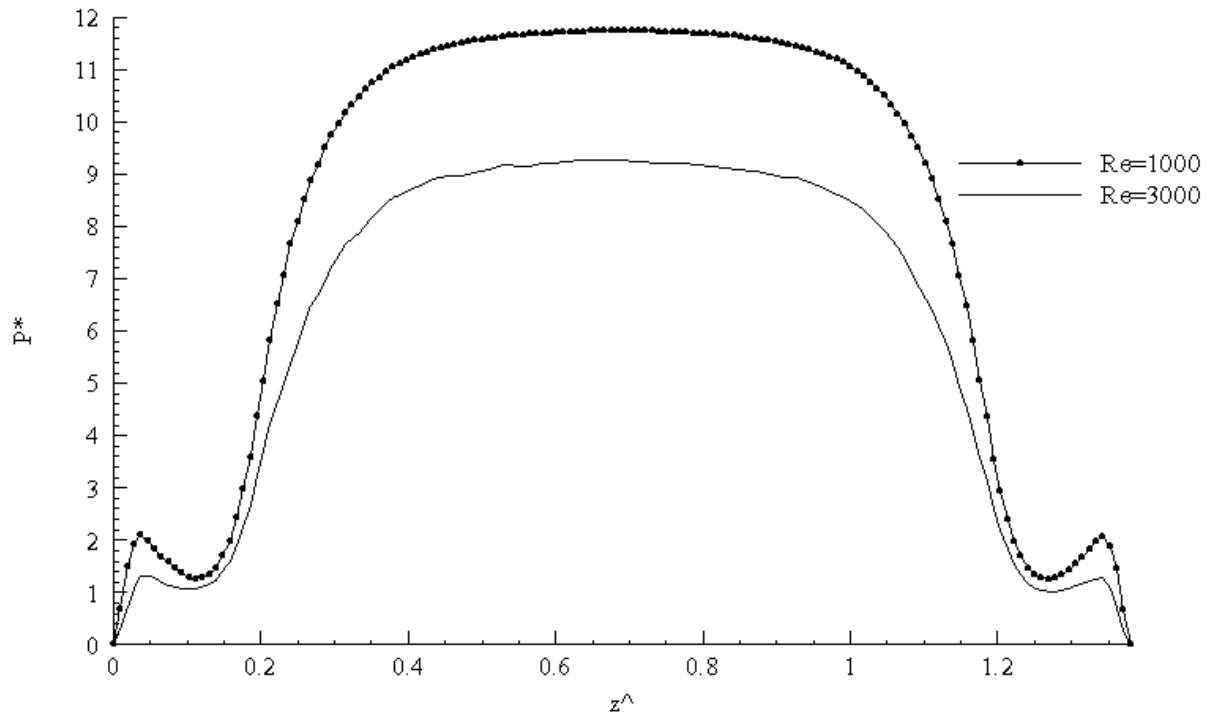


Fonte: Próprio autor.

Perfis simétricos em relação à linha de centro são observados quando analisados em $z^\wedge$ para o movimento de fechamento. Patamares de pressão menos abaulados com maiores quedas de pressão são observados para menores valores de α . Comparam-se os perfis para valores de $\alpha=3,75^\circ$ na Fig. 76. Como a variação dos perfis apresentada na direção de $x^\wedge$ (Fig. 74), houve um decréscimo de aproximadamente 30% no patamar de pressão variando o número de Reynolds de 1000 para 3000.

A análise dos perfis de pressão adimensional na superfície da palheta demonstra que os resultados obtidos com o código AMR3D possuem consistência física, sendo possível explicar as variações dos perfis com o número de Reynolds de acordo com o esperado. É importante registrar que as operações de pós-processamento limitadas devido à forma com que os dados foram escritos na saída do código. Esse tema é abordado com mais detalhes no último capítulo deste trabalho.

Figura 76 - Perfis de pressão adimensional na direção de $z^\wedge$ da palheta para $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.



Fonte: Próprio autor.

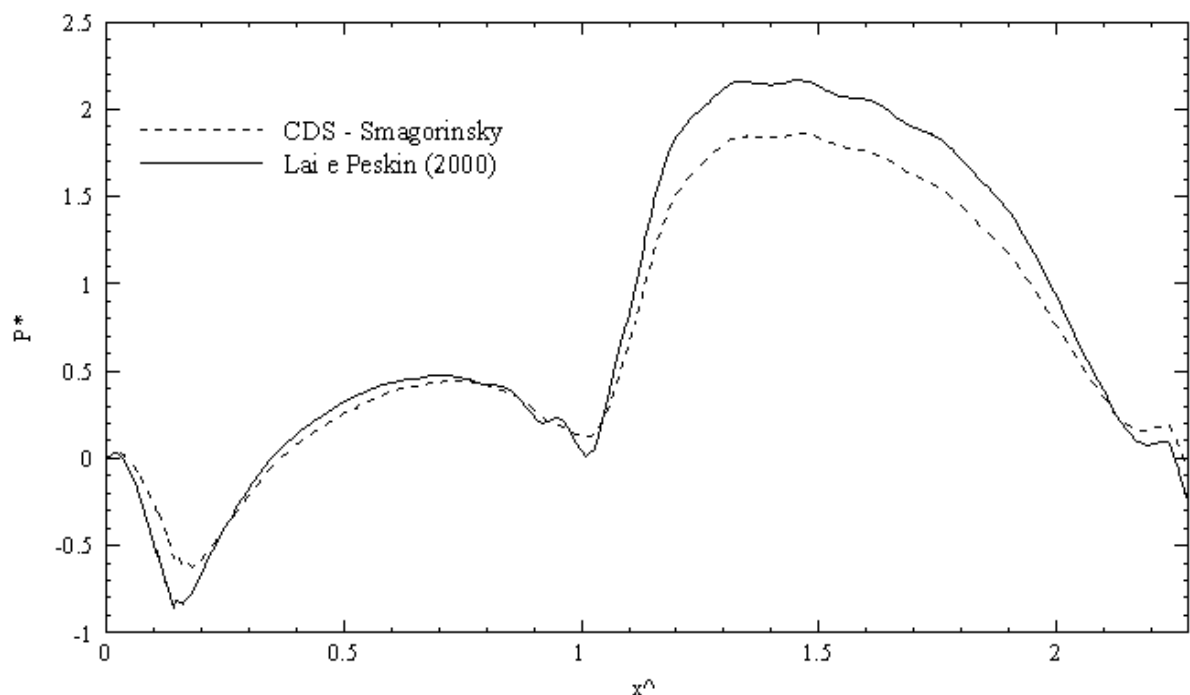
5.6 Influência do tratamento dos termos advectivos e modelagem da turbulência

Nesta seção, resultados obtidos utilizando a mesma estratégia apresentada por Lai e Peskin (2000) e utilizando um esquema de diferenças centradas aliado ao modelo de sub-malha de Smagorinsky (CDS - Smagorinsky), são comparados para números de Reynolds de 1000 e 2000. Como as maiores influências foram observadas nos menores ângulos de abertura da válvula, a análise desta seção é feita nos menores ângulos de inclinação da válvula, sendo esses $\alpha=6,25^\circ$ durante a sua abertura e $\alpha=3,75^\circ$ após o término do movimento de fechamento da válvula.

A Fig. 77 mostra os perfis de pressão adimensional ao longo de $x^\wedge$ durante o movimento de abertura do modelo da válvula. Observa-se que os perfis de pressão obtidos com o CDS e o

modelo de Smagorinsky registram menores gradientes de pressão quando comparados aos resultados obtidos com a estratégia de Lai e Peskin (2000), onde não foi utilizado um modelo de turbulência. Isso indica a maior difusividade do método de diferenças centradas com o modelo de Smagorinsky. Resultados menos difusivos certamente podem ser conseguidos utilizando menores valores para a constante de Smagorinsky ou com o amortecimento dos valores de viscosidade turbulenta em volumes próximos à superfície representada.

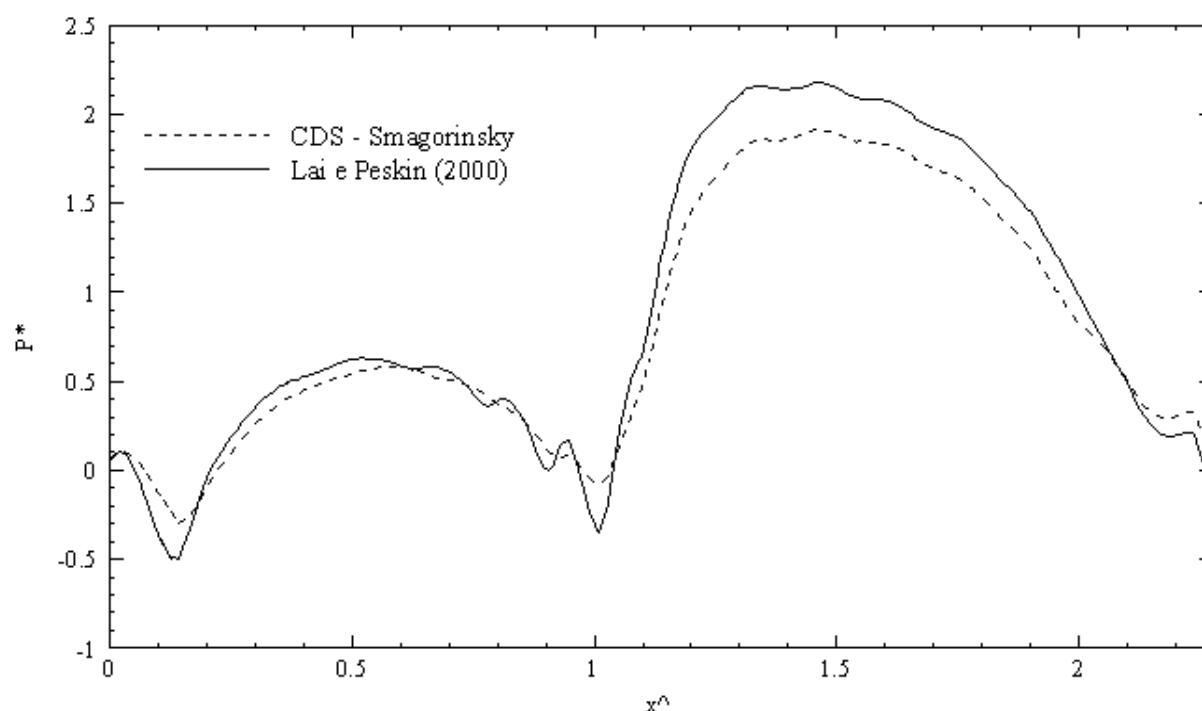
Figura 77 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 1000 e $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura da válvula.



Fonte: Próprio autor.

Apresenta-se na Fig. 78 o mesmo perfil de pressão ao longo de $x^$, para um número de Reynolds de 2000. Também é possível verificar a maior difusividade dos resultados obtidos com o esquema de diferenças centradas e o uso do modelo de Smagorinsky. Para esse número de Reynolds, observa-se que oscilações no perfil de pressão obtidas com a estratégia proposta por Lai e Peskin (2000) são amortecidas quando se utiliza o esquema CDS – Smagorinsky.

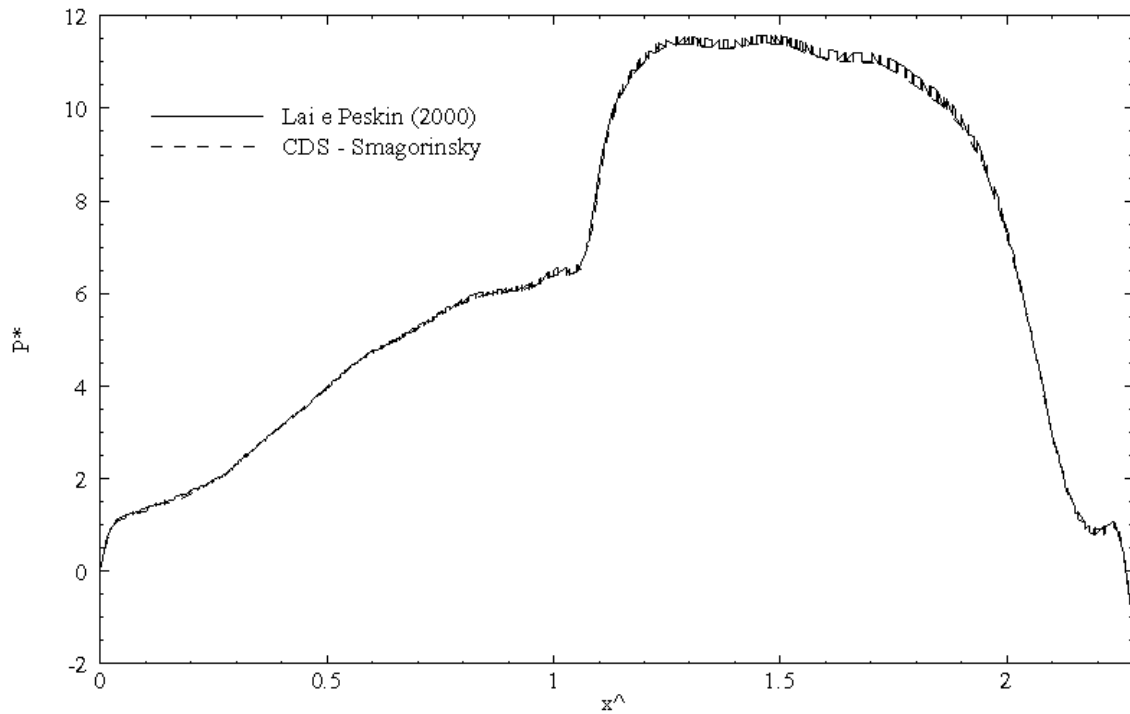
Figura 78 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 2000 e $\alpha=6,25^\circ$ durante o movimento de abertura da válvula.



Fonte: Próprio autor.

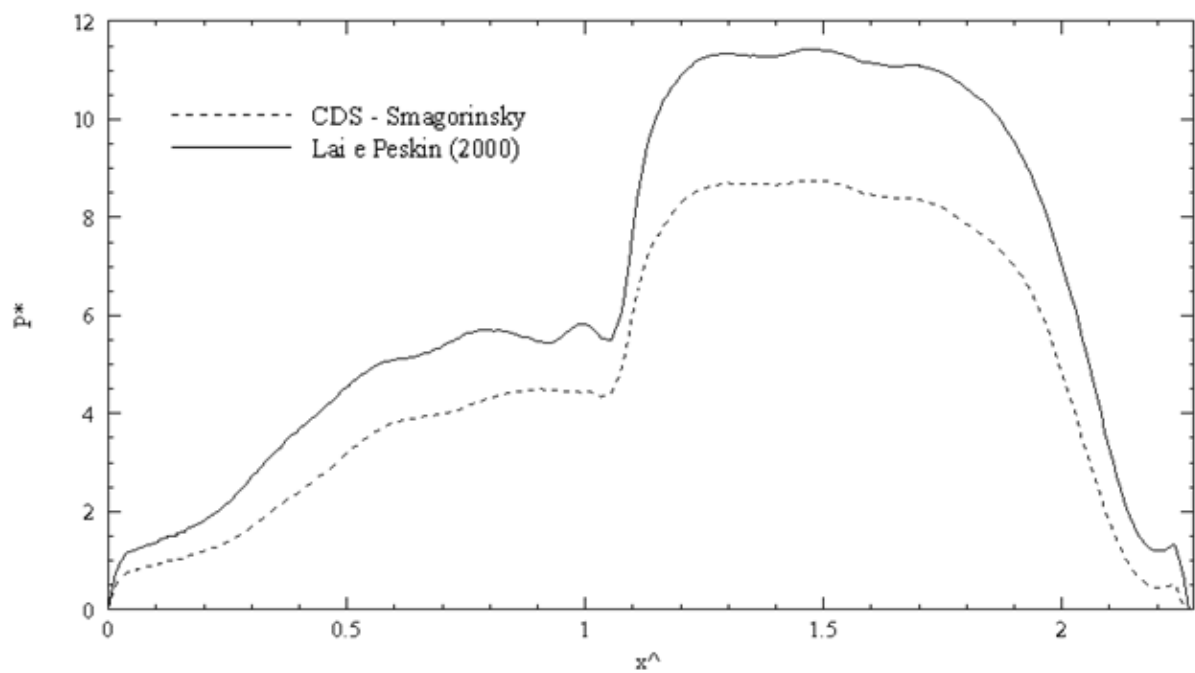
Após completo o movimento de abertura e fechamento da válvula, o ângulo de inclinação da mesma atinge o ângulo mínimo φ ($\alpha=3,75^\circ$); onde as maiores velocidades do escoamento são encontradas. As Figs. 79 e 80 mostram os perfis de pressão adimensional ao longo de $x^$ para os casos de Reynolds 1000 e 2000. Nota-se que para o caso de Reynolds 1000 os perfis praticamente se sobrepõem. O aumento do número de Reynolds para 2000 mostra uma maior diferença entre os resultados, mantendo-se a tendência observada nos casos de validação numérica, onde os resultados obtidos com o CDS – Smagorinsky apresentam menores gradientes de pressão.

Figura 79 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 1000 e $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.



Fonte: Próprio autor.

Figura 80 - Comparação entre perfis de pressão adimensional para número de Reynolds 2000 e $\alpha=3,75^\circ$ durante o movimento de fechamento da válvula.



Fonte: Próprio autor.

6 Conclusões

O presente trabalho apresentou a aplicação do código AMR3D na modelagem do escoamento incompressível, viscoso e tridimensional, através de modelos para a válvula do tipo palheta, presente no sistema de válvulas de compressores alternativos de pequeno porte. Esse trabalho é uma sequência dos trabalhos de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010). Em seus trabalhos, os autores utilizam o método de Fronteira Imersa proposto por Lima e Silva (2002), o Modelo Físico Virtual. O Método da Fronteira Imersa chama a atenção por simplificar a construção de malha e permitir a movimentação de fronteiras que interagem com o escoamento sem a necessidade de remalhagem a todo passo de tempo, apresentando na literatura muitos trabalhos em que boa eficiência computacional foi obtida na simulação de problemas com interação fluido-estrutura. Entre suas principais conclusões, os autores registram grandes restrições no passo de tempo para um reconhecimento de fronteira satisfatório, e a extensão do refinamento de malha nos domínios euleriano e lagrangiano. Lacerda (2009) mostra que o método é capaz de representar a fronteira do assento de um modelo simplificado da válvula, o difusor radial, permitindo mudanças geométricas sem complicações adicionais na geração da malha. Rodrigues (2010) utiliza o Método da Fronteira Imersa na representação do disco frontal de um difusor radial com movimento imposto e verificou a capacidade do método em movimentar fronteiras sem a necessidade de remalhagem. Entre suas principais conclusões, os autores registram grandes restrições no passo de tempo para um reconhecimento de fronteira satisfatório, e a extensão do refinamento de malha nos domínios euleriano e lagrangiano.

O código AMR3D utiliza malhas de refinamento adaptativo bloco-estruturadas em uma hierarquia de refinamento, enquanto a solução do escoamento incompressível é feita por um Método de Projeção aliado a um esquema temporal semi-implícito de segunda ordem, proposto por Ascher (1997). Técnicas Multigrid-Multinível são empregadas na solução dos sistemas lineares. A imposição das condições de contorno a fronteira rígida é realizada por um Método de Fronteira Imersa proposto por Wang, Fan e Luo (2008). A escolha do método da Multi-forçagem direta proposto por Wang tem como base resultados publicados na comunidade científica, em que baixas restrições ao passo de tempo no reconhecimento da fronteira imersa foram registradas.

Simulações do escoamento incompressível através de um difusor radial foram feitas com o objetivo de validar o método numérico proposto nesta dissertação. Os resultados foram

comparados com perfis de pressão adimensionais obtidos em uma bancada experimental descrita em Anhô Júnior (2010). As características geométricas do difusor radial foram determinadas levando-se em conta a capacidade computacional disponível e as limitações da bancada. Em geral, os resultados concordaram bem qualitativamente. Quantitativamente, os perfis de pressão se aproximam dos valores experimentais para maiores números de ciclos de multi-forçagem direta (6 e 12).

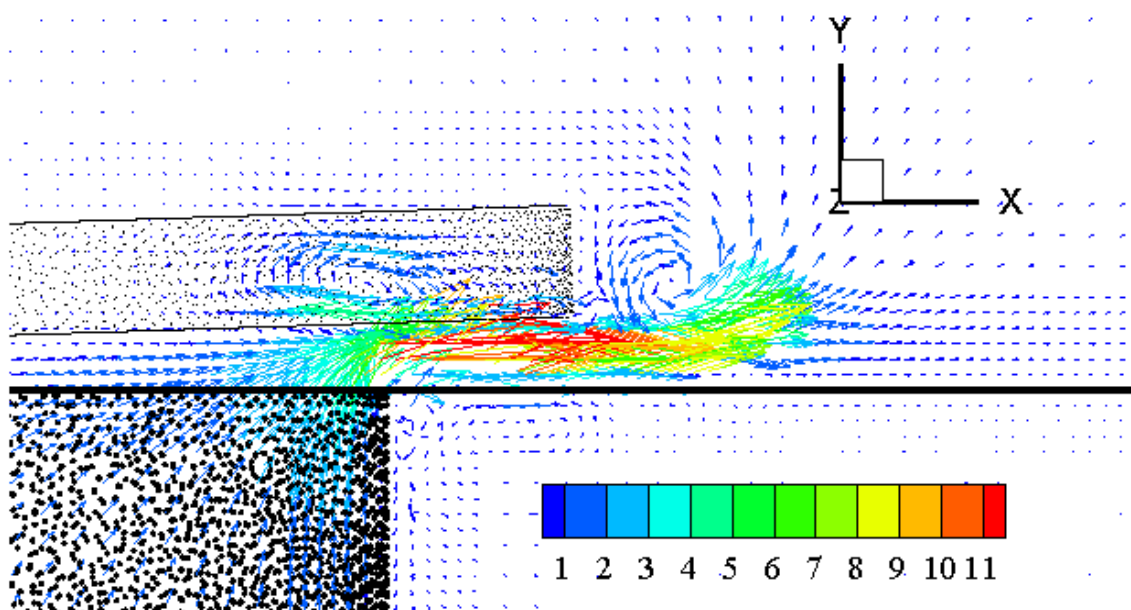
Foram simulados casos com número de ciclos de multi-forçagem direta de: 2, 3, 6 e 12. Simulações com o esquema CDS – Smagorinsky e o proposto por Lai e Peskin (2000) geraram resultados que apontam uma pequena melhora de representação da fronteira rígida com o método de Lai e Peskin (2000) na avaliação dos termos advectivos. Os valores da norma L_2 foram apresentados para os pontos lagrangianos que constituem a fronteira imersa. Para o disco frontal, os valores se estabilizam na ordem de 10^{-2} para 2 e 3 ciclos de multi-forçagem direta, enquanto para 6 e 12 ciclos, os valores rapidamente se estabilizaram na ordem de 10^{-3} . Para os pontos que constituem o disco inferior e o orifício de alimentação, os valores se estabilizaram na ordem 10^{-2} para todos os números de ciclos. Os valores da norma não caíram muito com o aumento do número de ciclos como consequência das interações de pontos lagrangianos do orifício de alimentação e os pontos responsáveis pela imposição do fluxo de massa através do orifício, que apresentam valores da norma similares aos apresentados pelo disco frontal, ou seja, estabilizaram na ordem de 10^{-2} para 2 e 3 ciclos, enquanto para 6 e 12 estabilizaram na ordem de 10^{-3} . Os passos de tempo adimensional das simulações estabilizaram em valores da ordem de 10^{-4} , não apresentando grandes variações com os diferentes esquemas de avaliação dos termos advectivos e número de ciclos de multi-forçagem direta. Isso indicou a independência do passo de tempo em uma representação de maior exatidão da fronteira imersa com o método de Wang, Fan e Luo (2008). Os trabalhos de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010) levaram a conclusões de que o Modelo Físico Virtual de Lima e Silva (2002) é um método de fortes dependências do passo de tempo na exatidão da representação da fronteira imersa. Assim, o presente trabalho aponta para uma significativa vantagem no uso do método de Wang, Fan e Luo (2008) para o cálculo da densidade de força lagrangiana, através de simulações do escoamento incompressível através de um difusor radial.

Um novo modelo tridimensional para a válvula de sucção com geometria mais próxima a real geometria complexa da válvula é construído. Movimento angular é imposto à palheta, regido por uma função do tipo senoidal. A imposição do movimento em uma geometria complexa tem como intuito explorar as vantagens de se utilizar um método de Fronteira

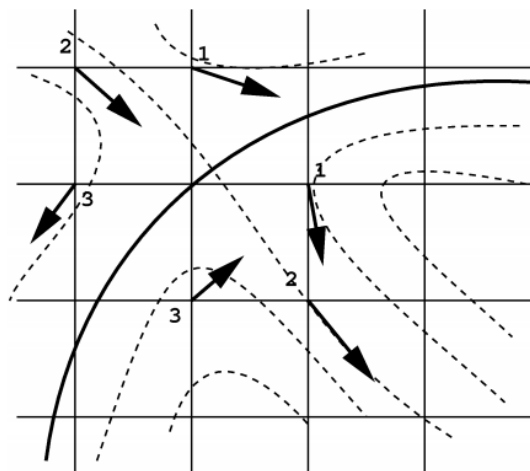
Imersa, onde se podem modelar escoamentos em geometrias complexas sem grandes complicações no processo de geração de malha, e movimentar a fronteira sem a necessidade de remalhagem a todo passo de tempo.

Na definição da geometria da palheta foi necessária a utilização de uma espessura exagerada, para permitir o desenvolvimento de um escoamento complementar. O método utilizado neste trabalho calcula as forças por interpolações no campo de velocidades, e a força resultante calculada é distribuída para os volumes adjacentes a fronteira em todas as direções pelas Eqs. 11 e 12. Isso incorre na formação de um escoamento complementar localizado no interior do corpo, que ameniza as inconsistências físicas causadas pelas distribuições de forças. Para exemplificar, a Fig. 81 apresenta uma recirculação no interior do modelo deste trabalho. Esse comportamento é registrado por outros autores usuários do Método da Fronteira Imersa, como Mohd-Yusof (1996), ilustrado na Fig. 82.

Figura 81. - Escoamento complementar formado no modelo do presente trabalho.



Fonte: Próprio autor

Figura 82 - Escoamento adjacente à fronteira.

Fonte: Mohd-Yusof (1996).

Resultados foram gerados para diferentes números de Reynolds (1000, 2000 e 3000), e analisados em termos da capacidade de representação da fronteira imersa, características do escoamento e perfis de pressão na superfície da palheta. Para todos os casos foram utilizados 3 ciclos de Multi-Forçamento Direta que foram suficientes para manter a norma entre ordens de grandeza de 10^{-3} e 10^{-2} . Maiores variações da norma L_2 foram observadas na palheta, sendo que os maiores valores foram registrados em momentos de maiores velocidades de abertura/fechamento da palheta. Pouca variação nos valores da norma foi observada comparando-se os casos de Reynolds 1000 e 3000, sendo que a maior variação (aumento de 13%) foi registrada para o menor ângulo de inclinação após o fechamento da palheta.

O escoamento resultante é analisado qualitativamente através de campos de velocidade e as formações de estruturas turbilhonares foram identificadas durante o movimento de abertura e fechamento da palheta. A influência do aumento do número de Reynolds é observada com o aumento da intensidade dos vetores de velocidade. O escoamento apresenta sinais de transição à turbulência durante o fechamento da válvula, principalmente para os maiores números de Reynolds.

Para uma análise mais minuciosa do escoamento e suas interações com a palheta, perfis de pressão na superfície da palheta são analisados em função do número de Reynolds. Efeitos inerciais e de dissipação viscosa são identificados, sendo que maiores dissipações viscosas foram observadas para menores valores de número de Reynolds e um aumento dos efeitos inerciais foi identificado para Reynolds mais altos, como esperado. Essa análise mostra que para essa faixa de número de Reynolds há consistência física na variação das propriedades. Analisando um perfil onde o número de Reynolds é 8000 foi possível identificar uma

propagação de erro causado pelo método. O campo de escoamento complementar que se localiza no interior da espessura da palheta age como uma reação ao processo de forçagem, e com altos números de Reynolds, os efeitos inerciais do escoamento complementar influenciaram o escoamento pelas baixas pressões localizadas dentro do corpo imerso. Na última seção de análise dos resultados, perfis de pressão ilustram as diferenças de resultados obtidos com o esquema de avaliação dos termos advectivos proposto por Lai e Peskin (2000) e o esquema de diferenças centradas aliado ao modelo de turbulência de Smagorinsky (referenciado no presente trabalho como CDS – Smagorinsky). Os perfis indicam a maior difusividade proporcionada pelo esquema CDS – Smagorinsky.

Esta dissertação apresentou a potencialidade dos métodos contidos no código AMR3D na investigação do escoamento incompressível através de modelos de válvulas do tipo palheta, usualmente encontrada em compressores de refrigeração de baixa capacidade. Como sequência dos trabalhos de Lacerda (2009) e Rodrigues (2010), este trabalho destaca a vantagem no uso do método da Multi-Forçagem Direta proposto por Wang, Fan e Luo (2008), pela aparente independência do método em relação ao passo de tempo, na representação da fronteira imersa com maior exatidão. Outro ponto explorado neste trabalho foi a flexibilidade do código para se trabalhar com geometrias complexas e móveis sem grandes complicações nos processos de geração de malha. Os resultados demonstraram consistência física, o que torna o código AMR3D bem indicado para o estudo das interações de fluido-estrutura entre o escoamento e o sistema de válvulas.

7 Dificuldades e sugestões para futuros trabalhos

Propõem-se, nesta seção, algumas medidas para trabalhos que darão continuidade à investigação do escoamento através de modelos de válvulas de compressores alternativos, usando o código AMR3D, ou alguns de seus métodos. O objetivo é expor as maiores dificuldades e sugerir procedimentos mais adequados.

Interpolações

O Método da Fronteira Imersa utilizado no presente trabalho aplica a mesma função para os processos de interpolação das velocidades e distribuição da densidade de força lagrangiana. Essa função distribui uma força calculada para os volumes vizinhos de todas as direções, o que leva a formação dos chamados escoamentos complementares. Os perfis de pressão apresentados neste trabalho, por utilizar essa mesma função distribuição para a avaliação da pressão nos pontos lagrangianos, foram influenciados pelos valores de pressão da região de escoamento complementar. O uso de uma função indicadora torna-se necessária quando a geometria da malha lagrangiana é complexa, para que a interpolação envolva somente pontos do escoamento de interesse. No caso da validação numérica, sabe-se que o disco frontal do difusor radial é paralelo aos eixos x e z . Nesse caso, foi possível realizar uma interpolação com os pontos de interesse, sem o uso de uma função indicadora.

Onerosidade

O uso de malhas de refinamento localizado certamente aumenta a eficiência dos cálculos por evitar que o refinamento euleriano não se prolongue a regiões onde não há necessidade de refinamento. No entanto, o método requer que a razão entre os volumes euleriano e lagrangiano se aproxime da unidade para que a condição imposta pela fronteira imersa seja satisfeita corretamente. Devido a isso, o maior refinamento necessário em algum ponto da geometria imersa define o espaçamento entre os pontos lagrangianos em todo o modelo, e os casos simulados podem se tornar bastantes onerosos em processamento sequencial. Uma alternativa é o uso de processamento paralelo na solução numérica.

Pós-processamento

A malha bloco estruturada utilizada no AMR3D consiste em uma hierarquia de blocos sobrepostos, propriamente agrupados. Na versão do código que gerou os resultados desta dissertação, a saída de dados é escrita em ASCII, baseada no formato *tecplot*. No entanto, a sobreposição dos blocos nos vários níveis de refinamento dificulta a visualização dos campos de propriedades. O uso de uma estrutura mais elaborada, como o HDF5 – *Hierarchical Data Format 5*, possibilita uma melhor visualização dos resultados, além de diminuir consideravelmente os tempos de escrita e leitura dos arquivos em disco rígido. Essa estrutura é utilizada em pacotes bastante conhecidos (CHOMBO, SAMRAI) de solução de equações diferenciais parciais com malhas bloco estruturadas.

Critério de multi-forçagem

O número de ciclos de multi-forçagem afeta diretamente na representação da condição imposta pela fronteira imersa. Trabalhar com um número fixo de ciclos pode ser insuficiente para que as normas sejam aceitáveis. Nos casos simulados nesta dissertação, onde o movimento é imposto ao modelo, nota-se o aumento da norma L_2 para maiores velocidades de deslocamento. O mais adequado seria trabalhar com um critério de parada para os ciclos de multi-forçagem. Uma sugestão seria criar um critério baseado na diferença entre as contribuições de força de ciclos sequenciais.

Referências

- ARRUDA, J. **Modelagem matemática de escoamentos internos forçados utilizando o método da fronteira imersa e o modelo físico virtual**. 2004. 146 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2004.
- ASCHER, U. M.; RUUTH, S. J.; WEETON, B. Implicit-explicit Methods for Time-Dependent PDE's". **SIAM, Journal Numerical Analysis**, Philadelphia, v. 32, p. 797, 1995.
- BERGER, M. J. Local adaptive mesh refinement for shock hydrodynamics. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 82, p. 64-84, 1989.
- BEYER, R. P. A computational model of the cochlea using the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 98, p. 145-62, 1992.
- BEYER, R. P.; LEVEQUE R. J. Analysis of a one-dimensional model for the immersed boundary method. **SIAM, Journal Numerical Analysis**, Philadelphia, v. 29, p. 332-364, 1992.
- BRANDT, A. Multi-level adaptative solutions to boundary-value problems. **Mathematics of Computations**, Providence, v. 31, n. 38, p. 333-390, 1977. Disponível em: <<http://web.njit.edu/~jiang/math614/brandt.pdf>>. Acesso em: 15 dez. 2012.
- CAMPREGHER, R. J. **Modelagem matemática tridimensional para problemas de interação fluido-estrutura**. 2005. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2005.
- CLARKE, D.; SALAS, M.; HASSAN, H. Euler calculations for multi-element airfoils using Cartesian grids. **AIAA Journal**, New York, v. 24, p. 1128-1135, 1986.
- CHORIN, A. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. **Mathematics of Computations**, Providence, v. 22, p. 745-762, 1968.
- DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. Análise da influência do comprimento do orifício de passagem no escoamento em difusores radiais. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA, 9., 1987, Florianópolis. **Anais...** Florianópolis: [s.n.], 1987. p. 335-338.
- DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. The effective flow and force areas in compressor valves. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 9, 1988, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 1988. p. 104-111.
- DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. Turbulent flow through valves of reciprocating compressors. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING, 1996, Purdue. **Proceedings of the...** Purdue: University of Purdue, 1996. Disponível em: <<http://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=2134&context=icec>>. Acesso em: 15 dez. 2012.

FADLUN, E. A.; VERZICCO, R.; OOLANDI, P.; MOHD-YUSOF, J. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three dimensional complex flow simulations. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 161, p. 35-60, 2000.

FAUCI, L. J.; MCDONALD, A. Sperm motility in the presence of boundaries. **Bulletin of Mathematical Biology**, Elmsford, v. 57, p. 679-699, 2000.

FERREIRA, R. T. S.; DRIESSEN, J. L. Analysis of the influence of valve geometric parameters on the effective flow and force areas. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 8, 1986, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 1986. p. 632-646.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Laminar fluid flow in compressor valves: numerical and experimental results. In: _____. **Fluid flow and heat transfer in reciprocating machinery**. New York: Amer Society of Mechanical, 1987. p. 33-38.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Pressure distribution along valve reeds of hermetic compressors. **Experimental Thermal and Fluid Science**, New York, v. 2, n. 2, p. 201-207, 1989.

GASCHE, J. L. **Escoamento laminar através de válvulas excêntricas de compressores de refrigeração**. 1992. 149 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1992.

GOLDSTEIN, D.; HANDLER, R. ; SIROVICH, L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 105, p. 354-366, 1993.

GRIFFITH, B. E.; PESKIN, C. S. On the order of accuracy of the immersed boundary method: Higher order convergence rates for sufficiently smooth problems. **Journal Computational Physics**, New York, v. 208, p. 75-105, 2005.

HACKBUSH, W. **Multi-Grid Methods and Applications**. Berlin: Springer-Verlag, 1985.

JURIC, D. **Computation of phase change**. 1996. Philosophical Doctor. (Thesis) - Mechanical Engineering of the University of Michigan, Michigan, 1996.

ANHÊ JÚNIOR, S. A. A. **Investigação numérica e experimental do escoamento em válvulas de compressores herméticos**. 2010. 104 f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira.

KHALIFA, H. E.; LIU, X. Analysis of striction effect on the dynamics of compressor suction valve. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 14, 1998, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 1998. p. 87 - 92.

KIM, J.; KIM, D.; CHOI, H. An immersed boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries. **Journal of Computational Physics**, v. 171, p. 132–150, 2001.

KITATANI, S. **Modelagem matemática e simulação numérica para solução de problemas de interação fluido-estrutura utilizando metodologia de fronteira imersa.** 2009. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Uberlândia, 2009.

LACERDA, J. F. **Simulação numérica do escoamento em difusores radiais usando o método da fronteira imersa.** 2009. 160 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

LAI, M. C.; PESKIN, C. S. An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 160, p. 705-719, 2000.

LEBRÓN, S. C. **A técnica de multi grelha na solução de problemas de lubrificação elasto-hidrodinâmica.** 2001. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2001.

LIMA, A. L. F. S. **Desenvolvimento e implementação de uma nova metodologia para modelagem de escoamentos sobre geometrias complexas: método da fronteira imersa com Modelo Físico Virtual.** 2002. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2002.

LIMA, A. L. F. S.; SILVEIRA-NETO, A.; DAMASCENO, J. J. R. Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 189, n. 2, p. 351-370. 2004.

LOPES, M. N. **Uma metodologia numérica para a análise do comportamento dinâmico de válvulas tipo palheta em escoamentos periódicos.** 1996. 94 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1996.

MACHU, E. H. The two-dimensional motion of the valve plate of a reciprocating compressor valve. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 12, 1994, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 1994. p.403-408.

MATOS, F. F. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. A numerical methodology for the analysis of valve dynamics. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 15, 2000, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 2000. p.383-390.

MATOS, F. F. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Numerical simulation of the dynamics of reed type valves. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 16, 2002, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 2002. C15- 2, 8 p. 1CD/ROM.

MATOS, F. F. S.; DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T.. A two-dimensional simulation model for reciprocating compressors with automatic valves. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 18, 2006, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 2006. C053, 8 p. CD/ROM.

MITTAL, R.; IACCARINO G. Immersed boundary methods. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 37, p. 239-261, 2005.

MOHD-YUSOF, J. Combined immersed boundaries/B-splines methods for simulations of flows in complex geometries. In: CTR ANNUAL RESEARCH BRIEFS, NASA AMES, Stanford, 1997. **Proceedings of the...** Stanford: Stanford University, 1997. Disponível em: <<http://ctr.stanford.edu/ResBriefs97/myusof.pdf>>. Acesso em: 29 nov. 2012.

MOLLER, P. S. Radial flow without swirl between parallel discs. **The Aeronautical Quarterly**, London, p.163-186, 1963.

NÓS R. L. **Simulações de escoamentos tridimensionais bifásicos empregando métodos adaptativos e modelos de campo de fase**. 2007. Tese (Doutorado) - Instituto de Matemática e Estatística, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.

OLIVEIRA, J. E. S. **Método de fronteira imersa aplicado à modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos turbulentos sobre geometrias móveis e deformáveis**. 2006. 164 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2006.

PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. Washington: Hemisphere, 1980. 197 p.

PESKIN, C. S. Flow patterns around heart valves: a numerical method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 10, p. 252-271, 1972.

PESKIN, C. S. The fluid dynamics of heart valves: experimental, theoretical and computational methods. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 14, p. 235-59, 1981.

PETERS, S. **Bifurcação e oscilações auto-induzidas em escoamentos de fluidos em difusores radiais**. 1994. 142 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica)– Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1994.

POSSAMAI, F. C.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. Pressure distribution in laminar radial flow through inclined disks. **International Journal of Heat Fluid Flow**, New York, v. 22, n. 4, p. 440-449, 2001.

POSSAMAI, F. C.; TODESCAT, M. L. A review of household compressor energy performance. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE – AT PURDUE, 17, 2004, West Lafayette. **Proceedings...** West Lafayette: [s.n.], 2004. C067, 8 p. CD-ROM

RABI, J. A. **Aplicação do método multigrid na solução numérica de problemas simples de 2- D de mecânica dos fluidos e transferência de calor**. 1998. Tese (Doutorado) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, Brasil, 1998.

RASMUSSEN, B. D.; JAKOBSEN, A. Review of compressor models and performance characterizing variables. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING

CONFERENCE – AT PURDUE, 15, 2000, West Lafayette. **Proceedings of the...** West Lafayette: [s.n.], 2000. p. 515-522.

RIBAS, Jr. F. A.; DESCHAMPS, C. J.; FAGOTTI, F.; MORRIESEN, A.; DUTRA, T. Thermal analysis of reciprocating compressors – a critical review. In: INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE, 2006, West Lafayette, 2006. **Proceedings of the...** West Lafayette: University Pardue, 2006.

RODRIGUES, T. T. **Modelagem numérica do escoamento em válvulas automáticas de compressores pelo método da fronteira imersa.** 2010. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2010.

ROMA, A. M.; PESKIN, C. S.; BERGERY, M. J. An adaptive version of the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 153, p.509-534, 1999.

ROSA SILVA, A. **Modelagem matemática de interação fluido-estrutura utilizando o método da fronteira imersa.** 2008. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2008.

ROVARIS, J. B.; DESCHAMPS, C. J. Large eddy simulation applied to reciprocating compressors. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, Rio de Janeiro, v. 28, n. 2, p. 208-215, 2006.

SAIKI, E. M.; BIRINGEN, S. Numerical simulation of a cylinder in uniform flow: application of a virtual boundary method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 123, p. 450- 465, 1996.

SALINAS-CASANOVA, D. A. **Análise numérica do escoamento turbulento em válvula automáticas de compressores.** 2001. 268 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2001.

SILVA, A. L. F. L. E.; SILVEIRA-NETO, A.; DAMASCENO, J. J. R. Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 189, p. 351-370, 2003.

SILVEIRA, A.; ROMA, A. M.; PIVELLO, M. R.; VILLAR, M. M.; SENE, R. **Desenvolvimento de modelagem matemática para análise de escoamentos bifásicos em dispositivos distribuidores de líquidos e em torres de destilação.** Uberlândia: UFU, 2010. (Projeto do relatório parcial entregue a Universidade federal de Uberlândia, 2010).

SMAGORINSKY, J., General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. **Monthly Weather Review**, Boston, v. 91, p. 99-164, 1963.

SOUTO, L. E. M. **Investigação experimental do escoamento turbulento em válvulas de compressores.** 2002. 105 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2002.

TSENG, Y. H.; FERZIGER, J. H. A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 192, p. 596-623, 2003.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing simulation of particulate flows. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 209, n. 1, p.448–476, 2005.

UDAYKUMAR, H. S.; MITTAL, R.; RAMPUNGGON, P. Interface tracking finite volume method for complex solid-fluid interactions on fixed meshes. **Communication Numerical Methods in Engineering**, Chichester, v. 18, p. 89–97, 2001.

UDAYKUMAR, H. S.; MITTAL, R.; RAMPUNGGON, P.; KHANNA, A. A sharp interface Cartesian grid method for simulating flows with complex moving boundaries. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 174, p. 345–380, 1996.

UNVERDI, S.; TRYGGVASON, G. A front-tracking method for viscous, incompressible, multifluid flows. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 100, p. 25-42, 1992.

VEDOVOTO, J. M. **Modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos incompressíveis sobre geometrias complexas tridimensionais utilizando o método da Fronteira Imersa**. 2007. 129 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2007.

VILLAR, M. M. **Análise numérica detalhada de escoamentos multifásicos Bidimensionais**. 2007. Tese (Doutorado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, 2007.

WANG, Z.; FAN, J.; LUO, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary for simulating flows with moving particles. **International Journal of Multiphase Flow**, Elmsford, v. 34, p. 283-302, 2008.

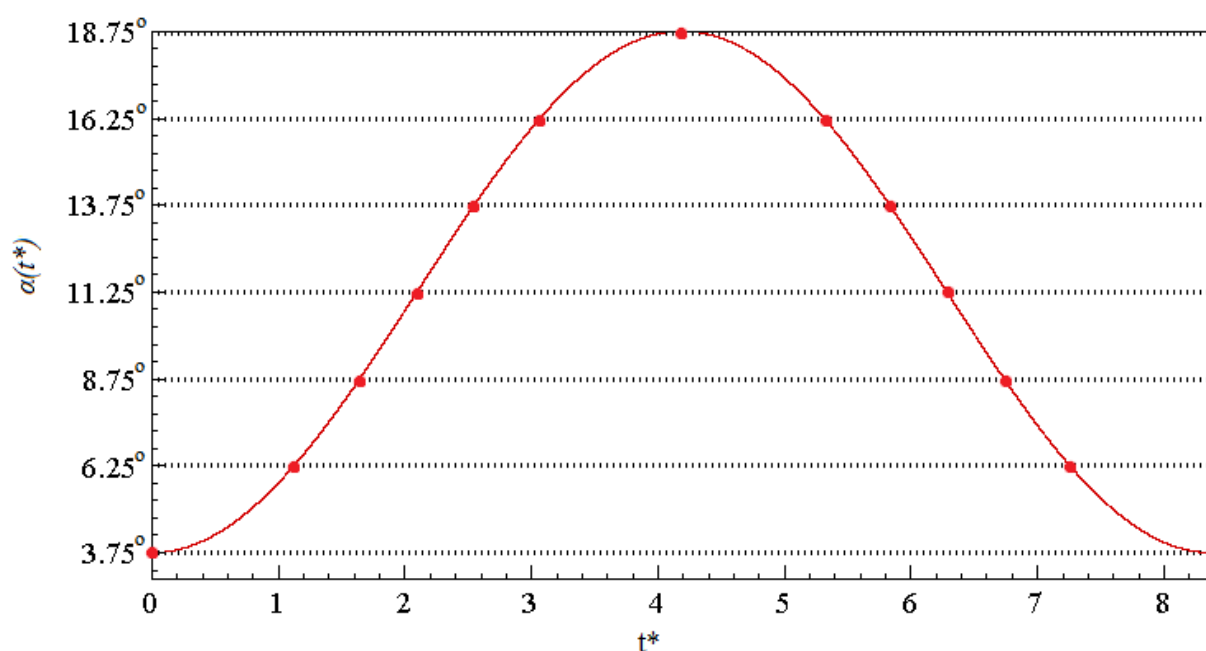
YE, T.; MITTAL, R. ;UDAYKUMAR, H.S.; SHYY, W. An accurate Cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries. **Journal of Computational Physics**, New York, v. 156, p. 209–240, 1999.

ZHU, L.; PESKIN, C. Interaction of two filaments in a flowing soap film. **Physics of Fluids**, New York, v. 15, p. 128-36, 2003.

APÊNDICE A - CAMPOS DE VETORES VELOCIDADE

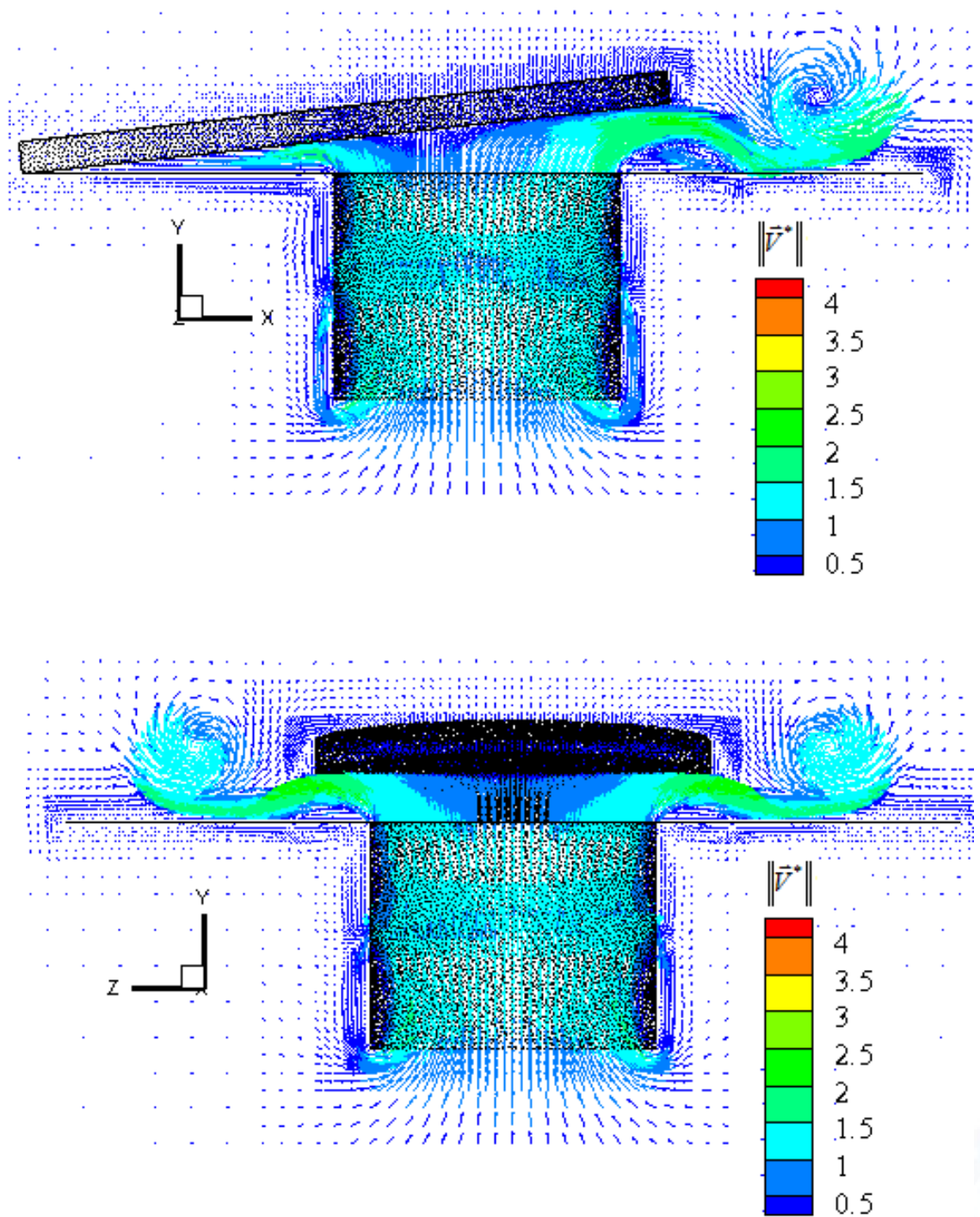
Neste apêndice são apresentados os vetores velocidades dispostos em planos X e Z que passam pelo centro do orifício de alimentação, associados a uma escala de cores referente à norma dos vetores. A Fig. A1 apresenta a variação do ângulo α em função do tempo adimensional. Os pontos no gráfico indicam as posições em que os resultados foram apresentados.

Figura A1. Variação do ângulo de inclinação α em função do tempo adimensional



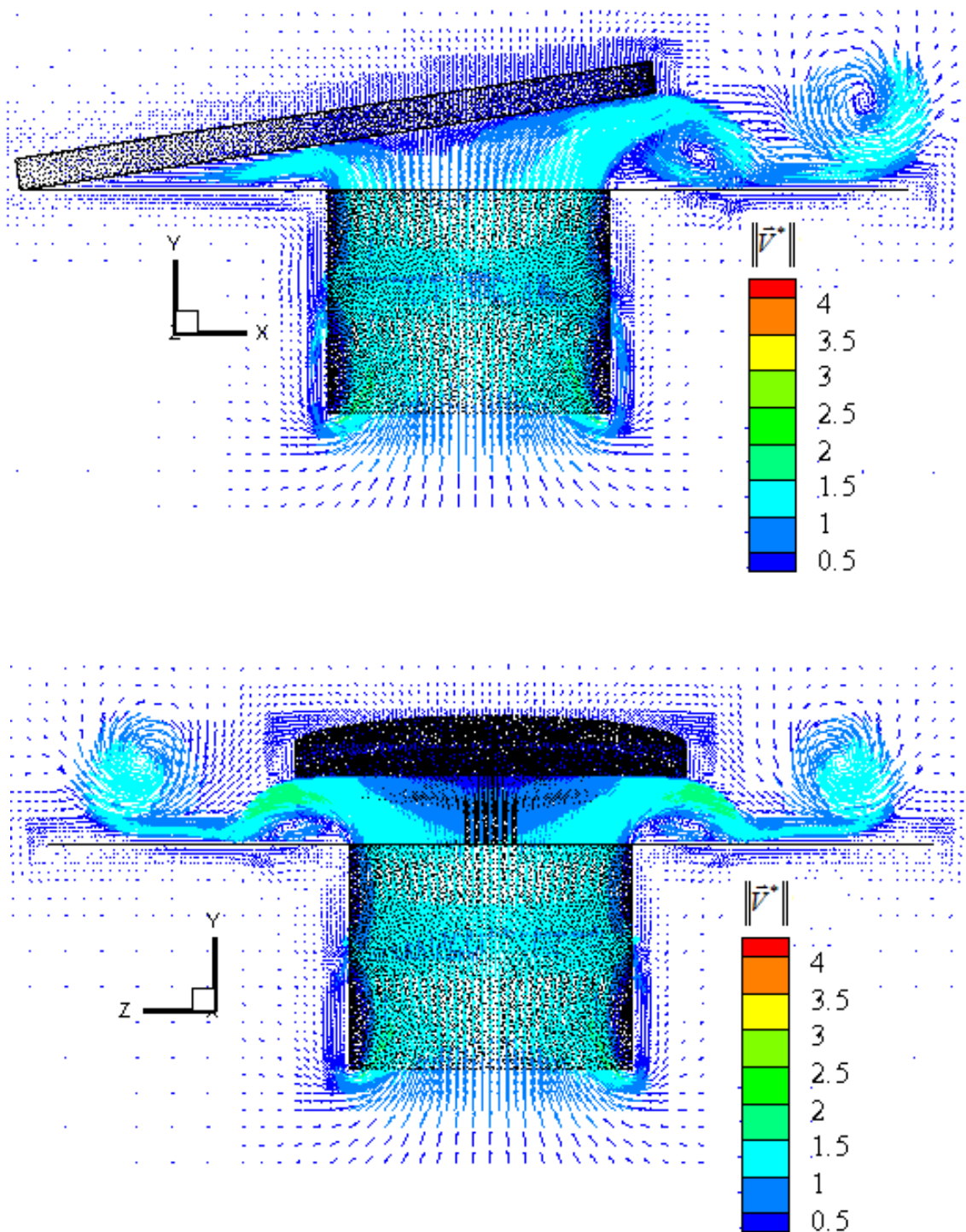
Fonte: Próprio autor.

Figura A2. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 1000



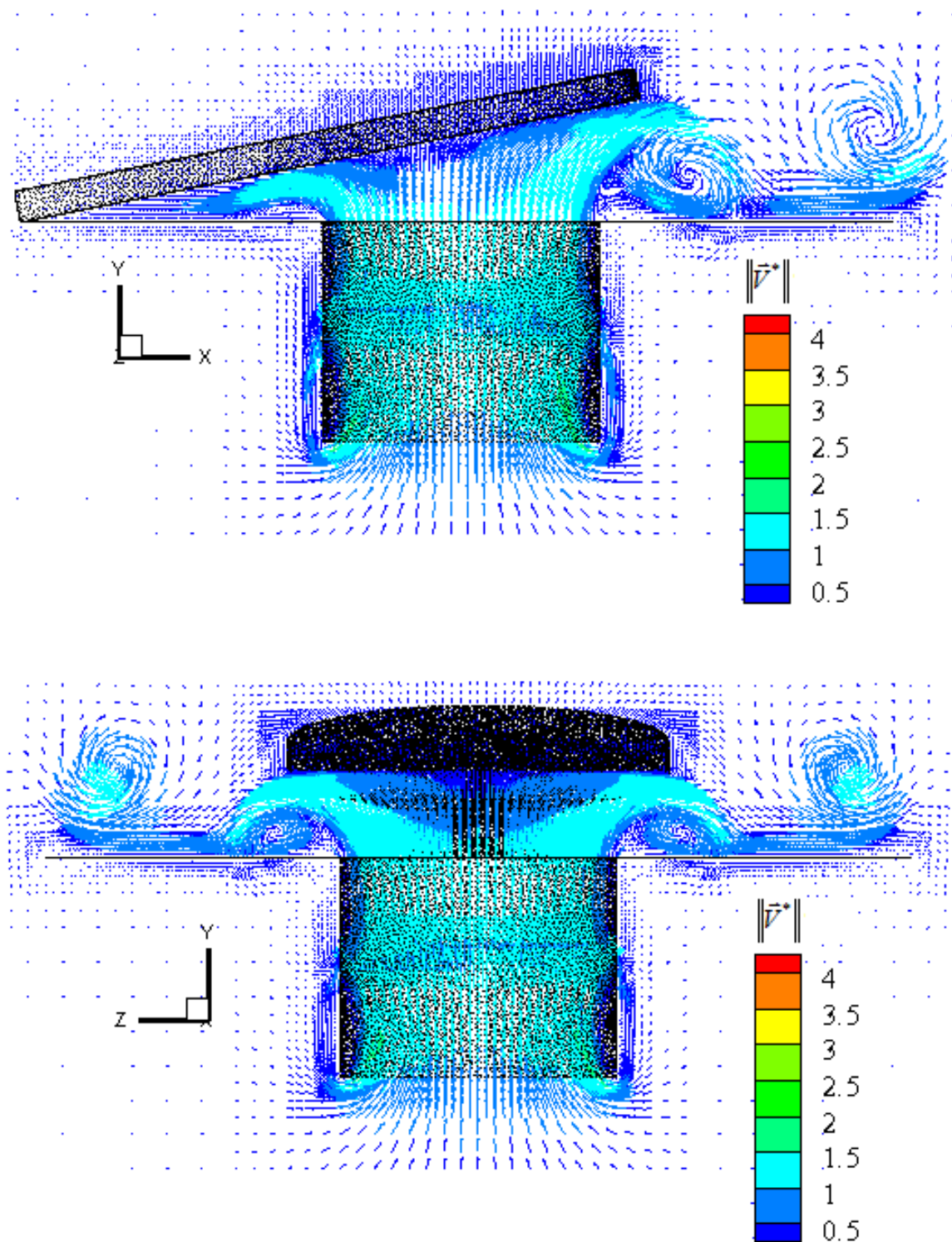
Fonte: Próprio autor.

Figura A3. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 1000.º



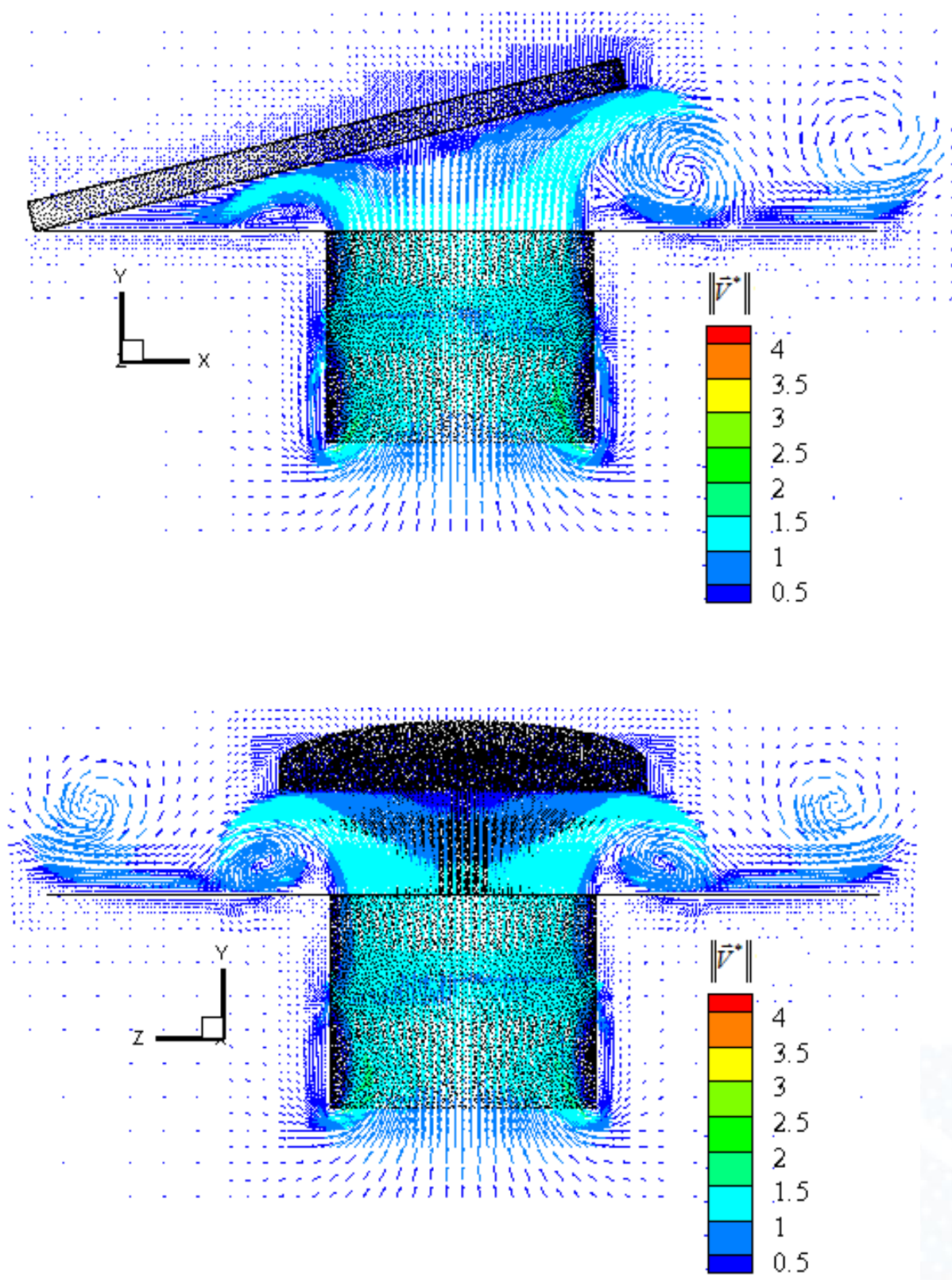
Fonte: Próprio autor.

Figura A4. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 1000.



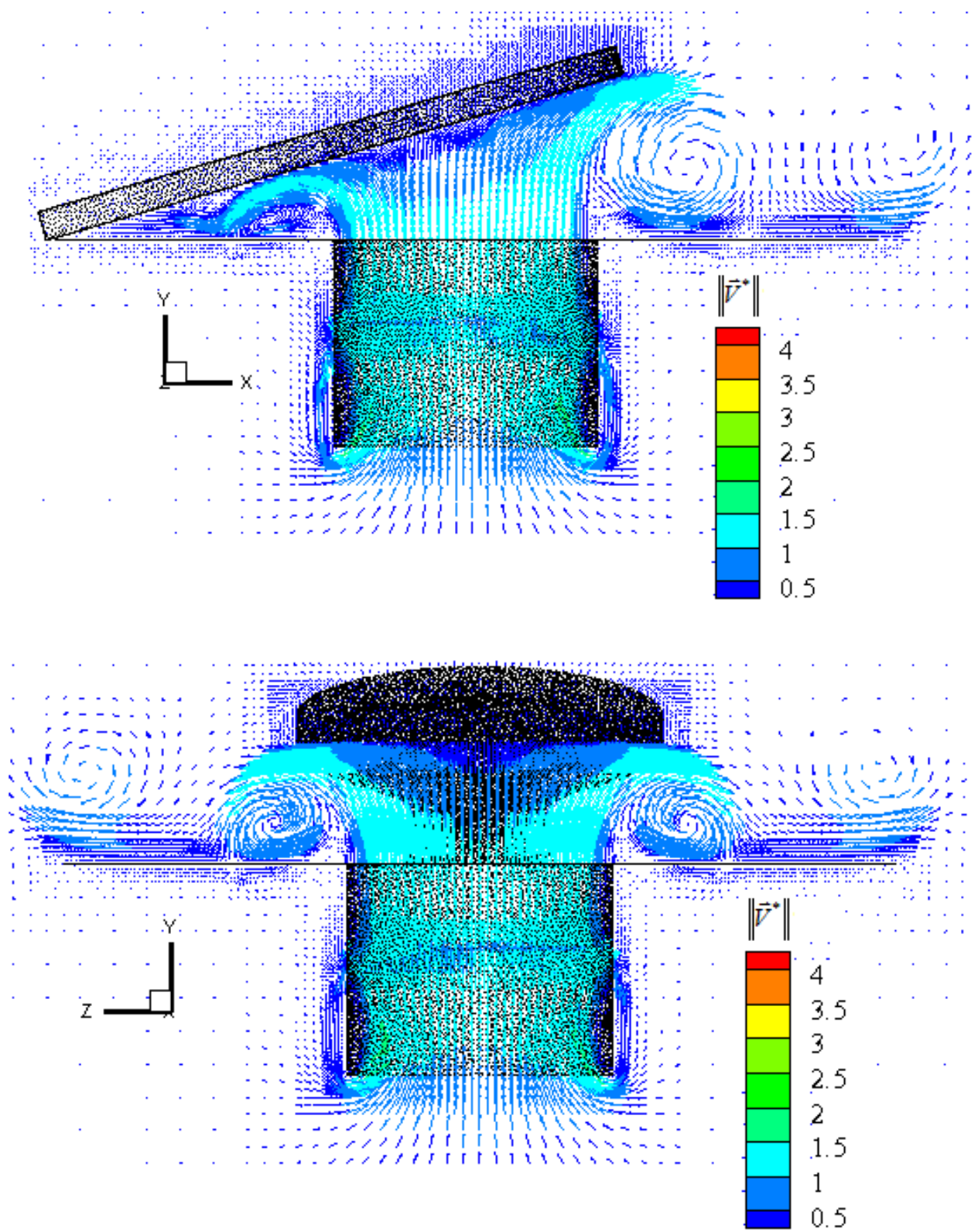
Fonte: Próprio autor.

Figura A5. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 1000.



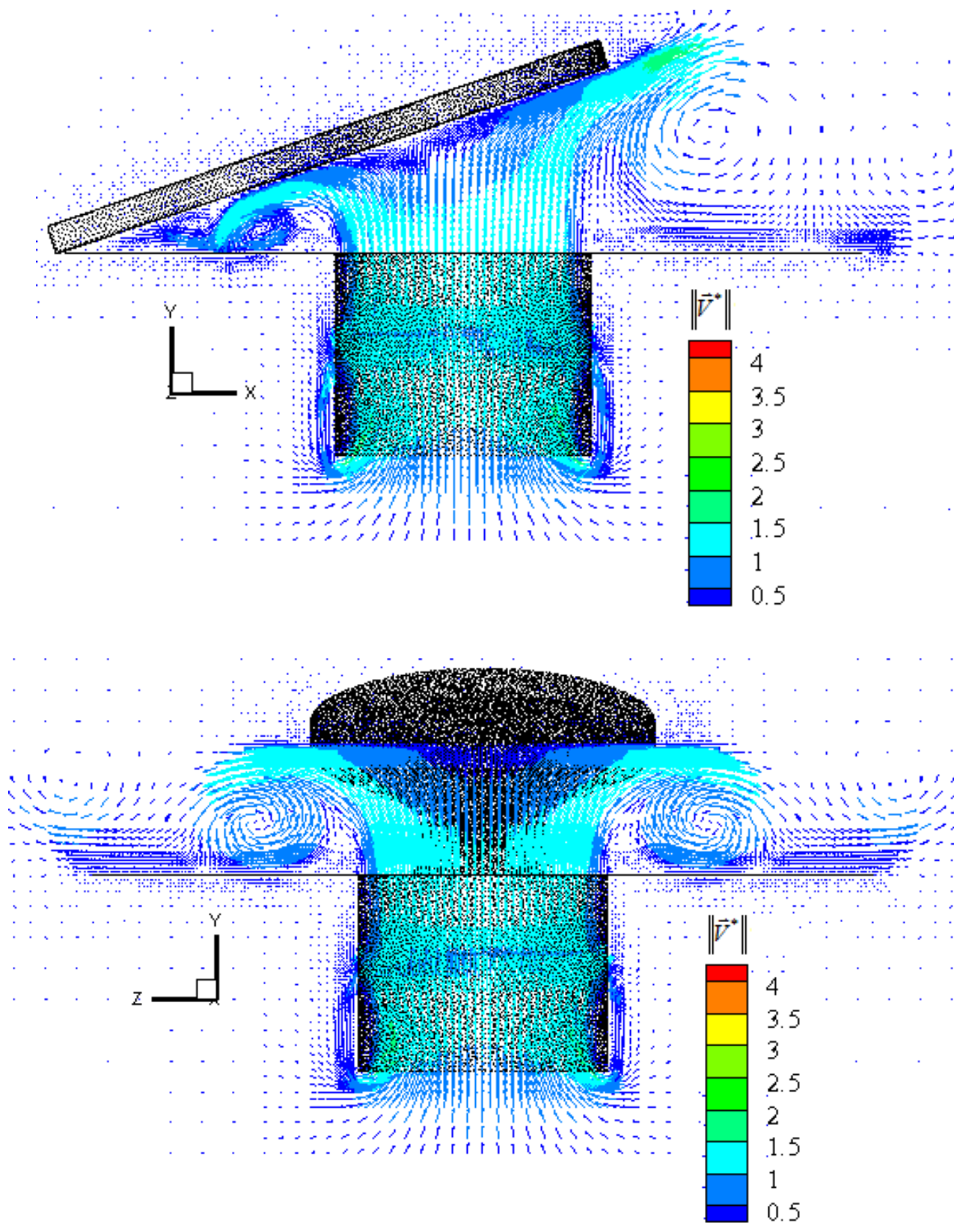
Fonte: Próprio autor.

Figura A6. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 1000.



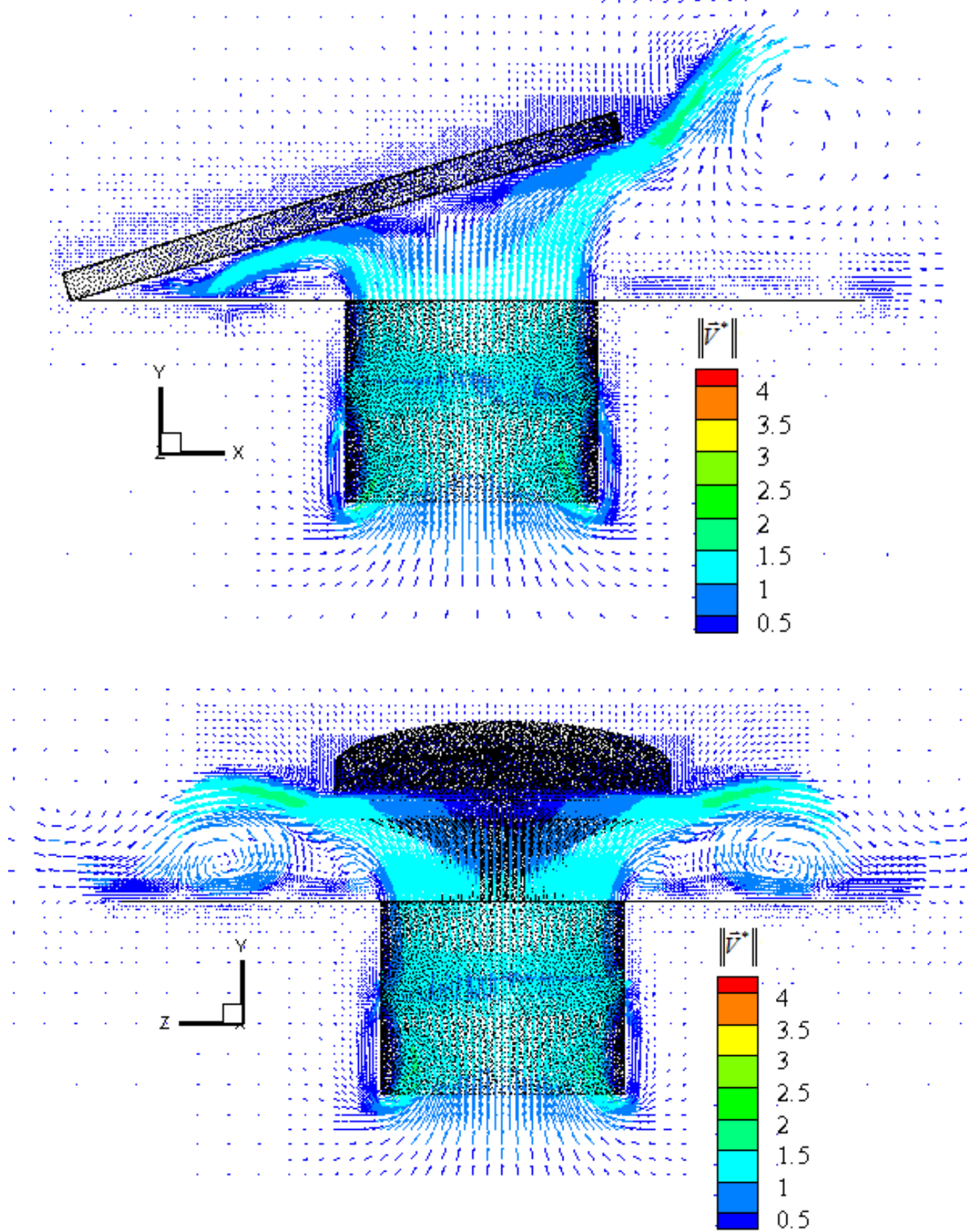
Fonte: Próprio autor.

Figura A7. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=18,75^\circ$. Reynolds 1000.



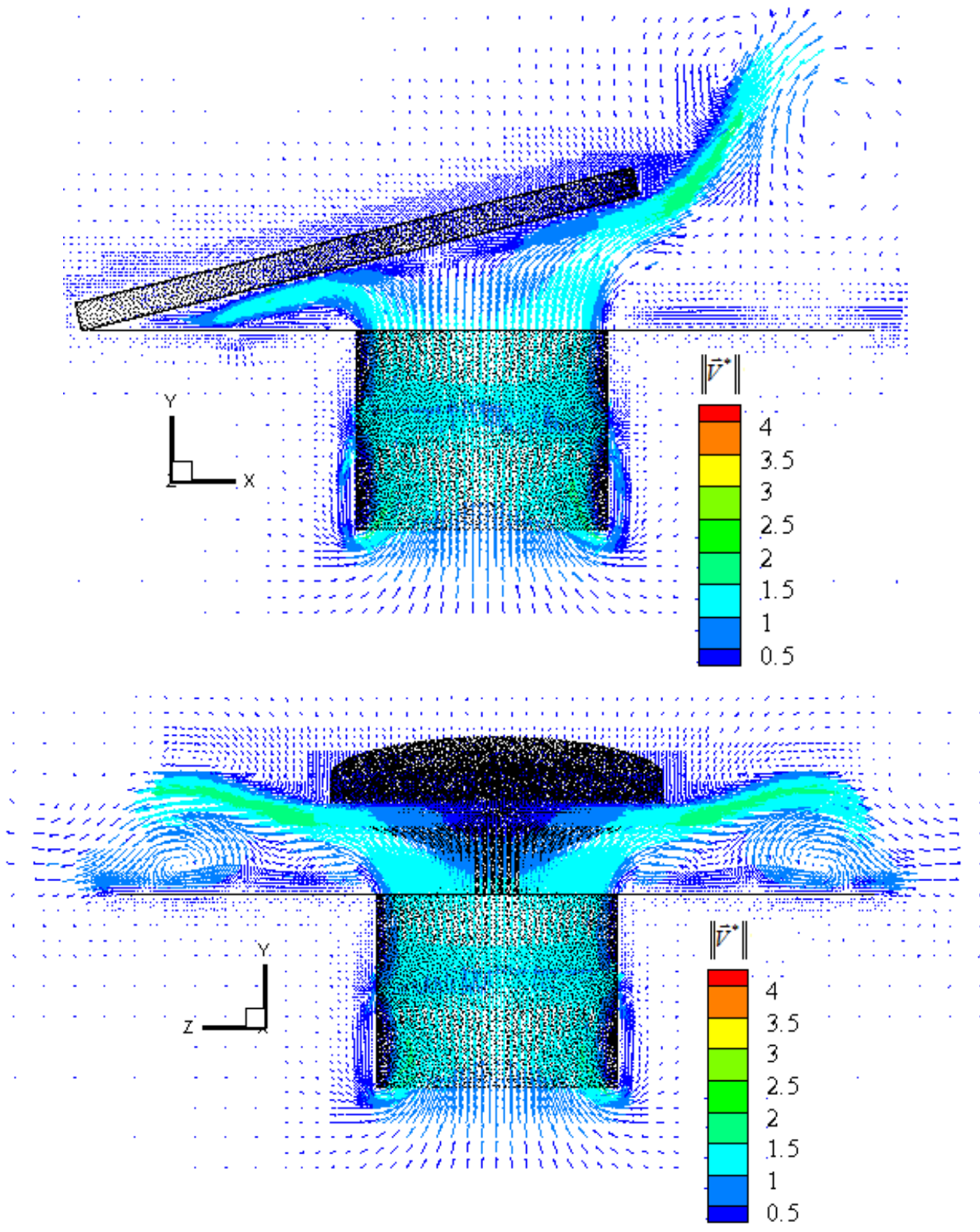
Fonte: Próprio autor.

Figura A8. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 1000.



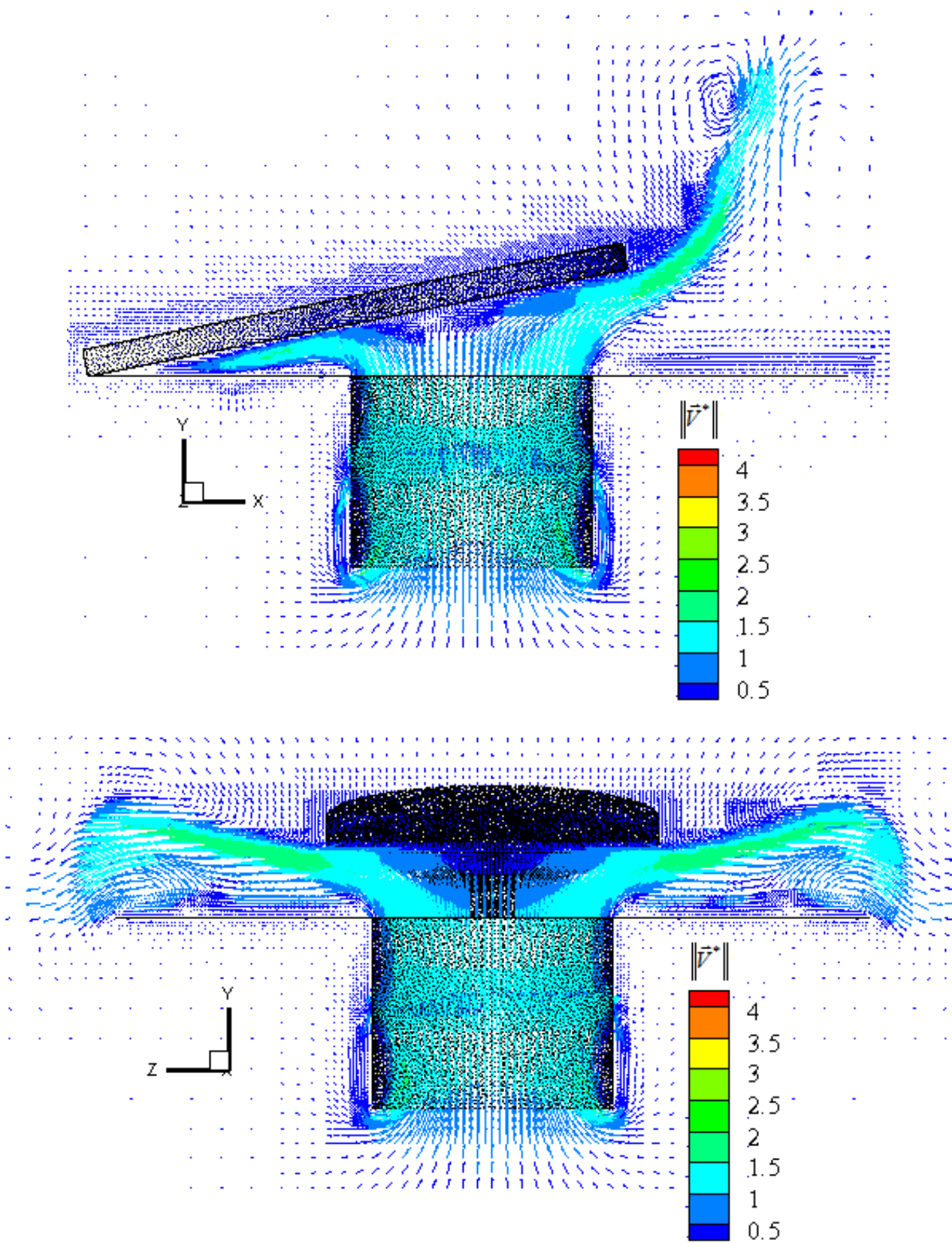
Fonte: Próprio autor.

Figura A9. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 1000.



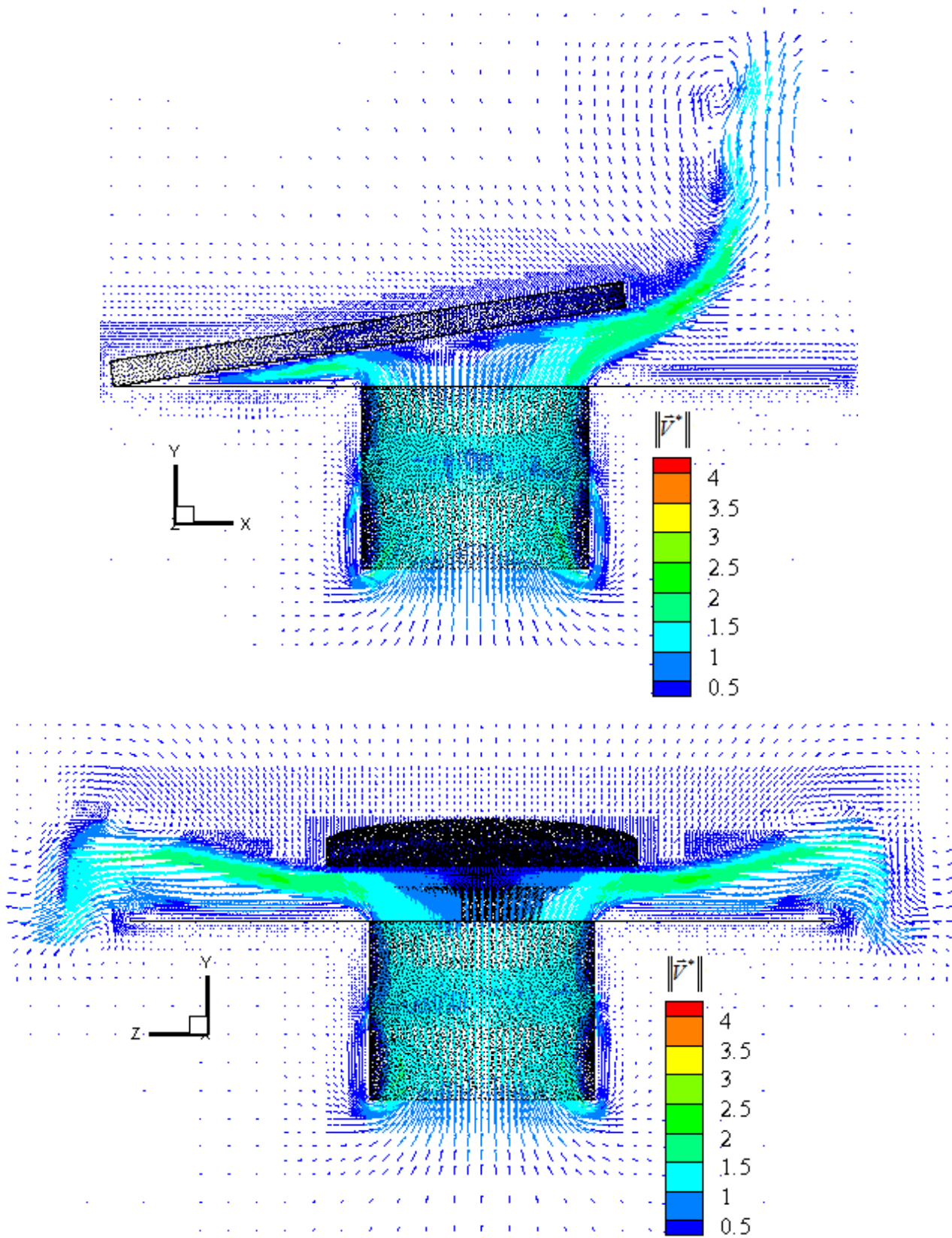
Fonte: Próprio autor.

Figura A10. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 1000.



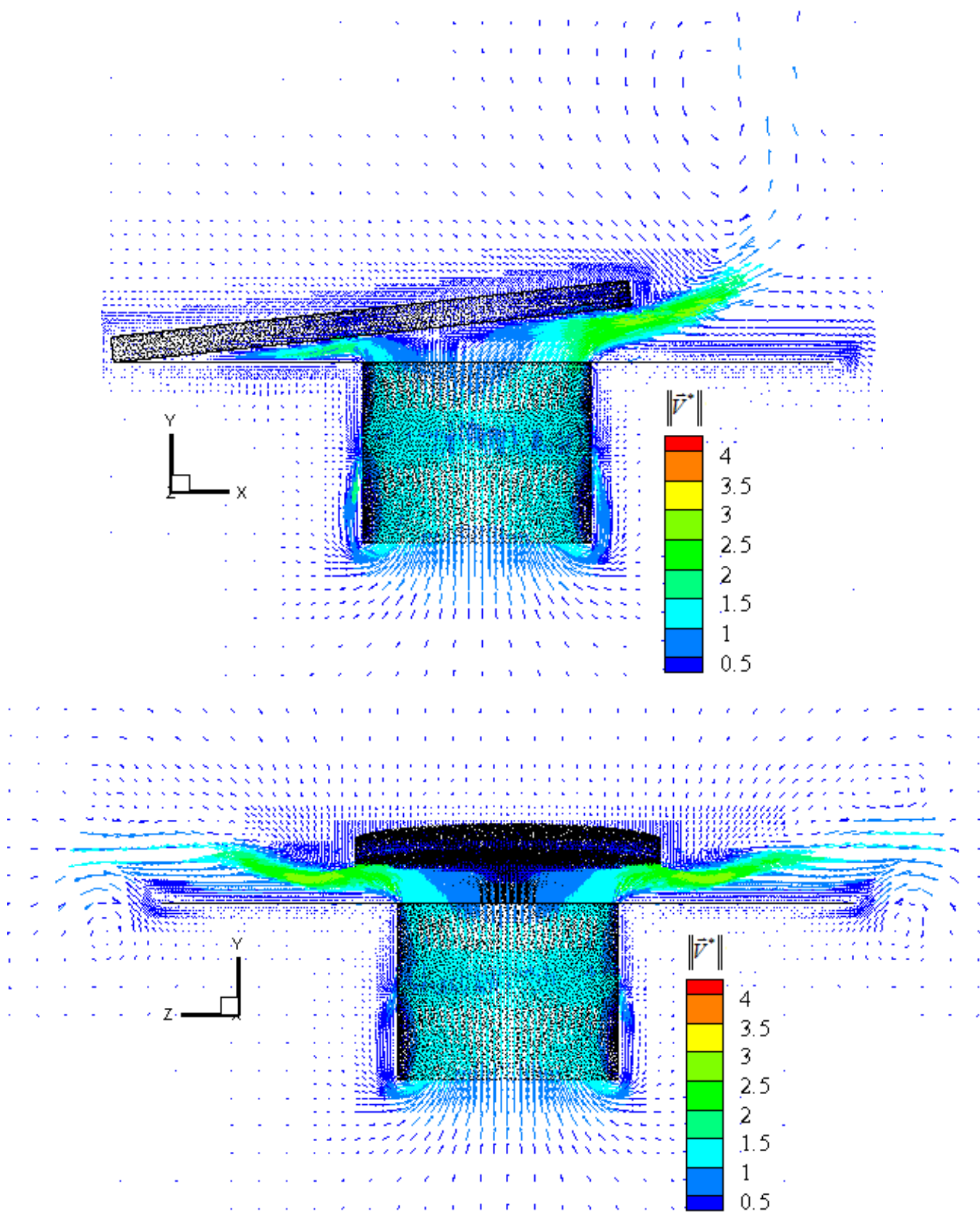
Fonte: Próprio autor.

Figura A11. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 1000.



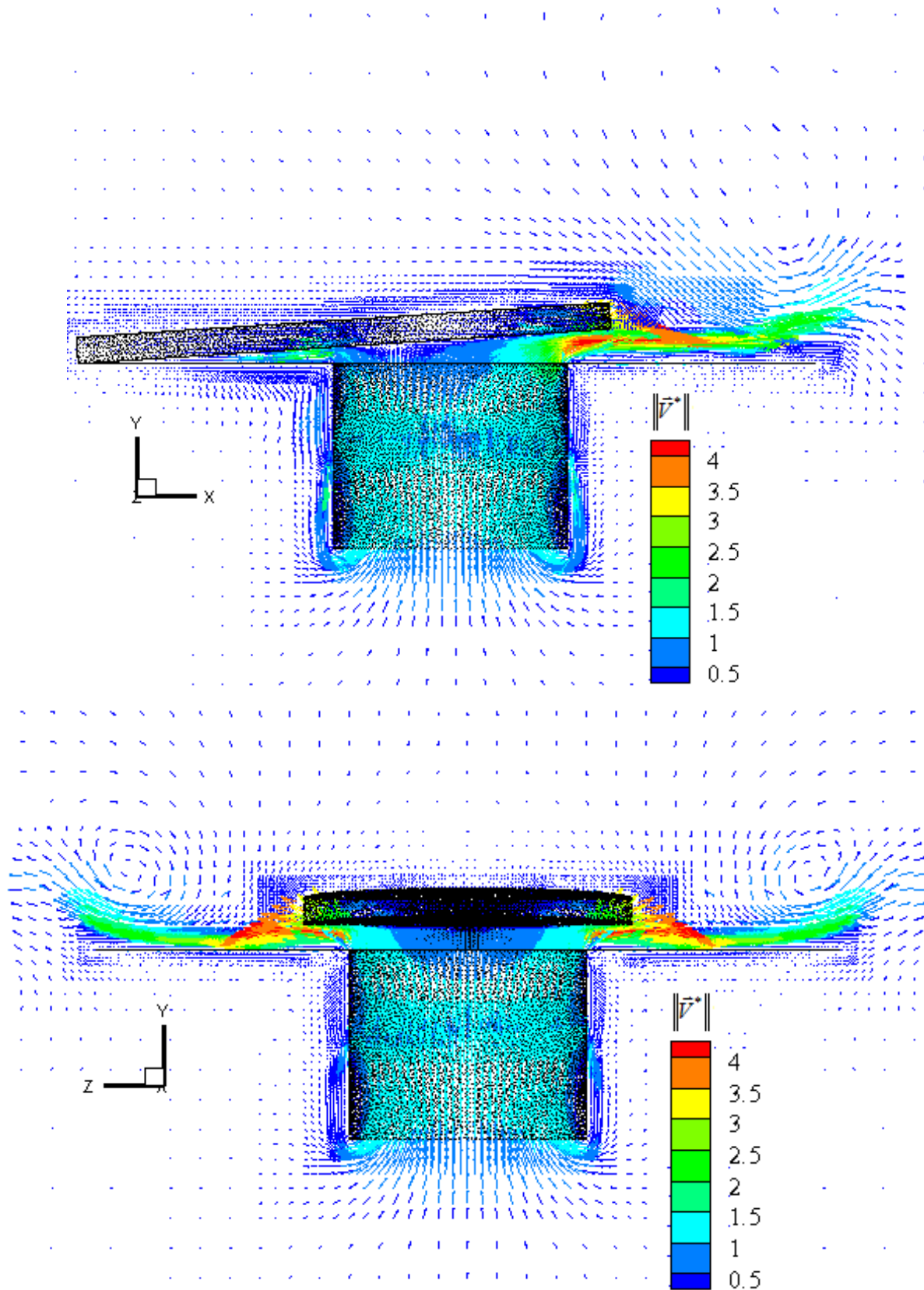
Fonte: Próprio autor.

Figura A12. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 1000



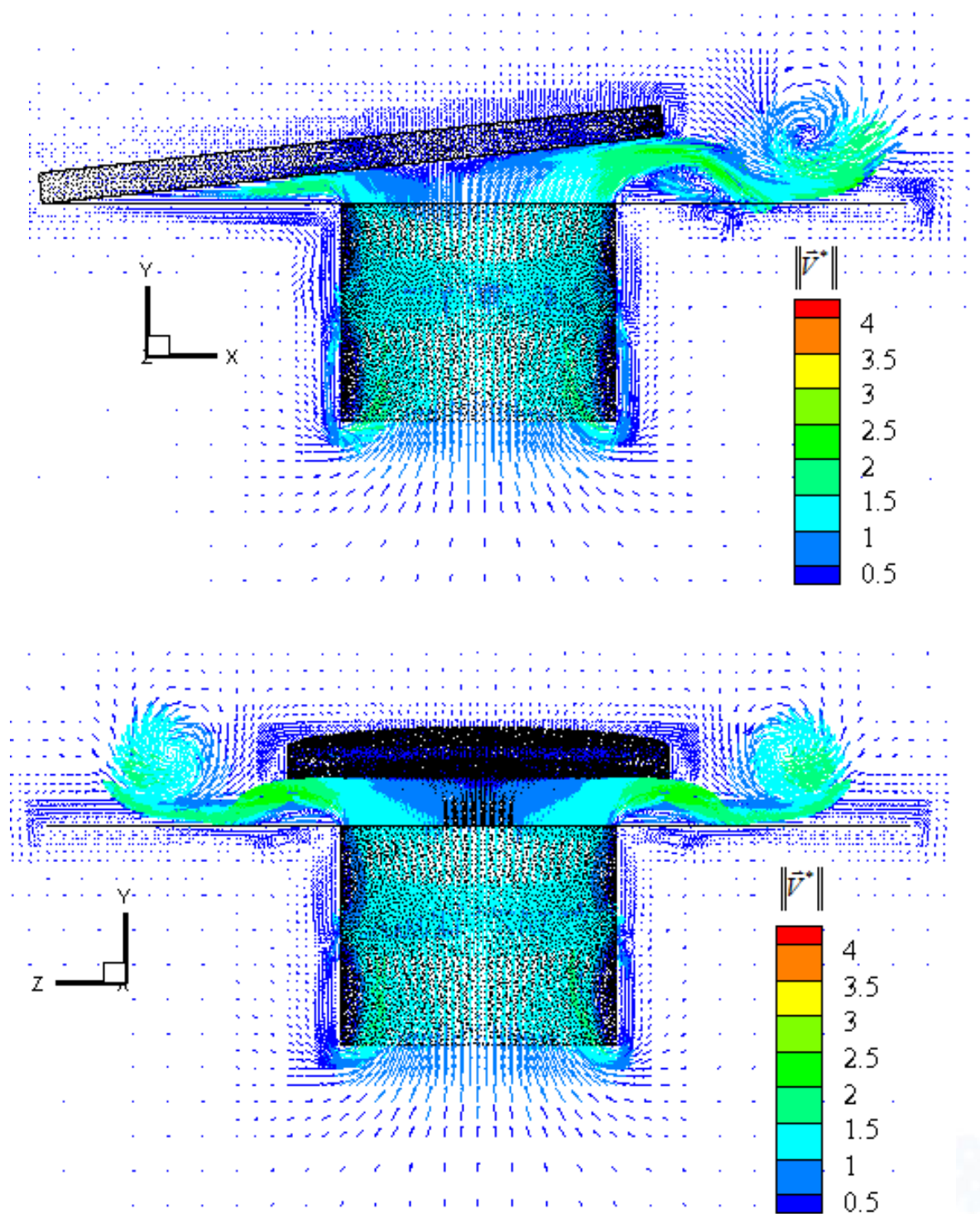
Fonte: Próprio autor.

Figura A13. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=3,75^\circ$. Reynolds 1000.



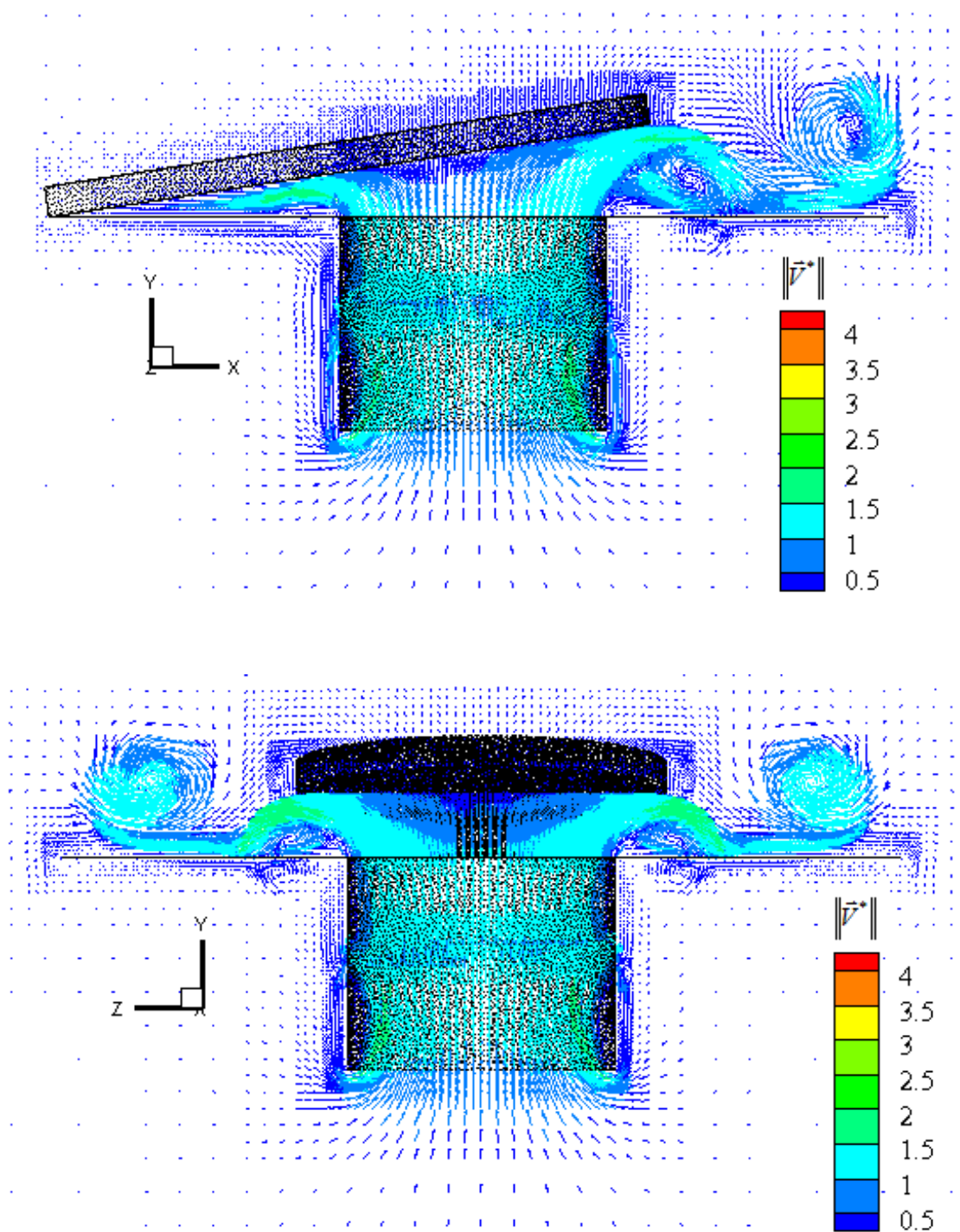
Fonte: Próprio autor.

Figura A14. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 2000



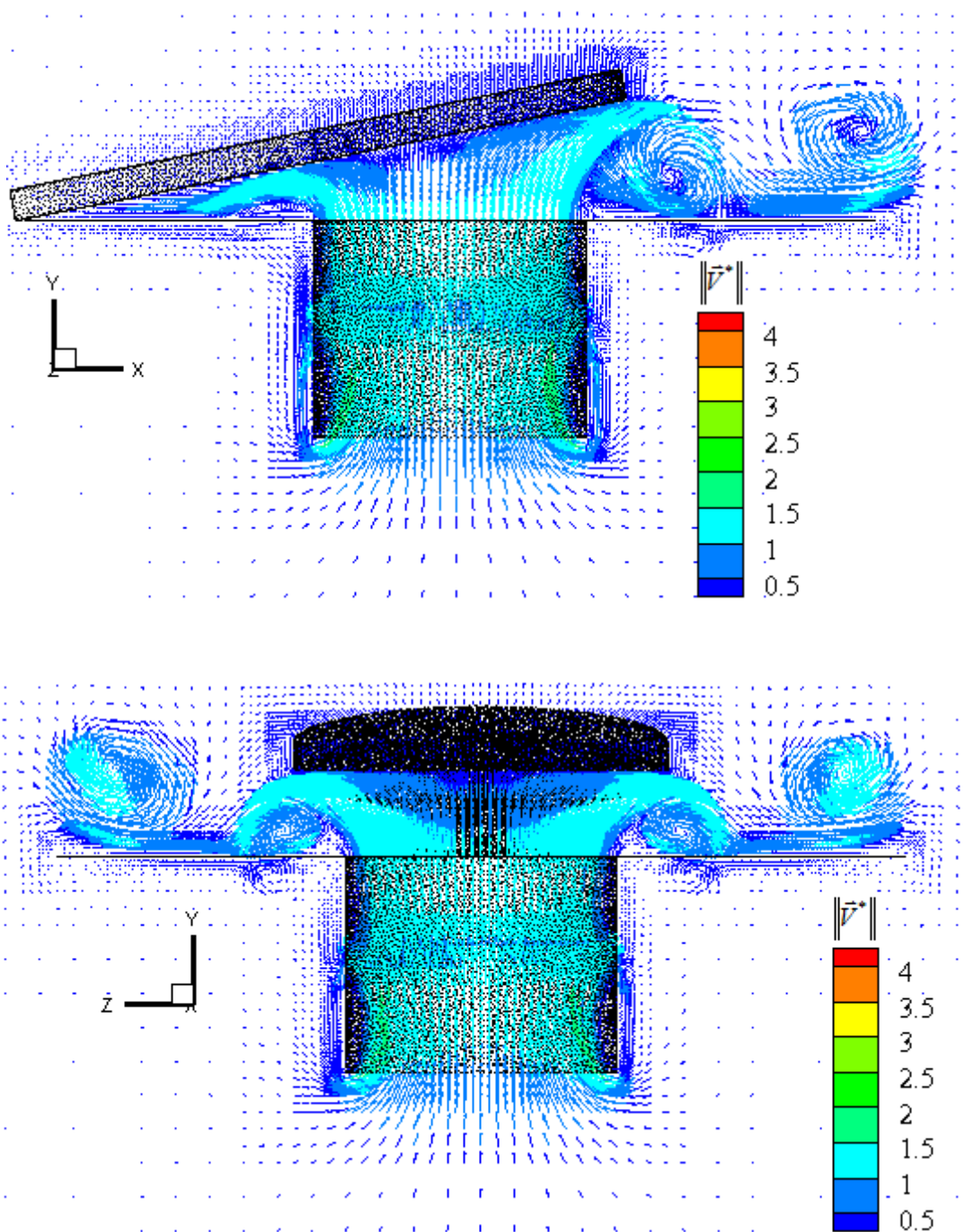
Fonte: Próprio autor.

Figura A15. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 2000.



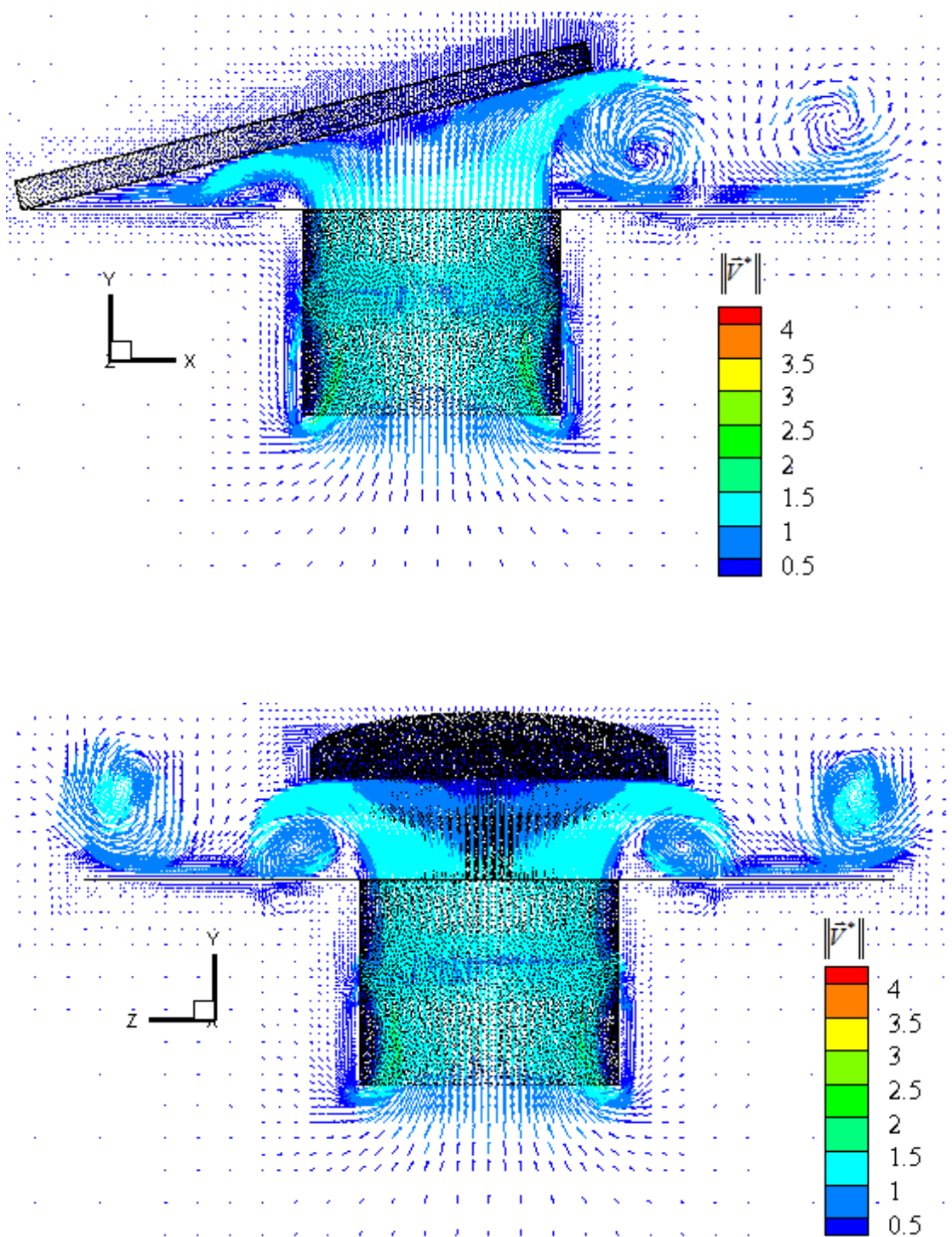
Fonte: Próprio autor.

Figura A16. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 2000



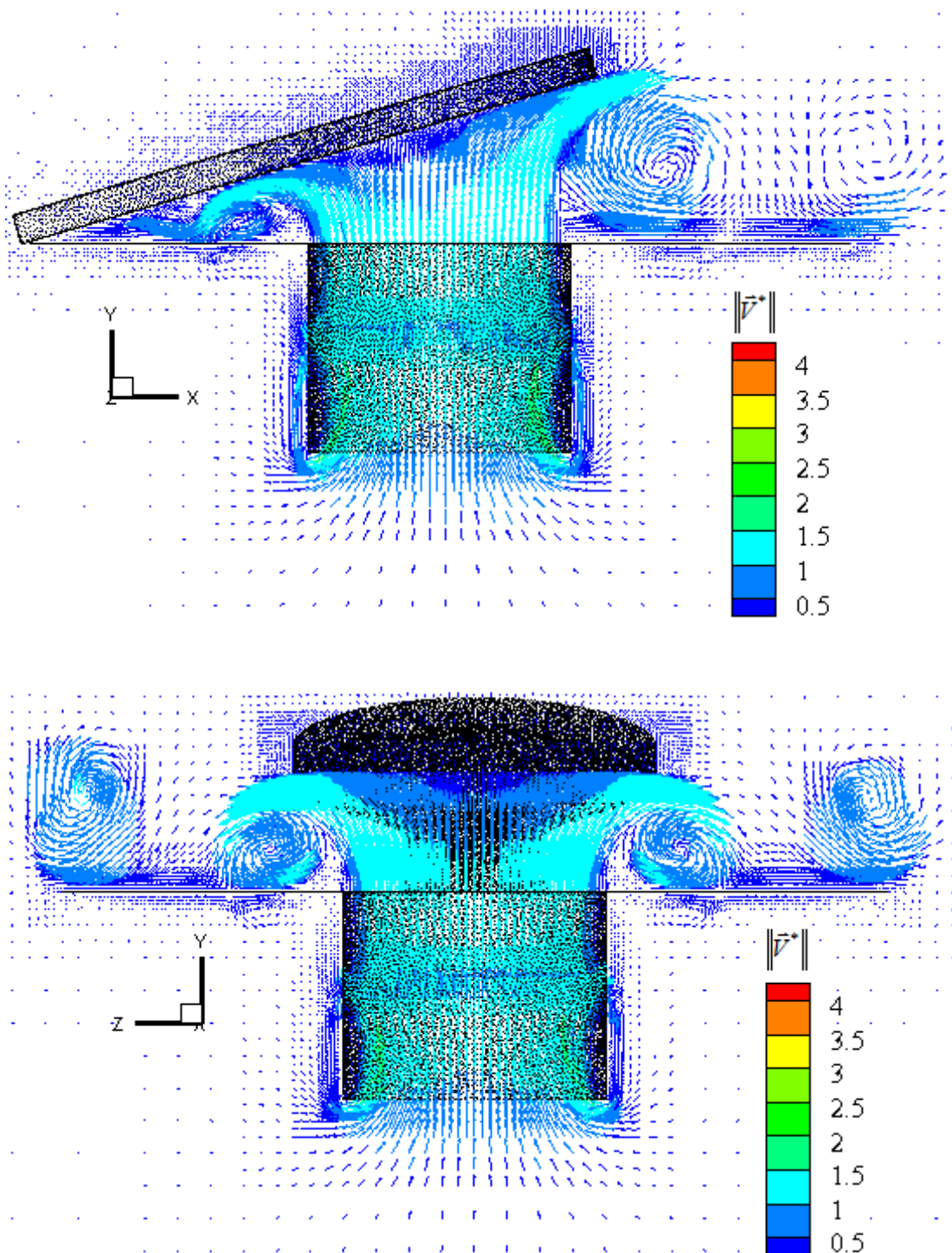
Fonte: Próprio autor.

Figura A17. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 2000



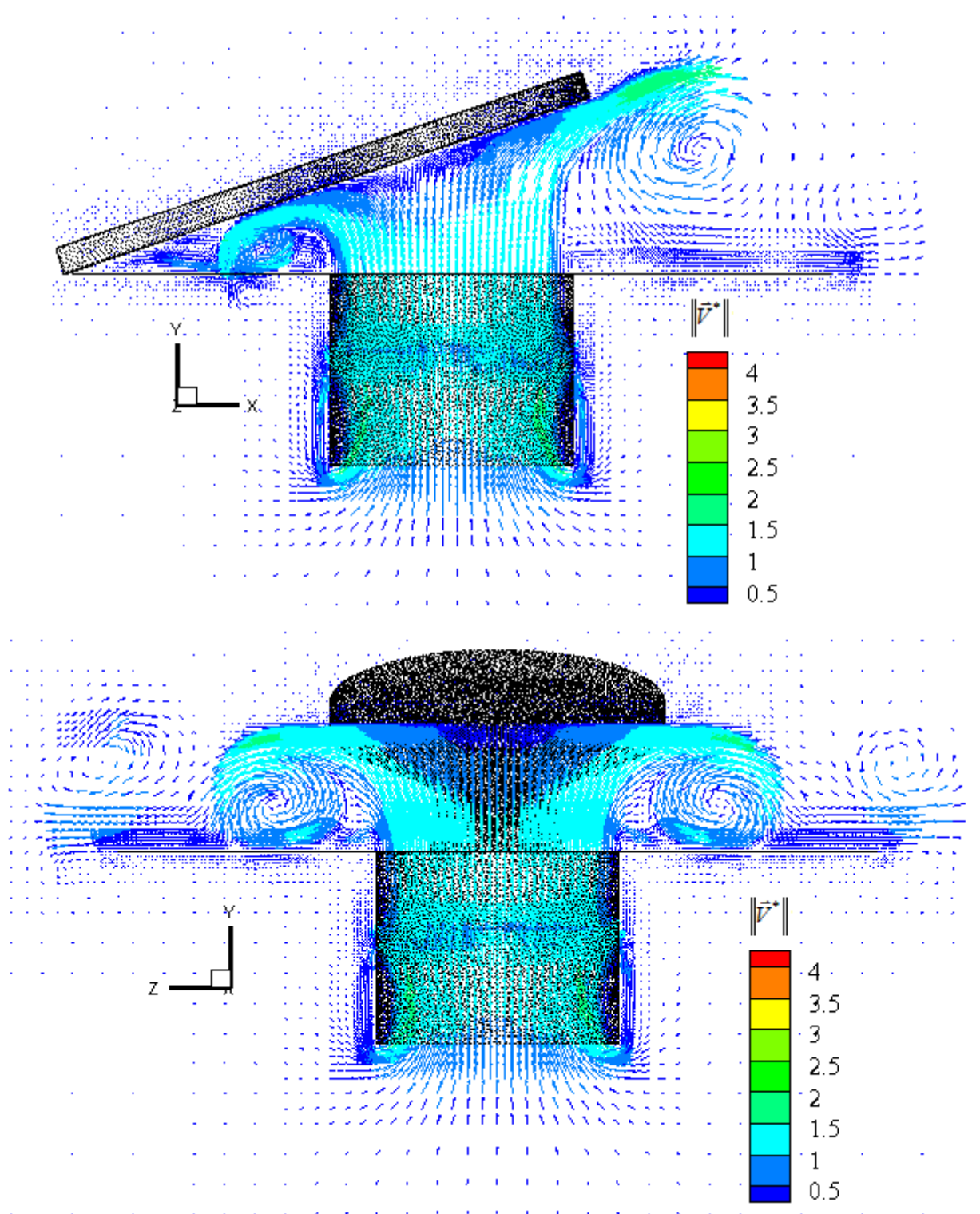
Fonte: Próprio autor.

Figura A18. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 2000



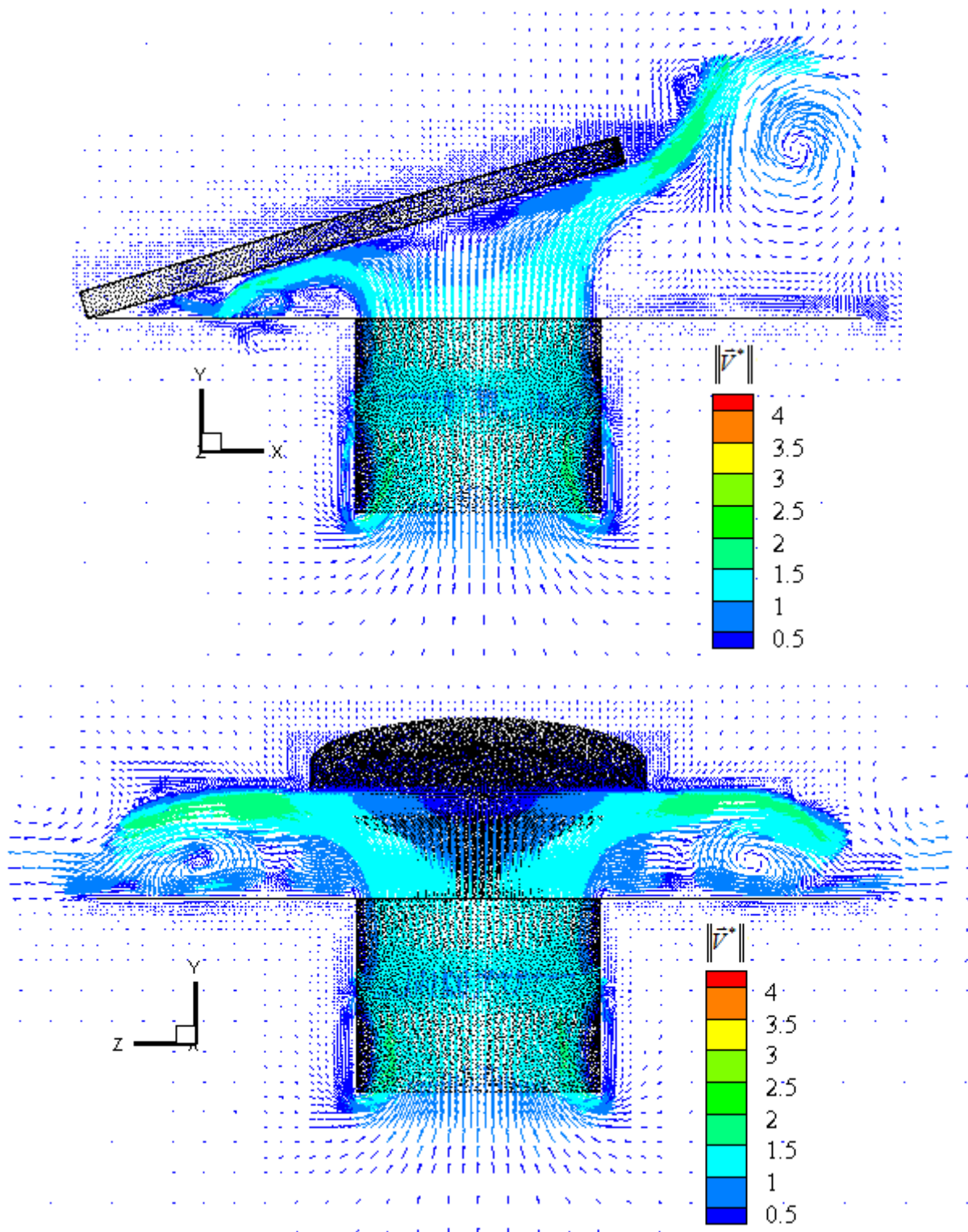
Fonte: Próprio autor.

Figura A19. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=18,75^\circ$. Reynolds 2000



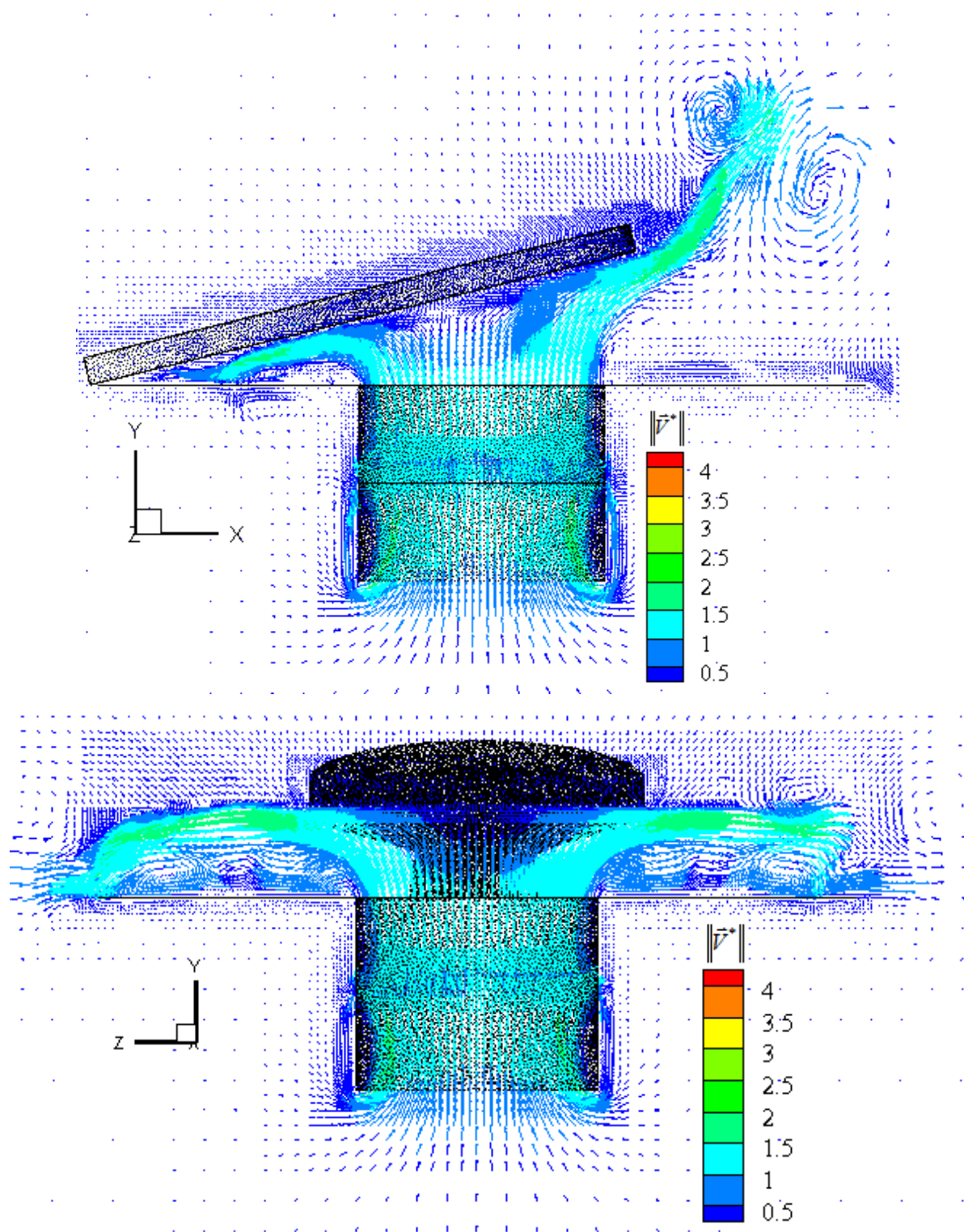
Fonte: Próprio autor.

Figura A20. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 2000



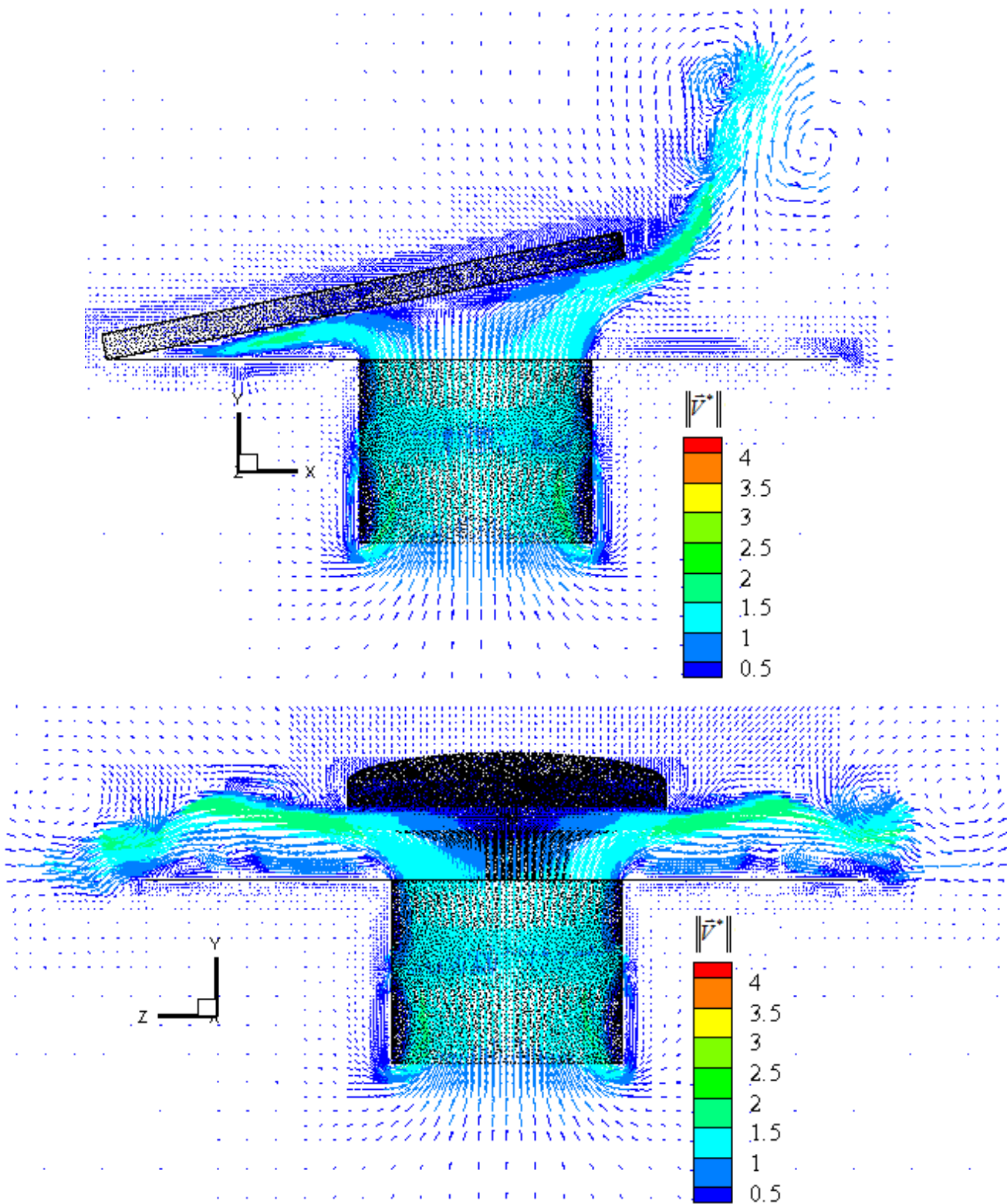
Fonte: Próprio autor.

Figura A21. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 2000



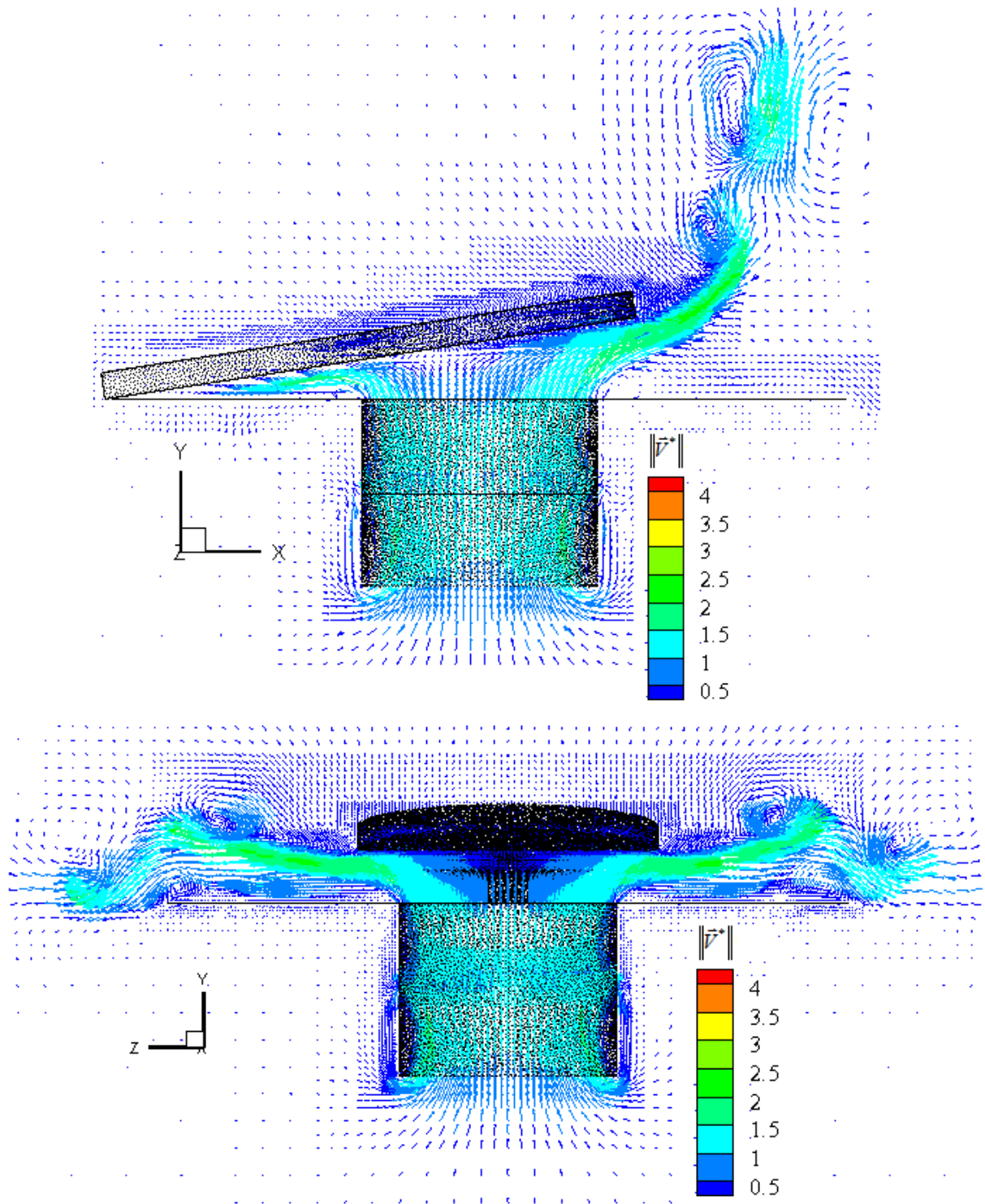
Fonte: Próprio autor.

Figura A22. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 2000



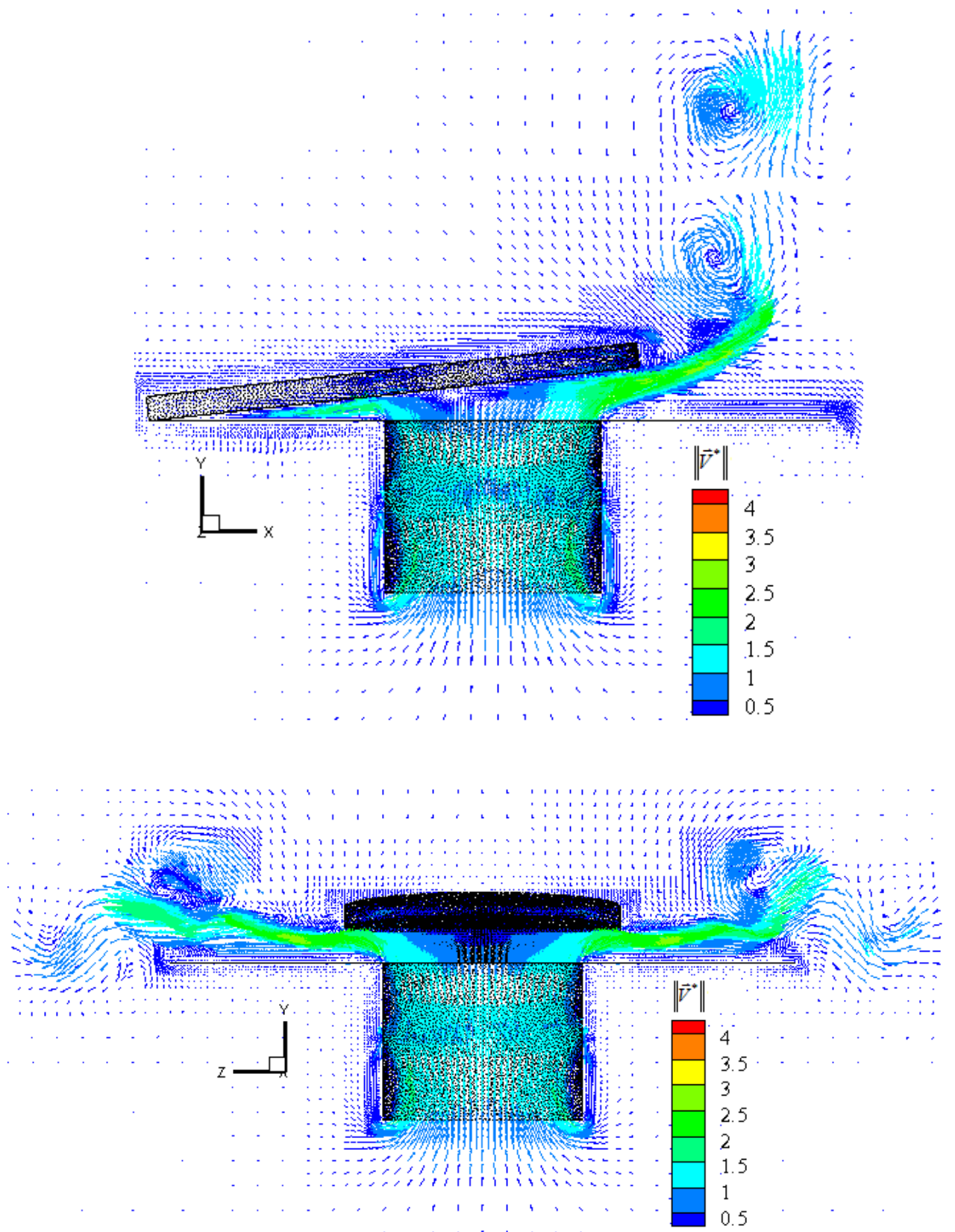
Fonte: Próprio autor.

Figura A23. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 2000



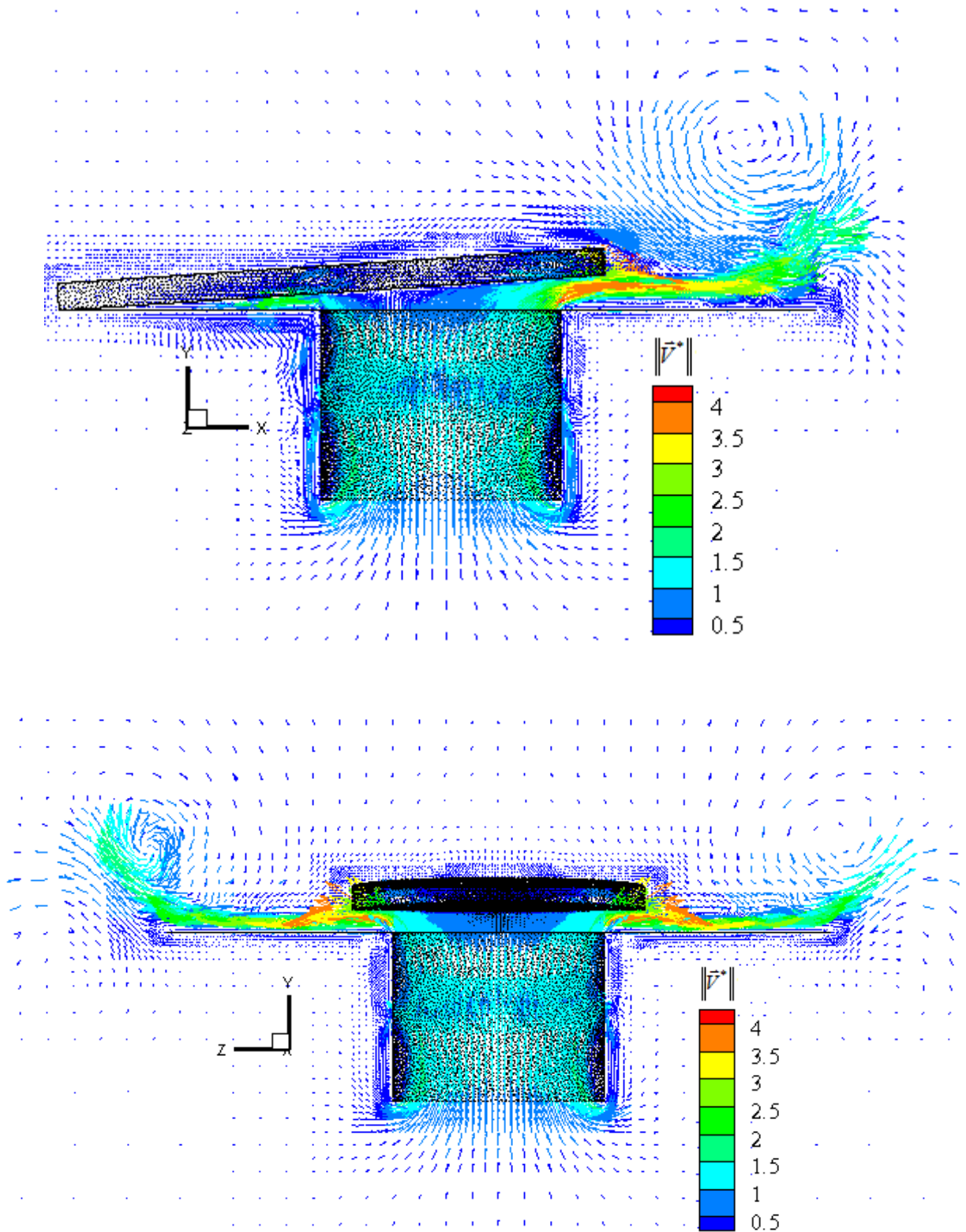
Fonte: Próprio autor.

Figura A24. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 2000



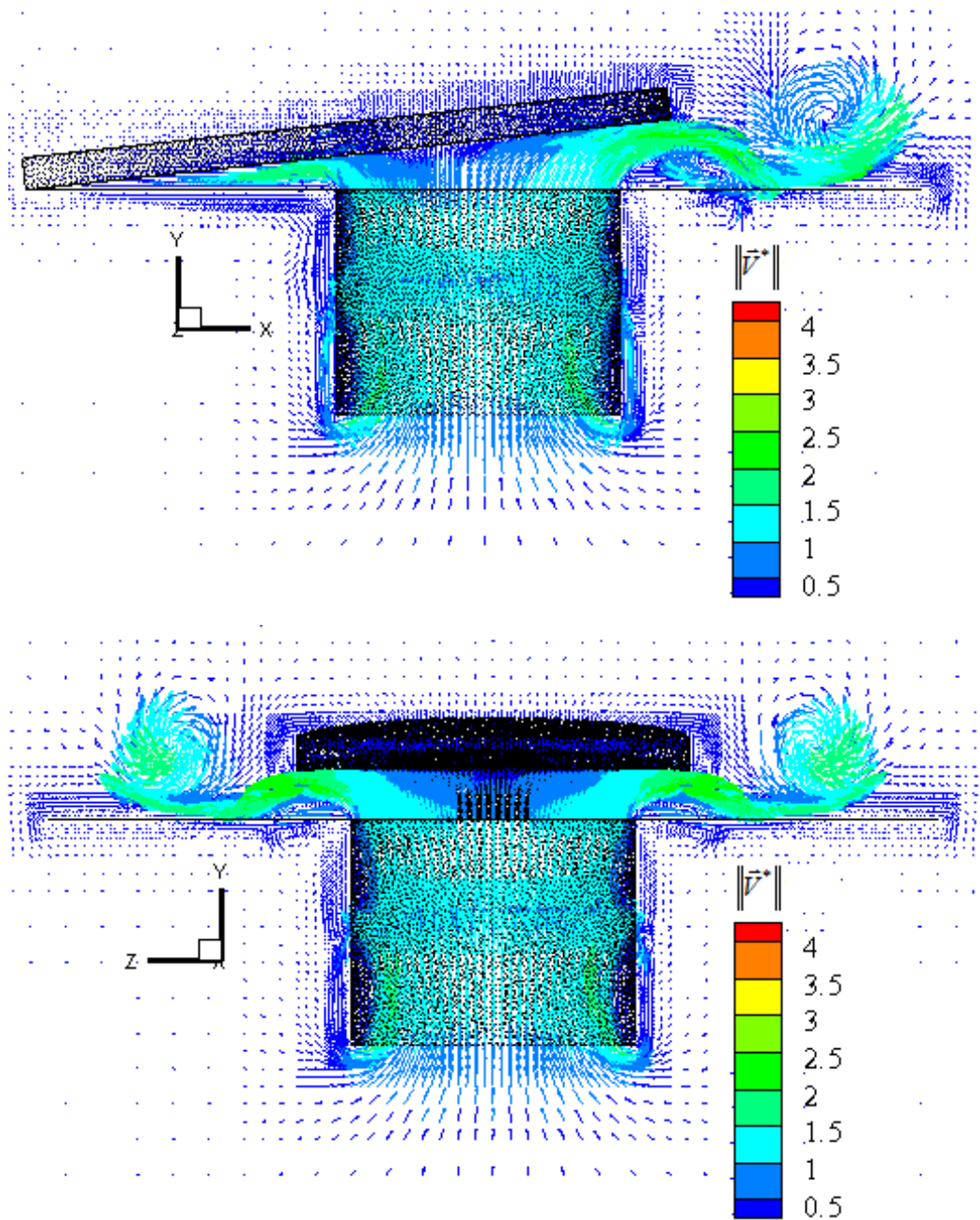
Fonte: Próprio autor.

Figura A25. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=3,75^\circ$. Reynolds 2000



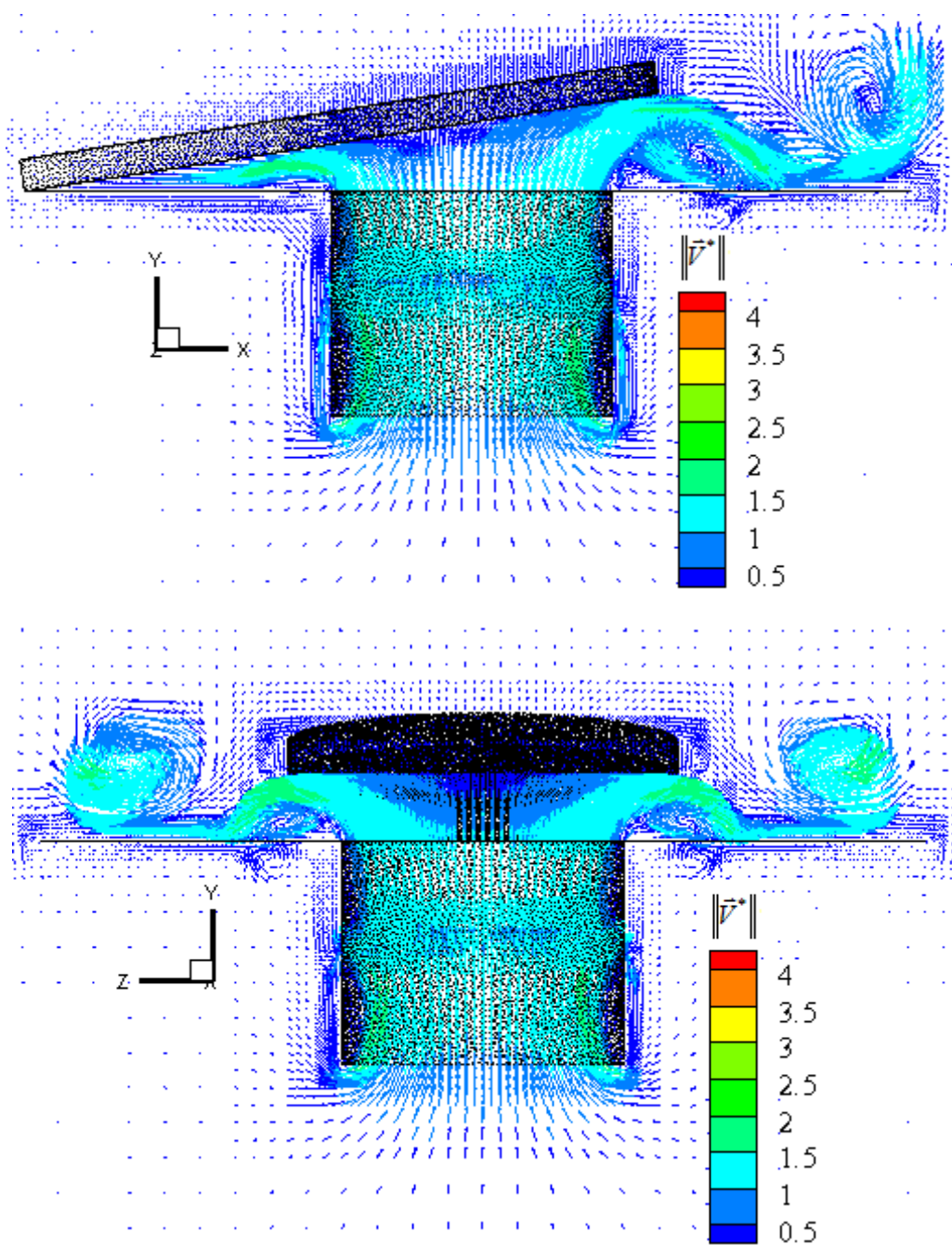
Fonte: Próprio autor.

Figura A26. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 3000



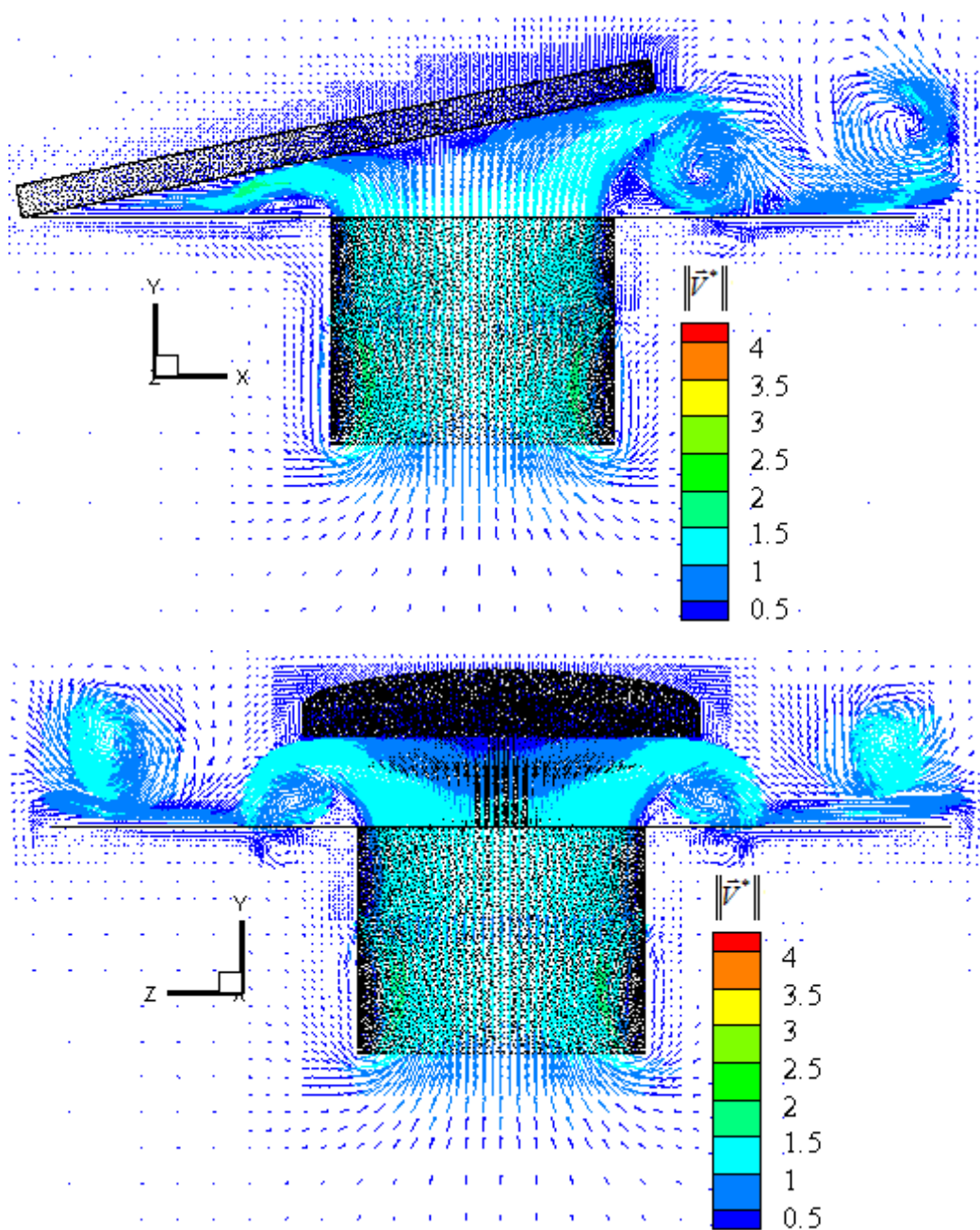
Fonte: Próprio autor.

Figura A27. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 3000.



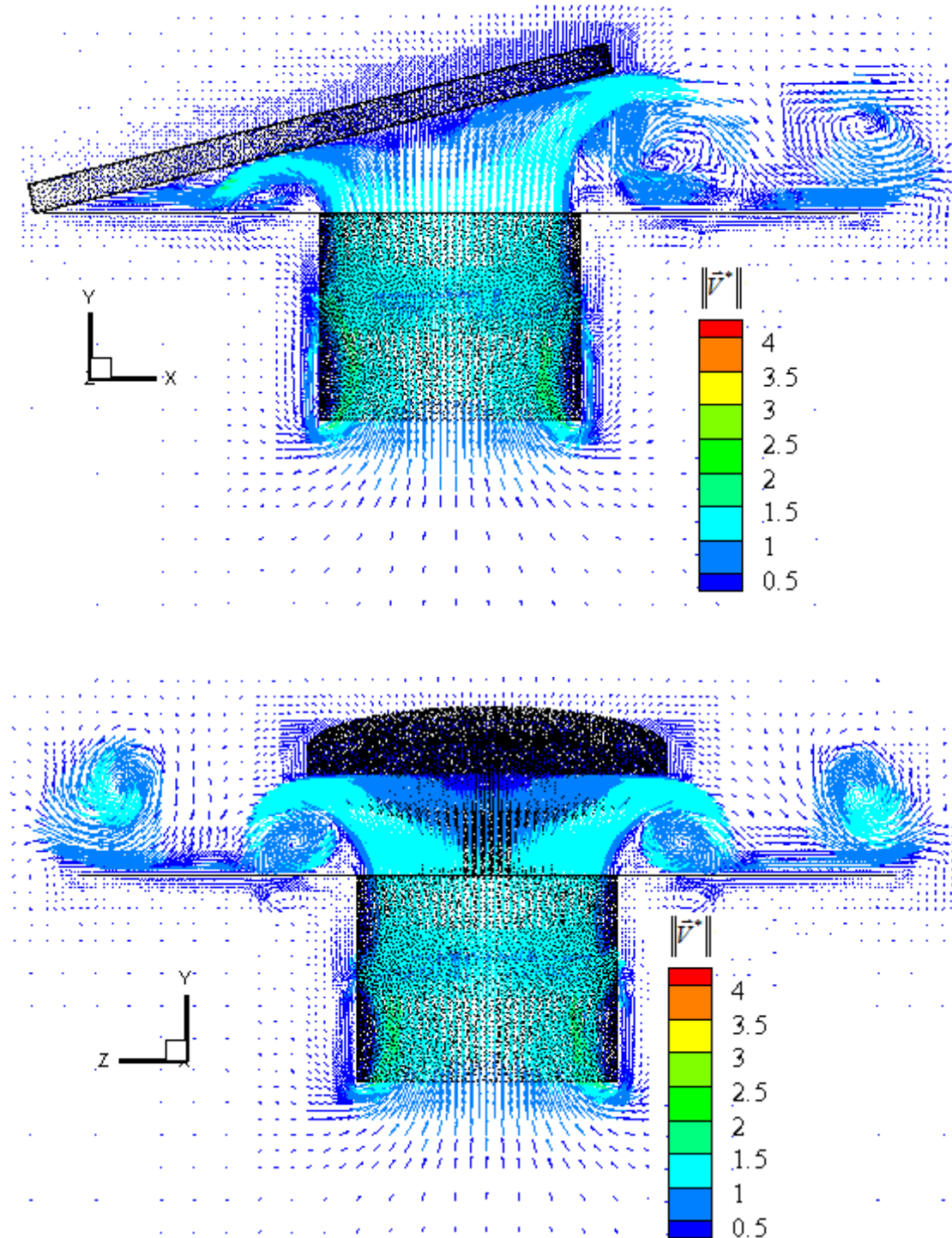
Fonte: Próprio autor.

Figura A28. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 3000



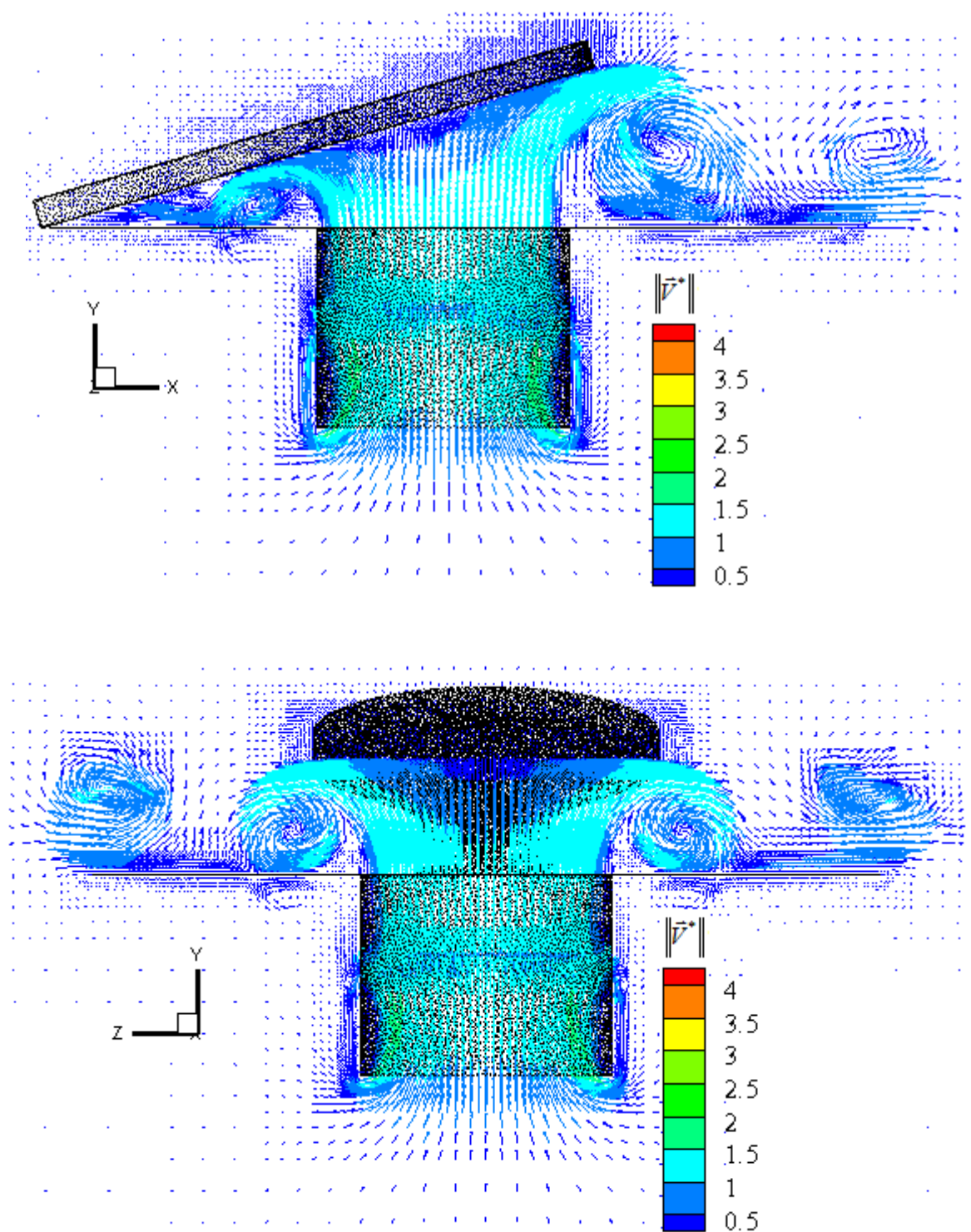
Fonte: Próprio autor.

Figura A29. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 3000



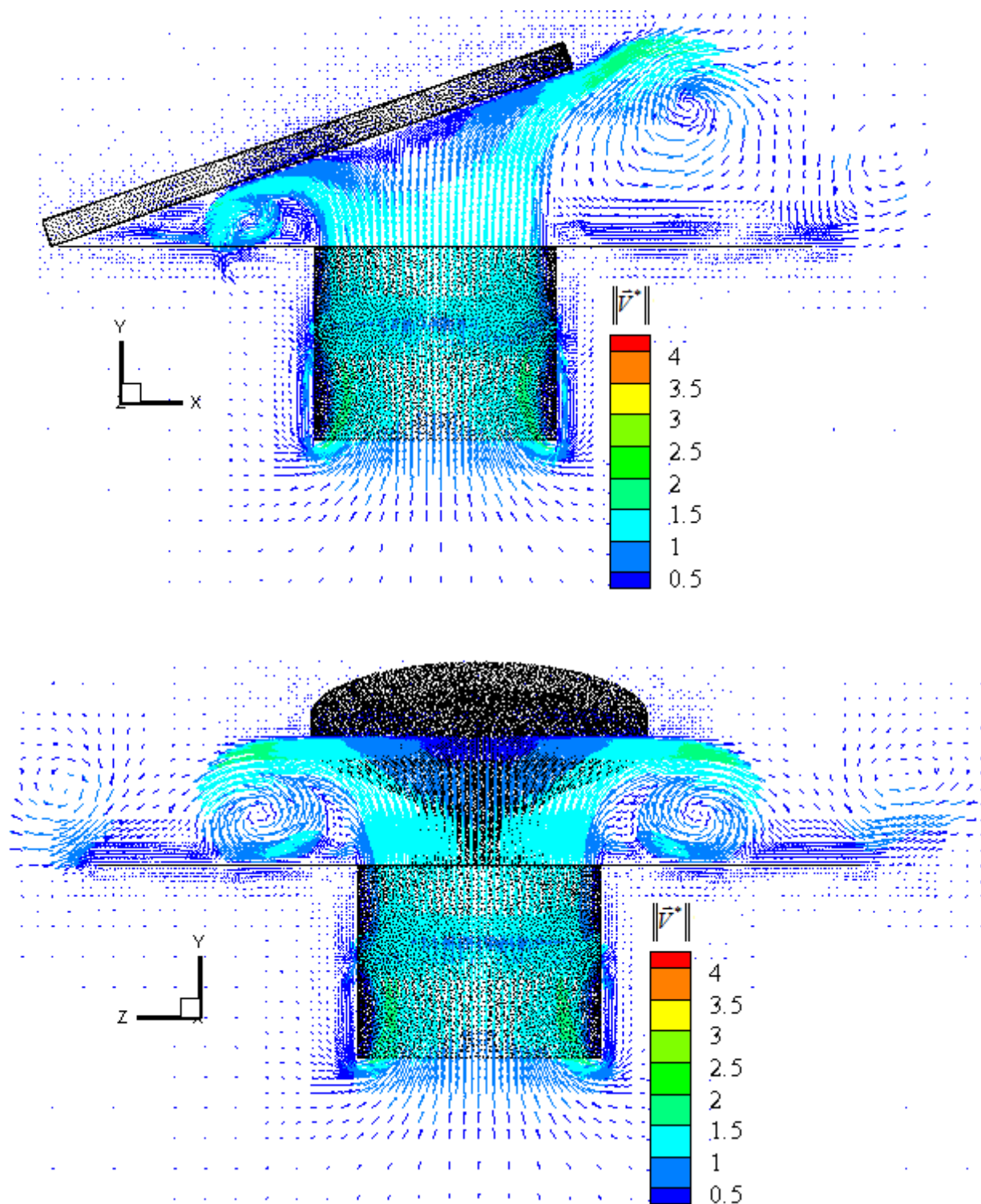
Fonte: Próprio autor.

Figura A30. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 3000



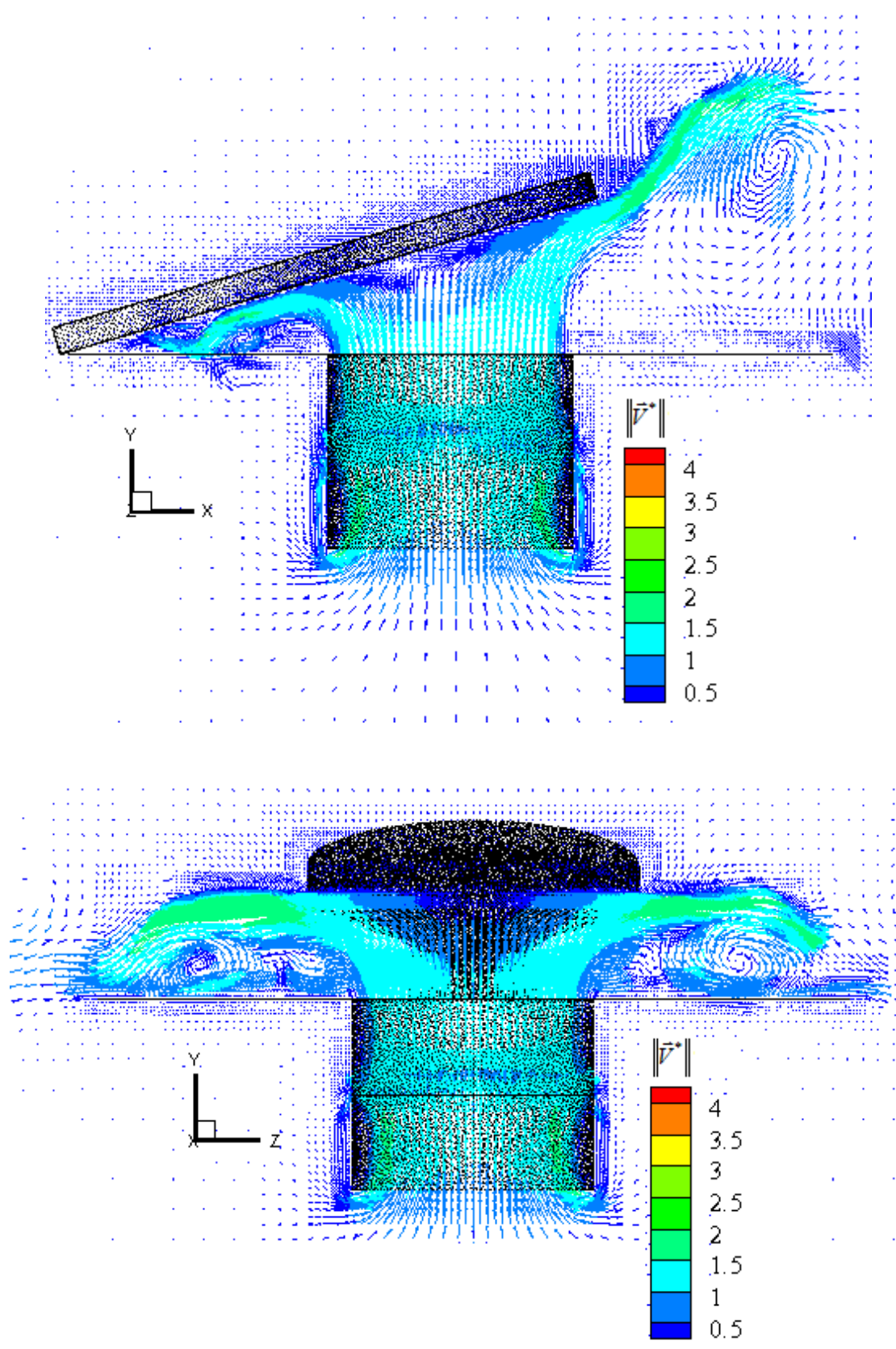
Fonte: Próprio autor.

Figura A31. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=18,75^\circ$. Reynolds 3000



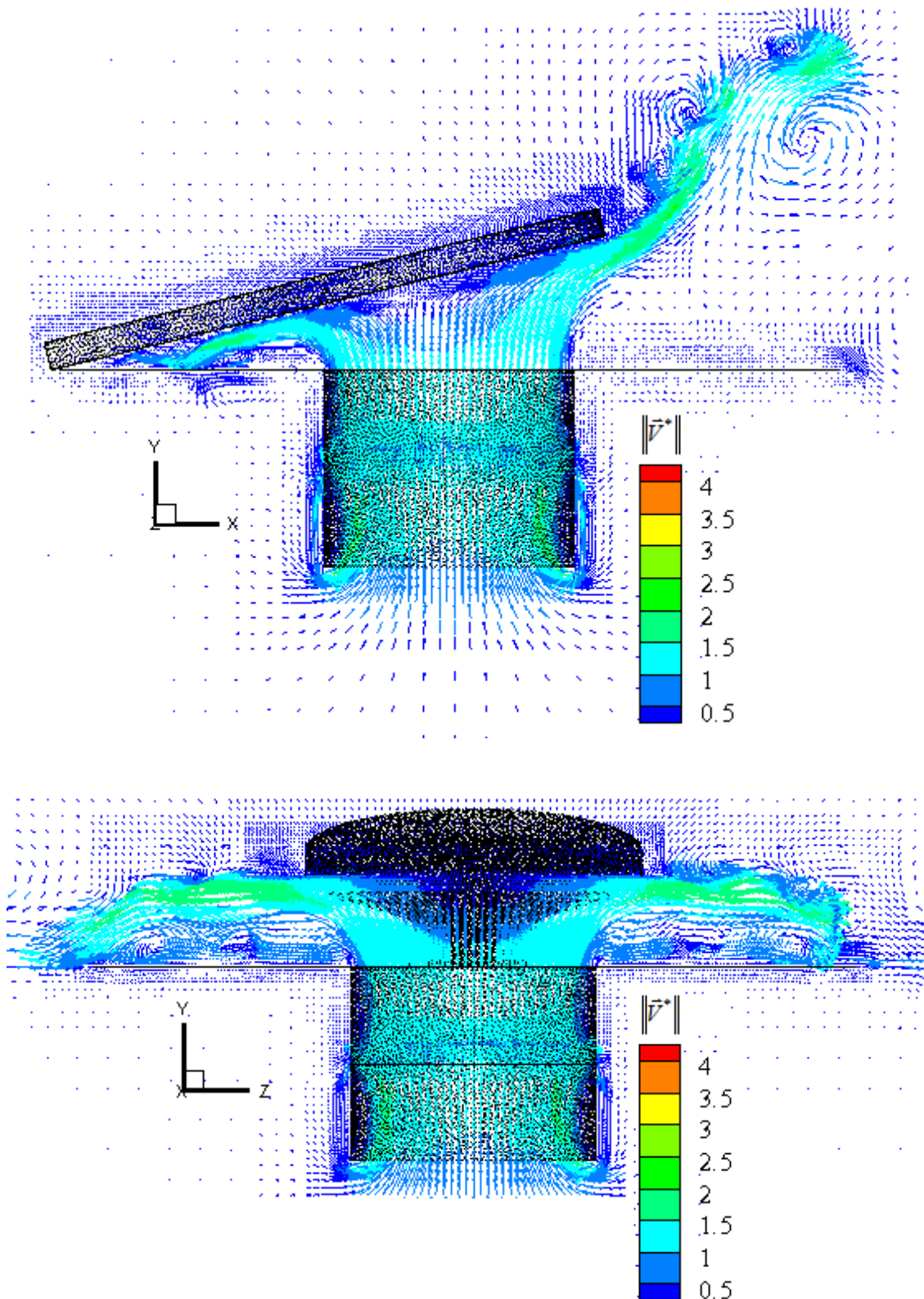
Fonte: Próprio autor.

Figura A32. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=16,25^\circ$. Reynolds 3000



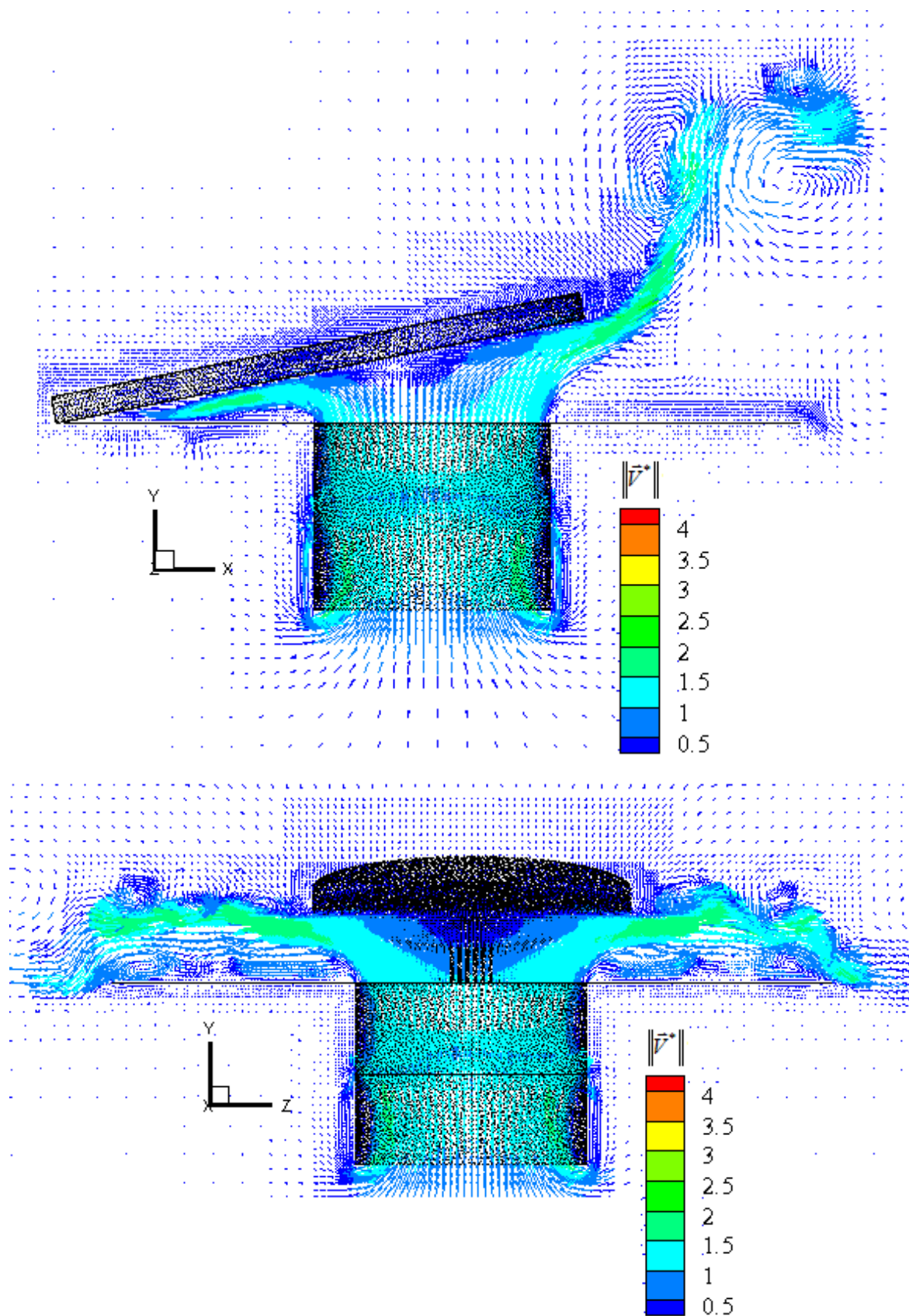
Fonte: Próprio autor.

Figura A33. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=13,75^\circ$. Reynolds 3000



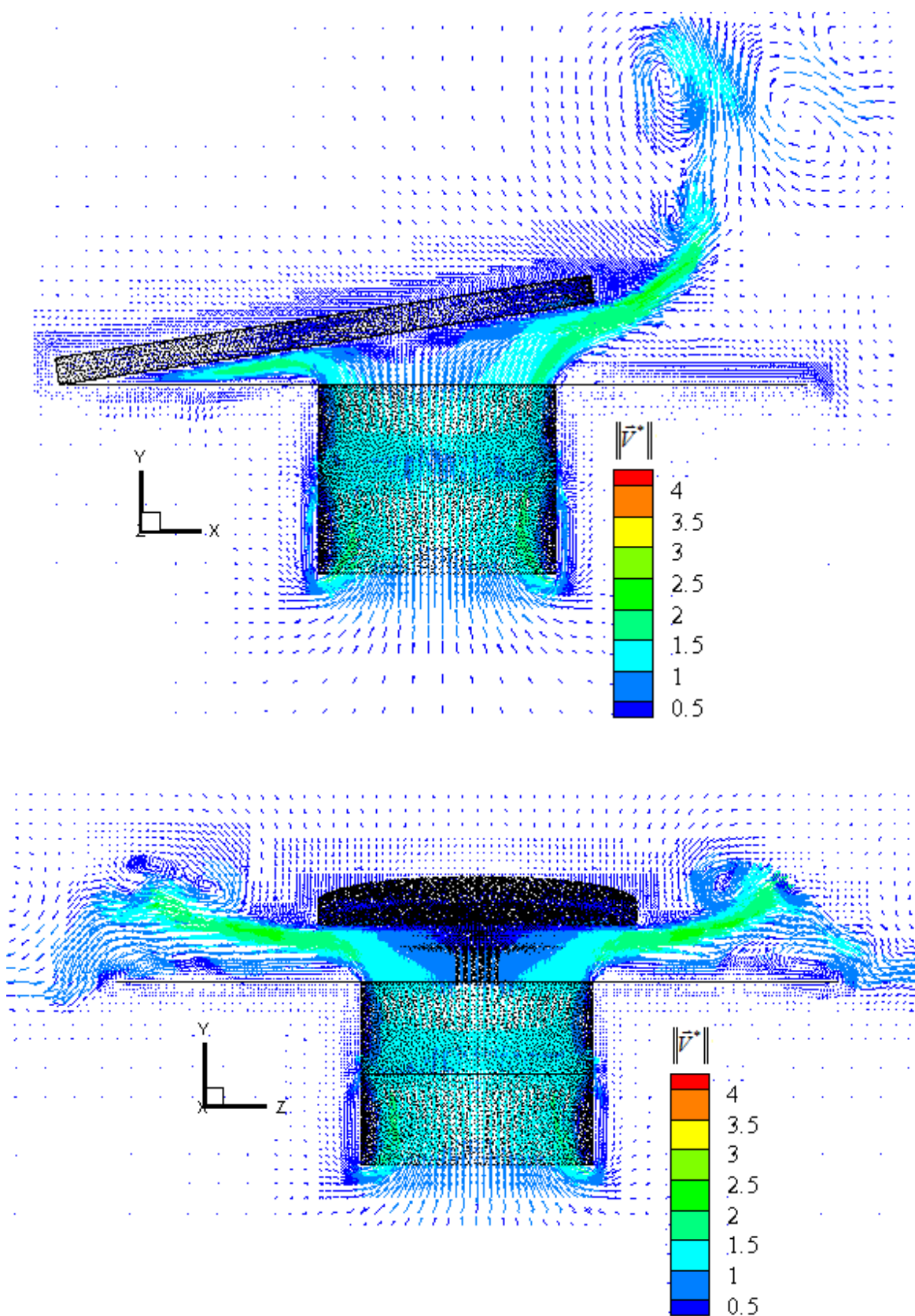
Fonte: Próprio autor.

Figura A34. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=11,25^\circ$. Reynolds 3000.



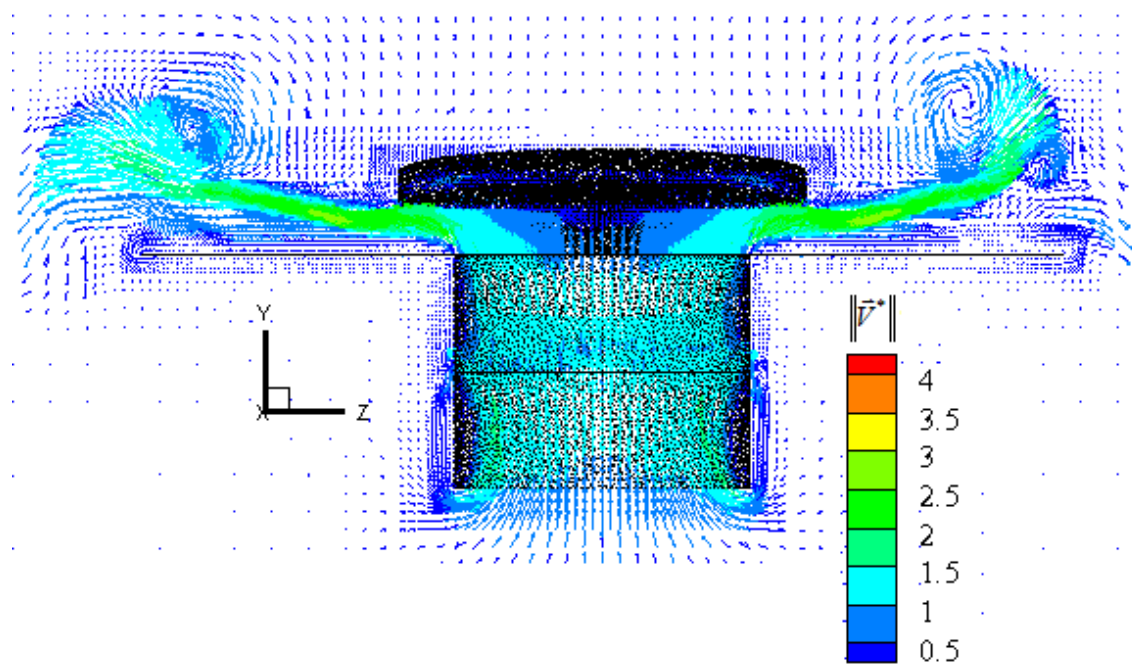
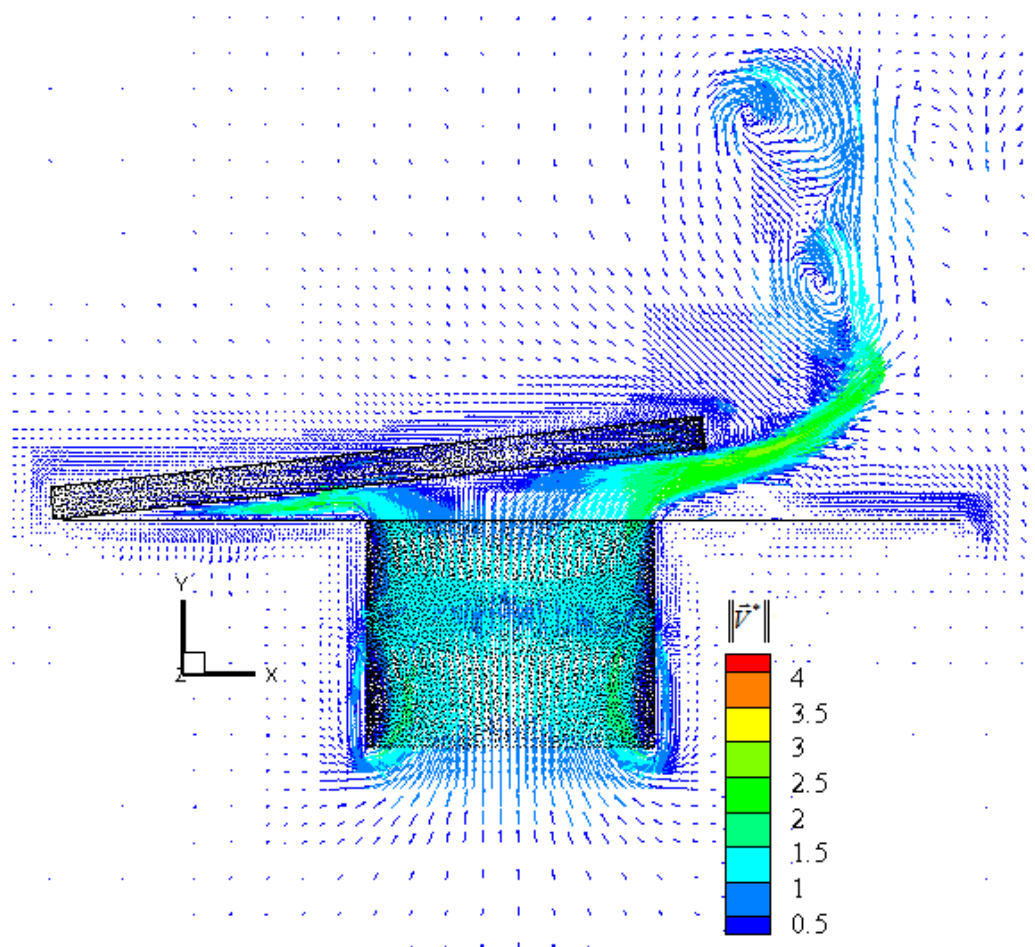
Fonte: Próprio autor.

Figura A35. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=8,75^\circ$. Reynolds 3000.



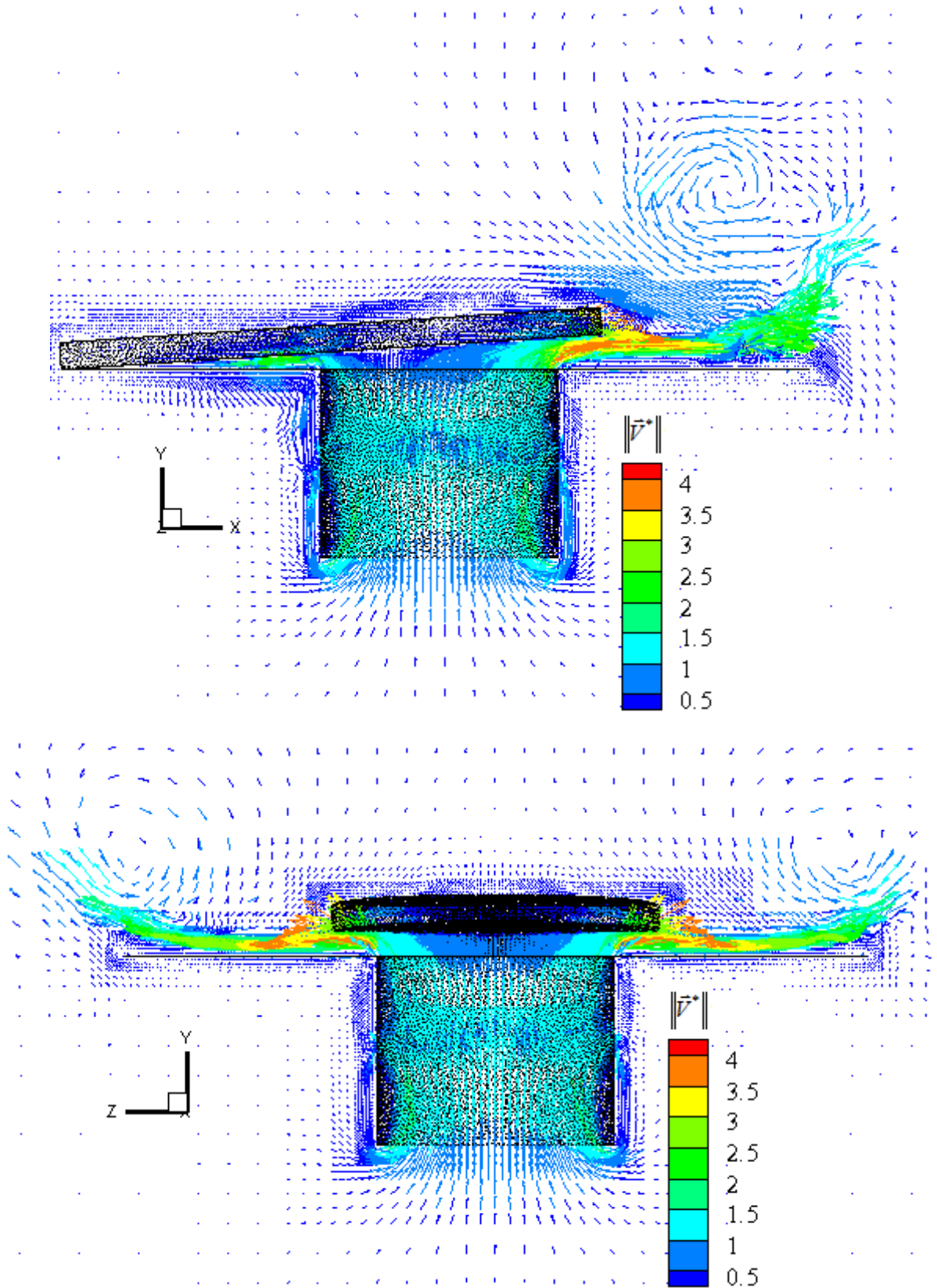
Fonte: Próprio autor.

Figura A36. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=6,25^\circ$. Reynolds 3000



Fonte: Próprio autor.

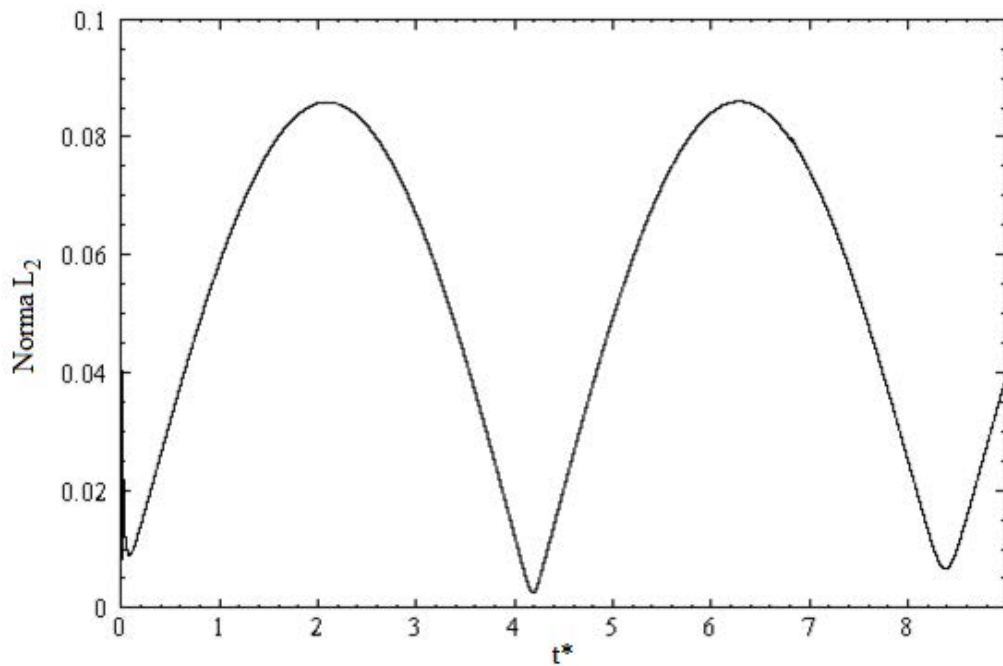
Figura A37. Vista em corte nos planos Z e X para $\alpha=3,75^\circ$. Reynolds 3000



Fonte: Próprio autor.

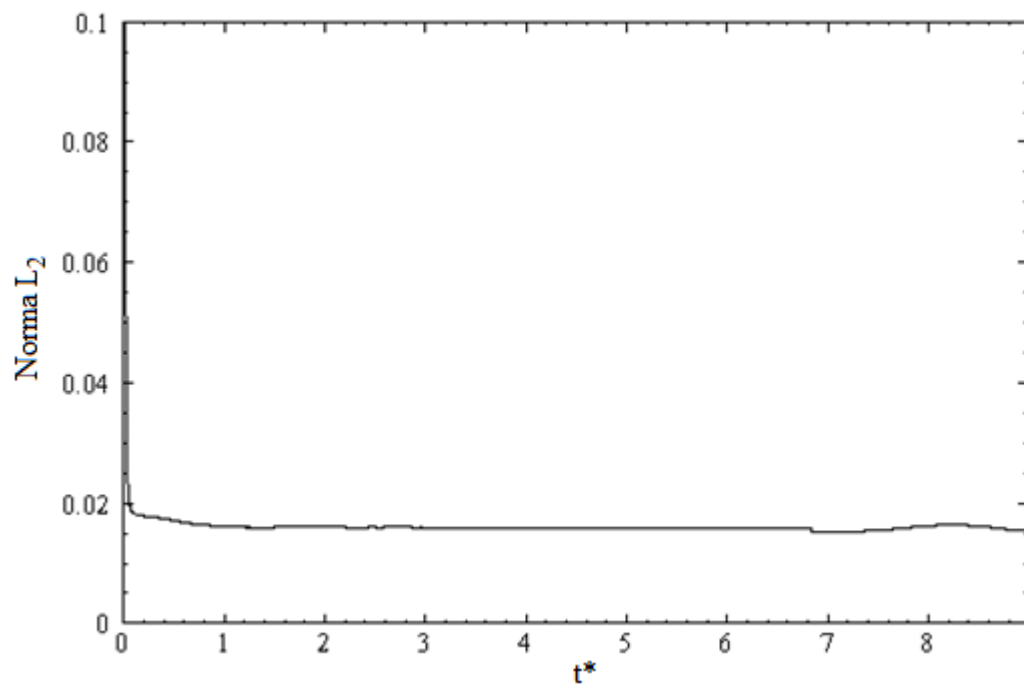
Apêndice B – Variações da Norma L_2

Figura B1. Variação da norma L_2 para os pontos da palheta. Reynolds 1000.



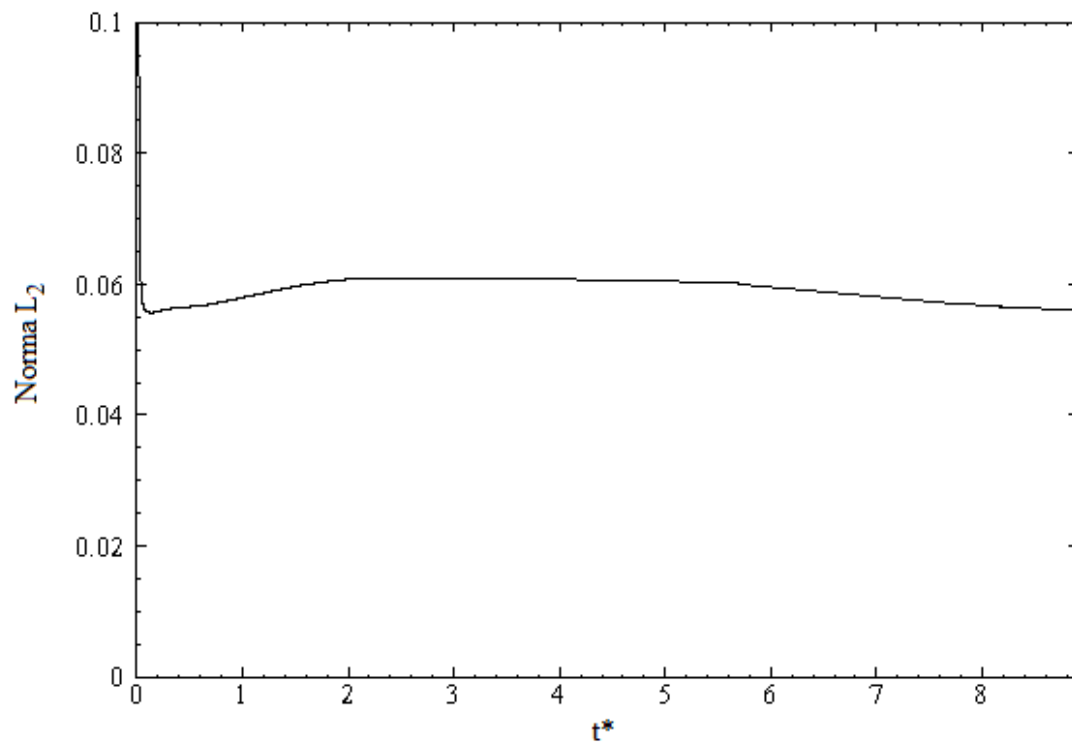
Fonte: Próprio autor.

Figura B2. Variação da norma L_2 para os pontos do assento. Reynolds 1000.



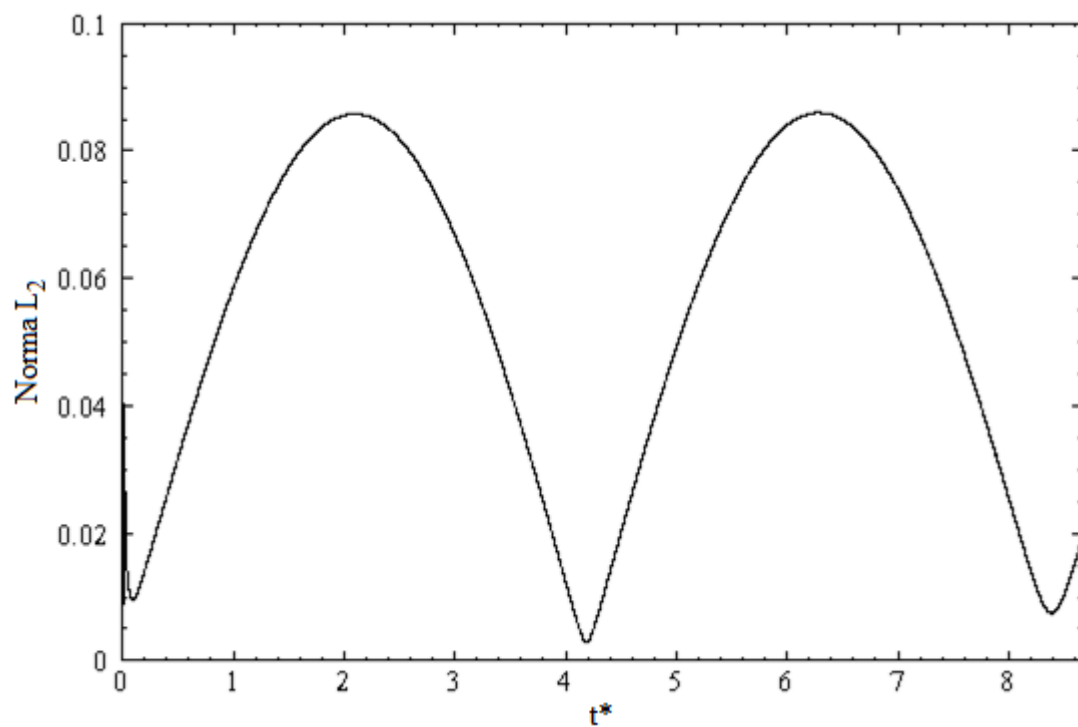
Fonte: Próprio autor.

Figura B3. Variação da norma L_2 para os pontos que impõem o fluxo de massa através do orifício de alimentação. Reynolds 1000.



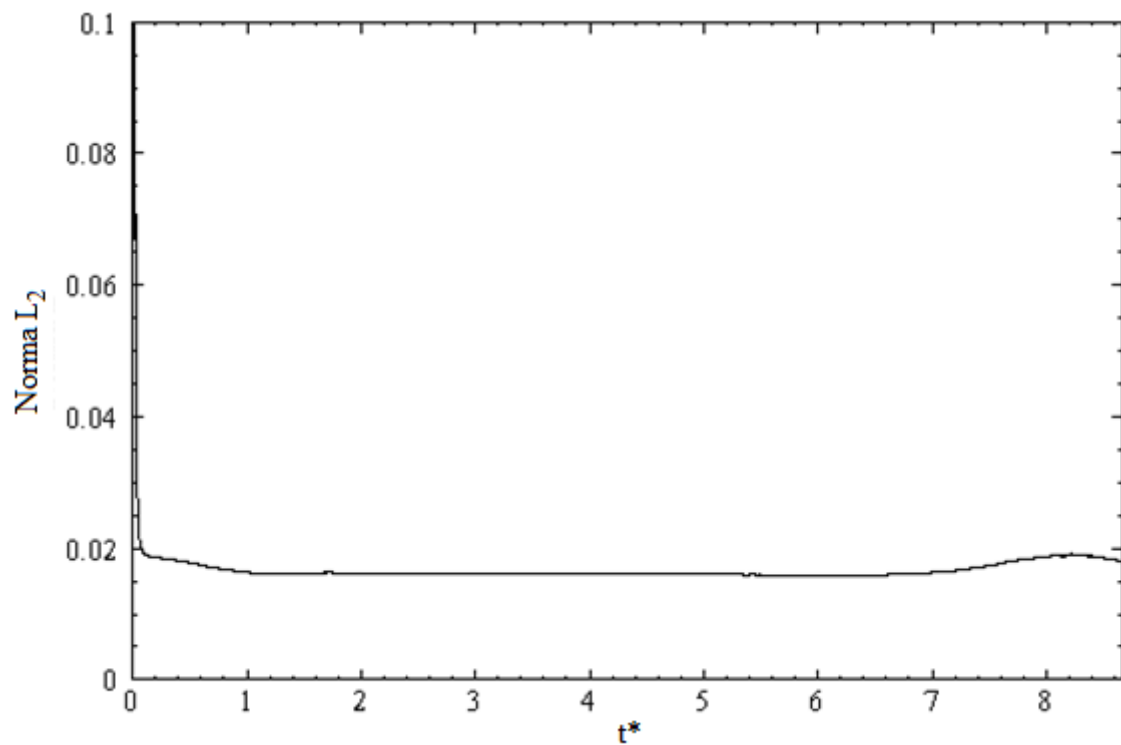
Fonte: Próprio autor.

Figura B4. Variação da norma L_2 para os pontos da palheta. Reynolds 2000.



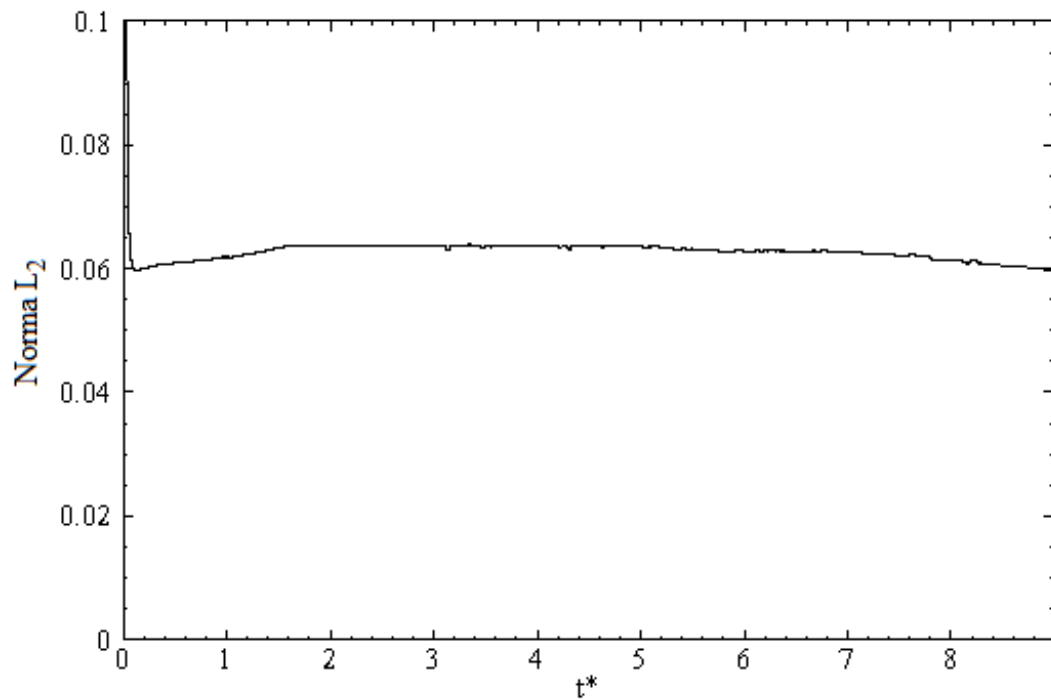
Fonte: Próprio autor.

Figura B5. Variação da norma L_2 para os pontos do assento. Reynolds 2000.



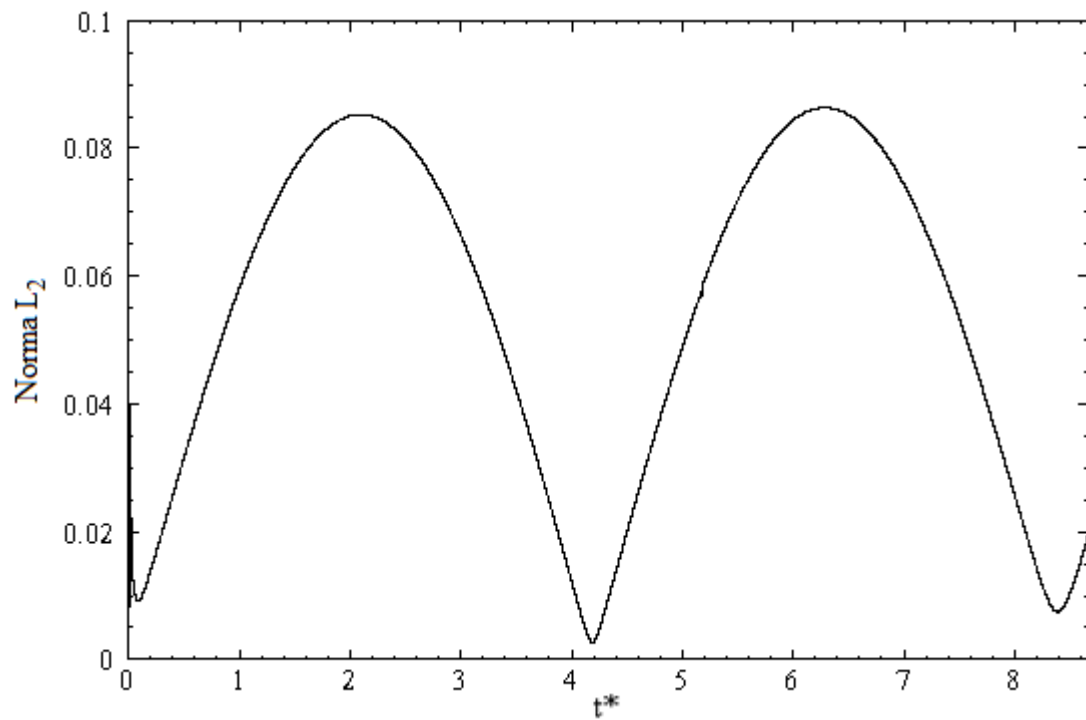
Fonte: Próprio autor.

Figura B6. Variação da norma L_2 para os pontos que impõem o fluxo de massa através do orifício de alimentação. Reynolds 2000.



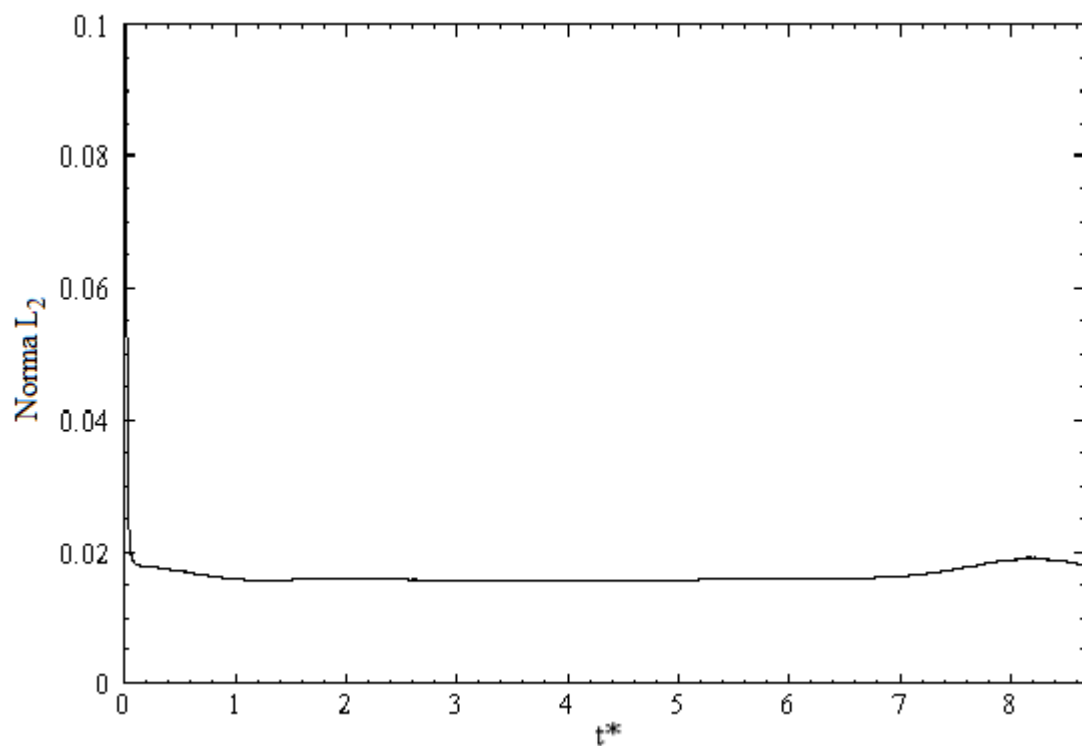
Fonte: Próprio autor.

Figura B7. Variação da norma L_2 para os pontos da palheta. Reynolds 3000.



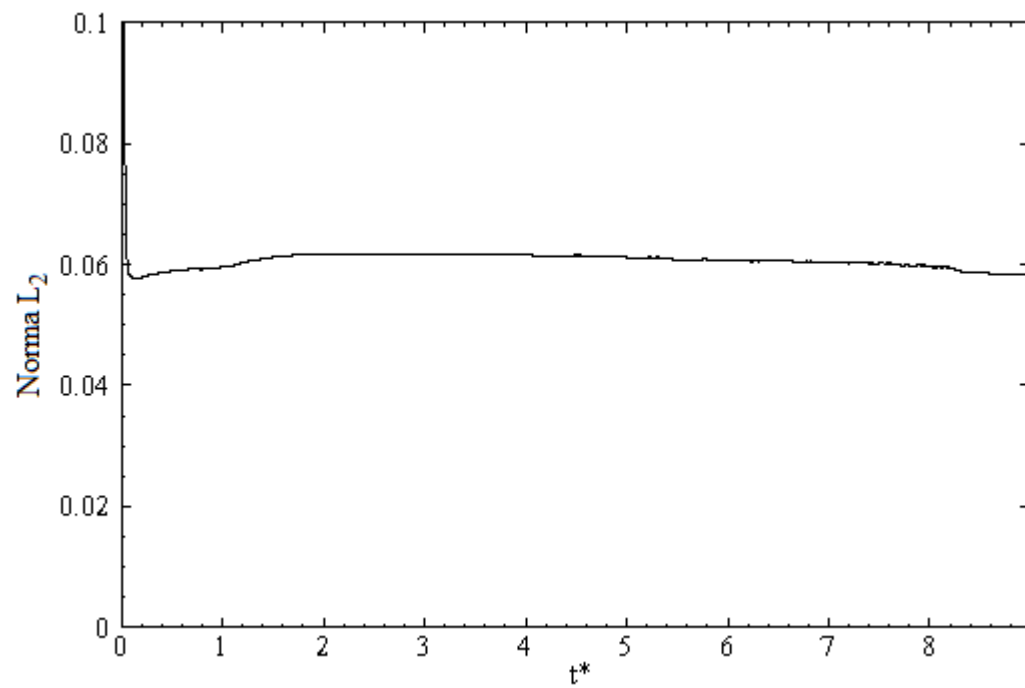
Fonte: Próprio autor.

Figura B8. Variação da norma L_2 para os pontos do assento. Reynolds 3000.



Fonte: Próprio autor.

Figura B9. Variação da norma L_2 para os pontos que impõem o fluxo de massa através do orifício de alimentação. Reynolds 3000.

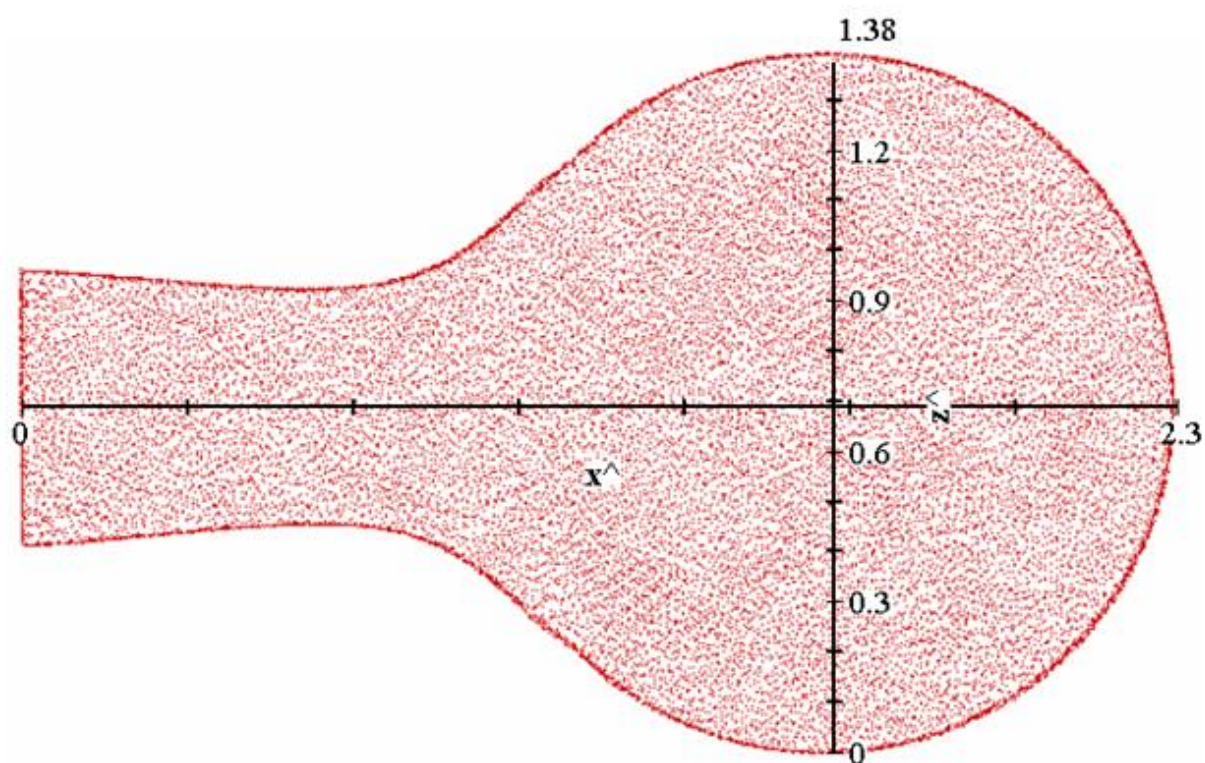


Fonte: Próprio autor.

Apêndice C – Perfis de Pressão Adimensional

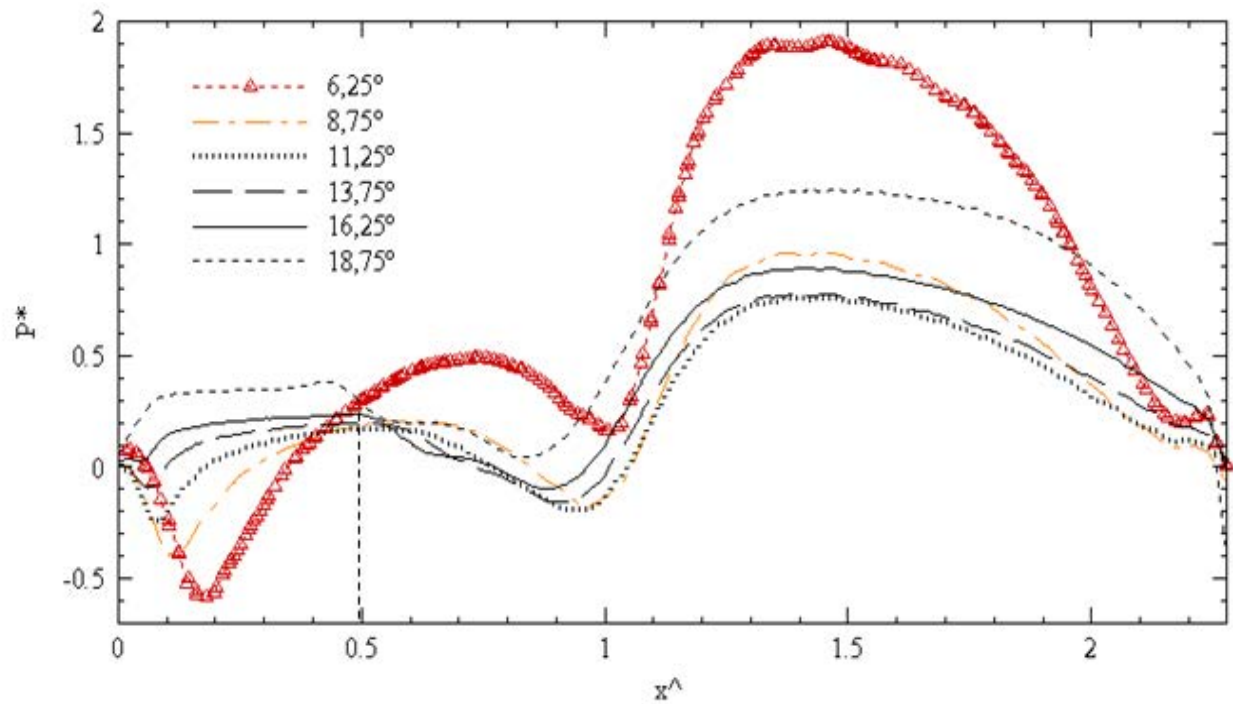
Os perfis de pressão são relativos aos eixos marcada na Fig. C1.

Figura C1. Posicionamento dos eixos dos perfis de pressão na superfície da palheta.



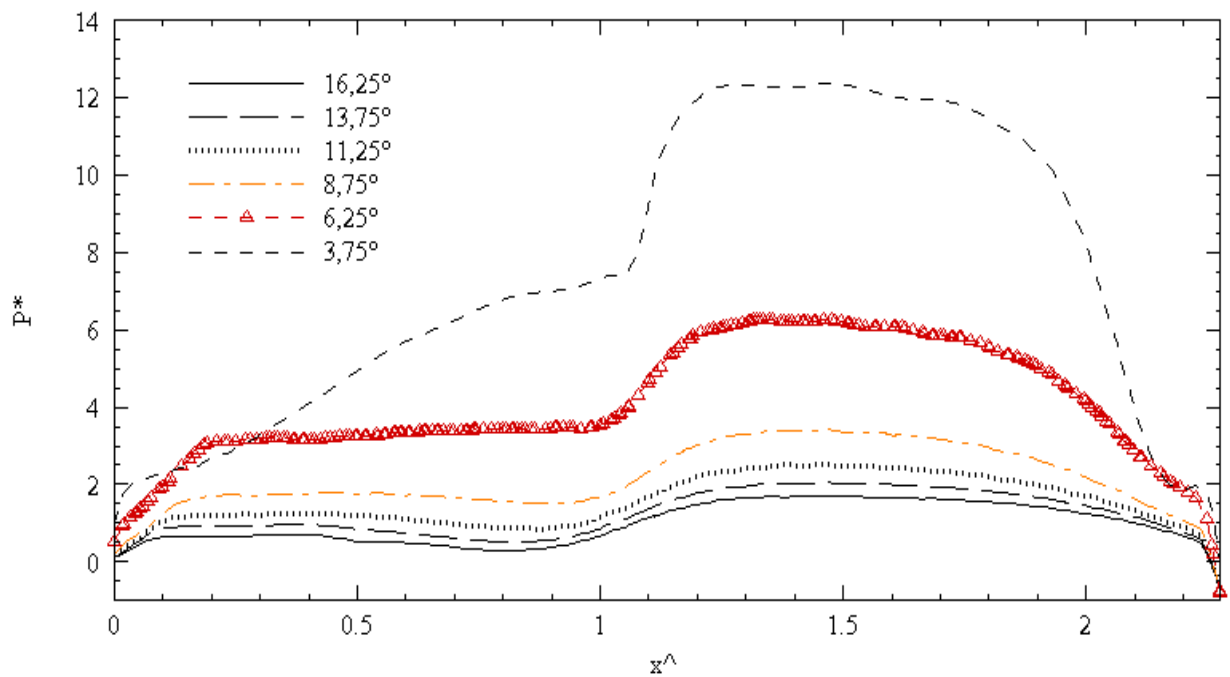
Fonte: Próprio autor.

Figura C2. Perfis de pressão para Reynolds 1000 – Movimento de abertura.



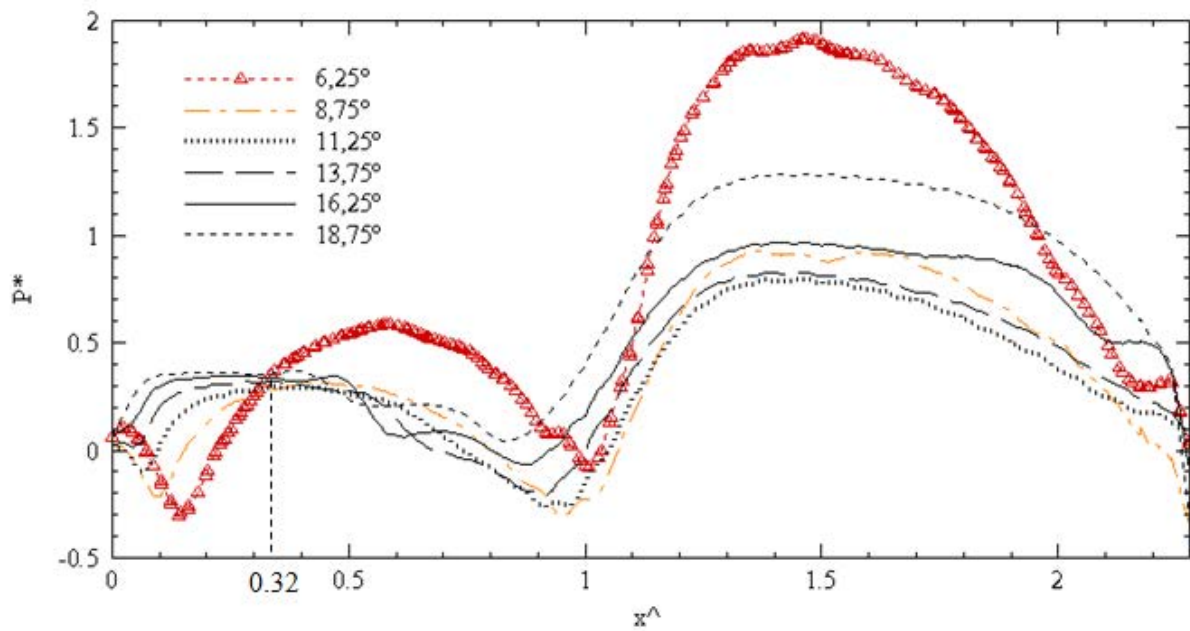
Fonte: Próprio autor.

Figura C3. Perfis de pressão para Reynolds 1000 – Movimento de fechamento.



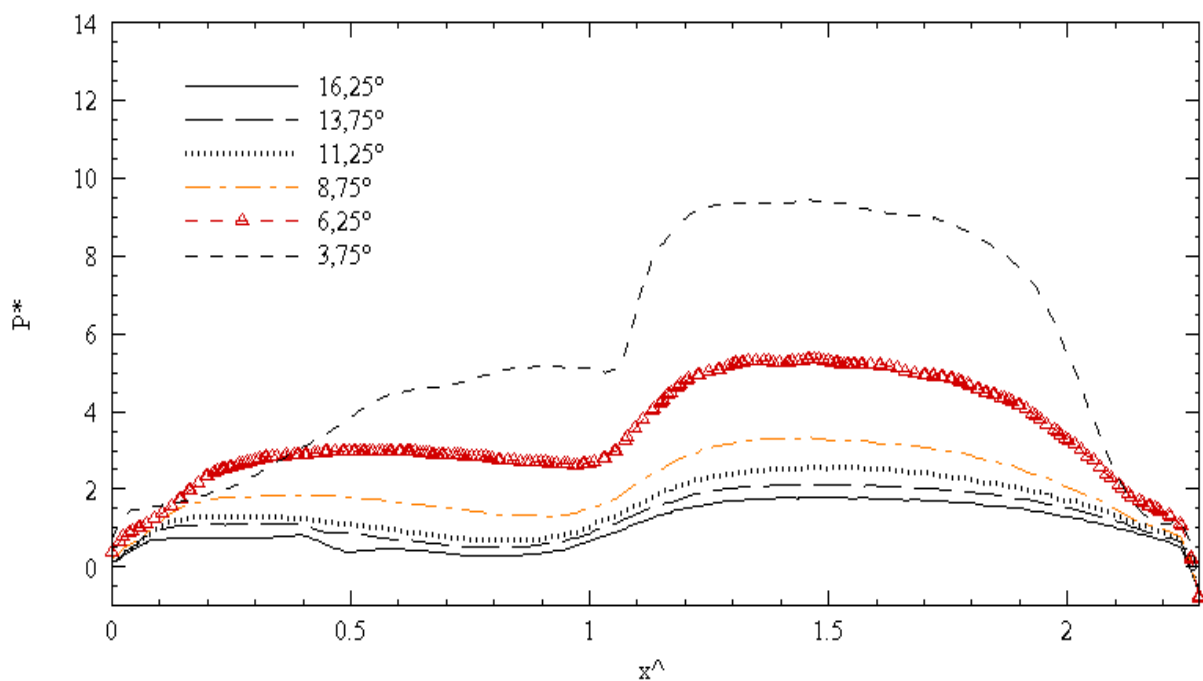
Fonte: Próprio autor.

Figura C4. Perfis de pressão para Reynolds 2000 – Movimento de abertura.



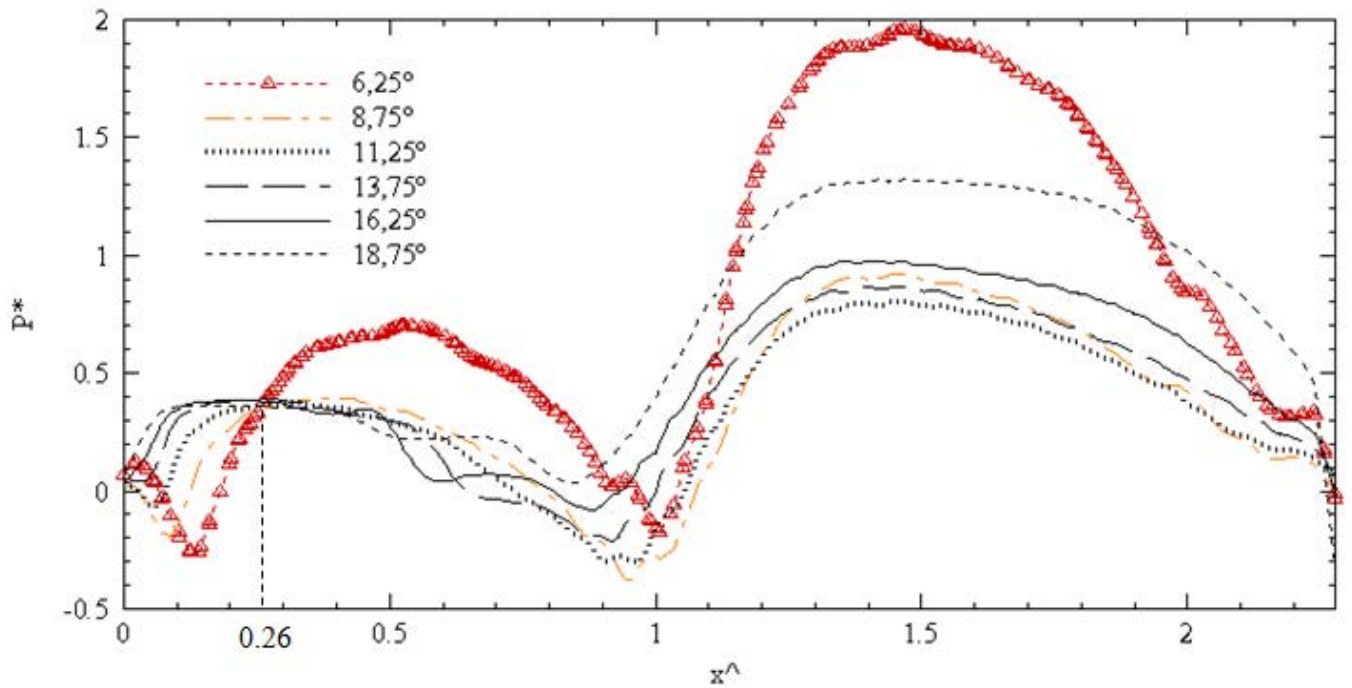
Fonte: Próprio autor.

Figura C5. Perfis de pressão para Reynolds 2000 – Movimento de fechamento.



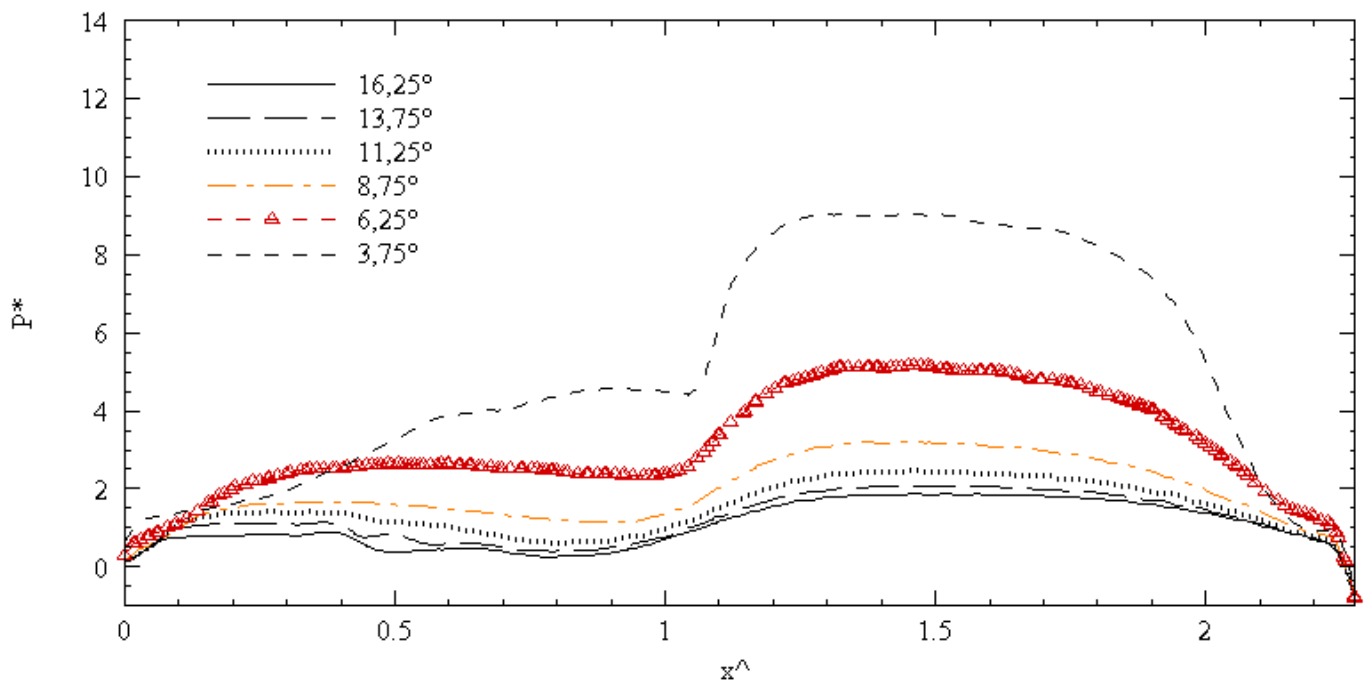
Fonte: Próprio autor.

Figura C6. Perfis de pressão para Reynolds 3000 – Movimento de abertura.



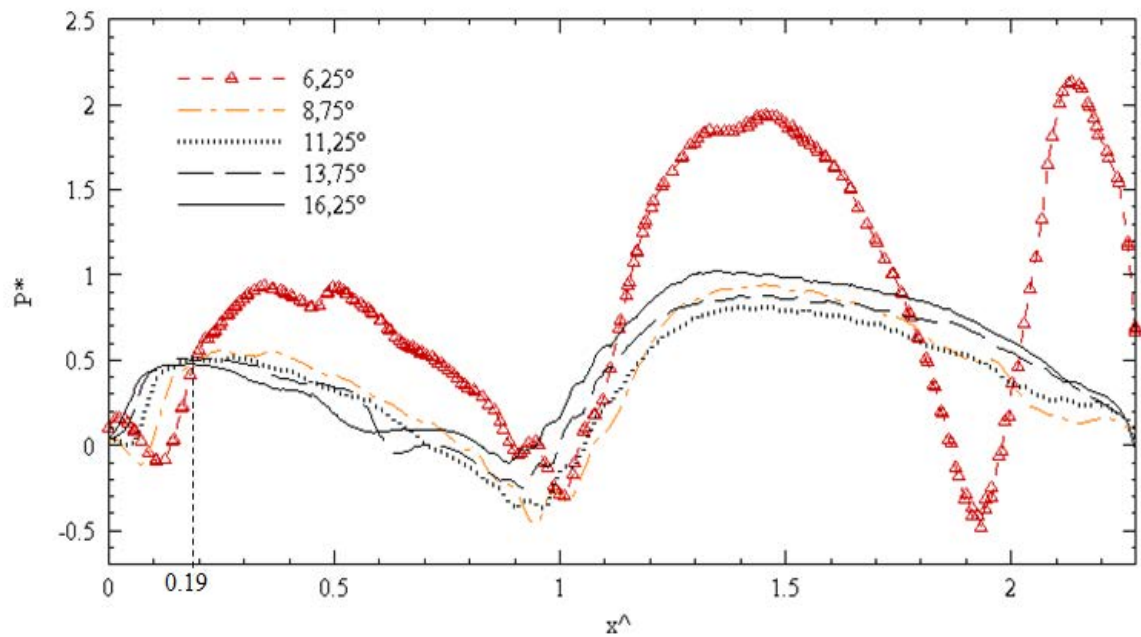
Fonte: Próprio autor.

Figura C7. Perfis de pressão para Reynolds 3000 – Movimento de fechamento.



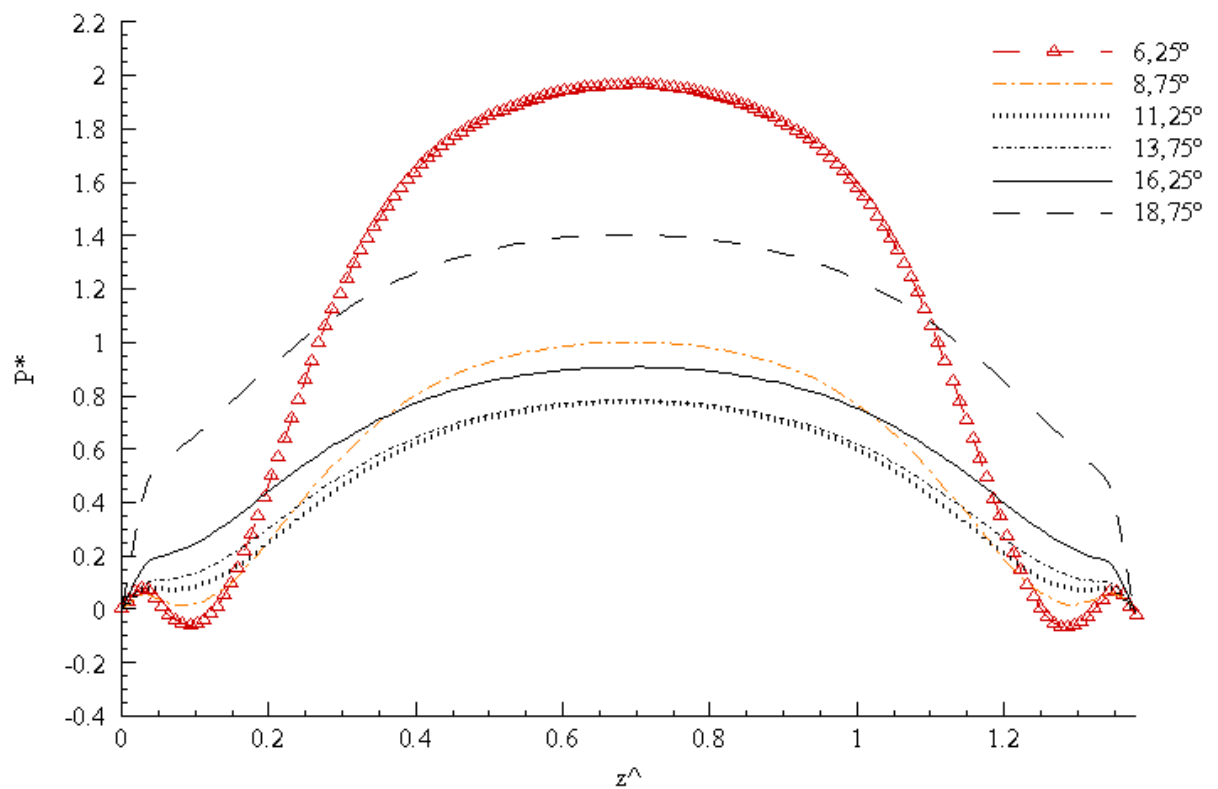
Fonte: Próprio autor.

Figura C8. Perfis de pressão para Reynolds 8000 – Movimento de abertura.



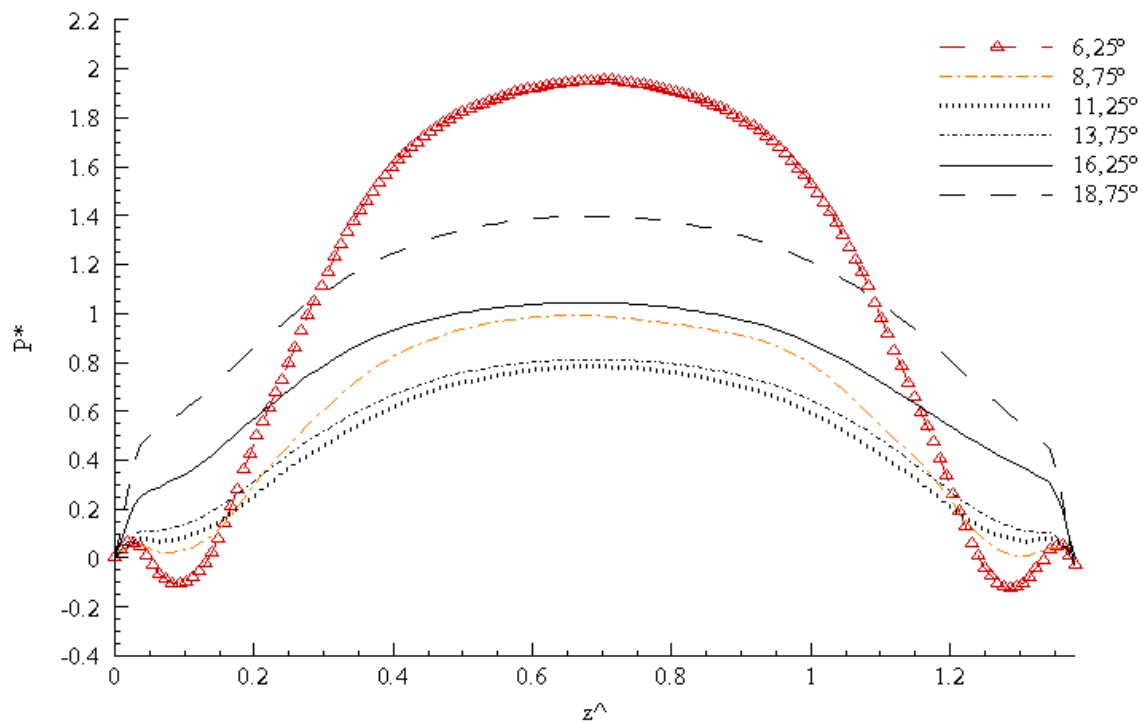
Fonte: Próprio autor.

Figura C9. Perfis de pressão para Reynolds 1000 – Movimento de abertura.



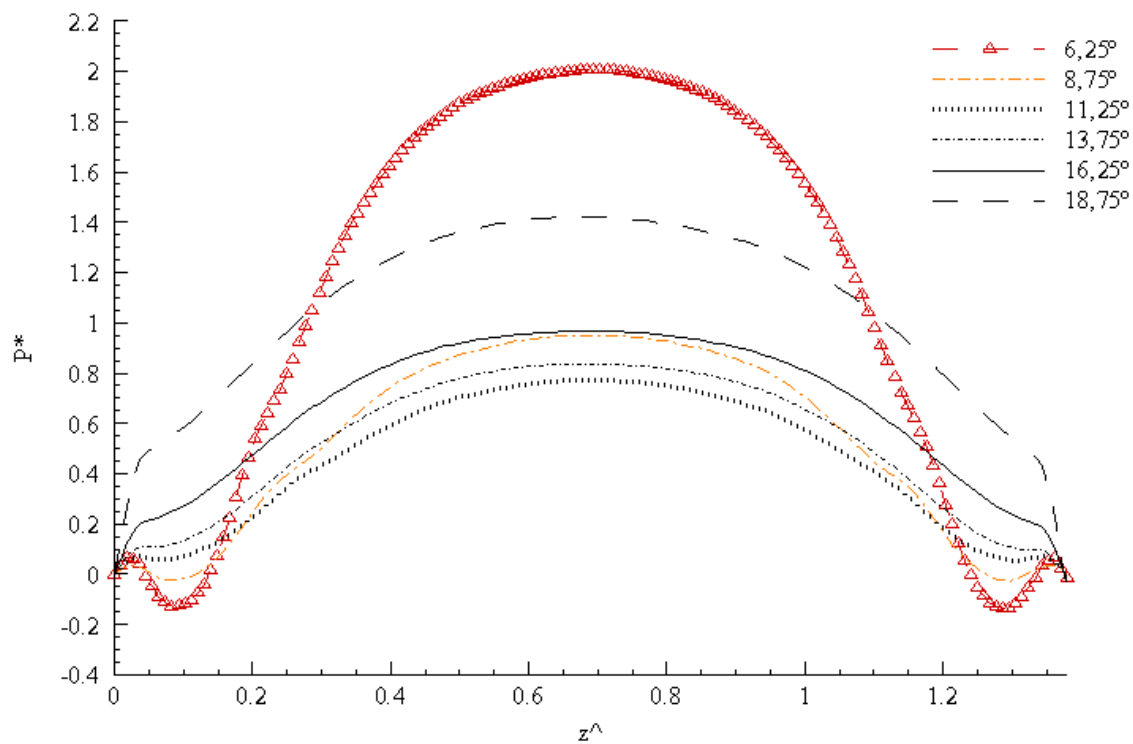
Fonte: Próprio autor.

Figura C10. Perfis de pressão para Reynolds 2000 – Movimento de abertura.



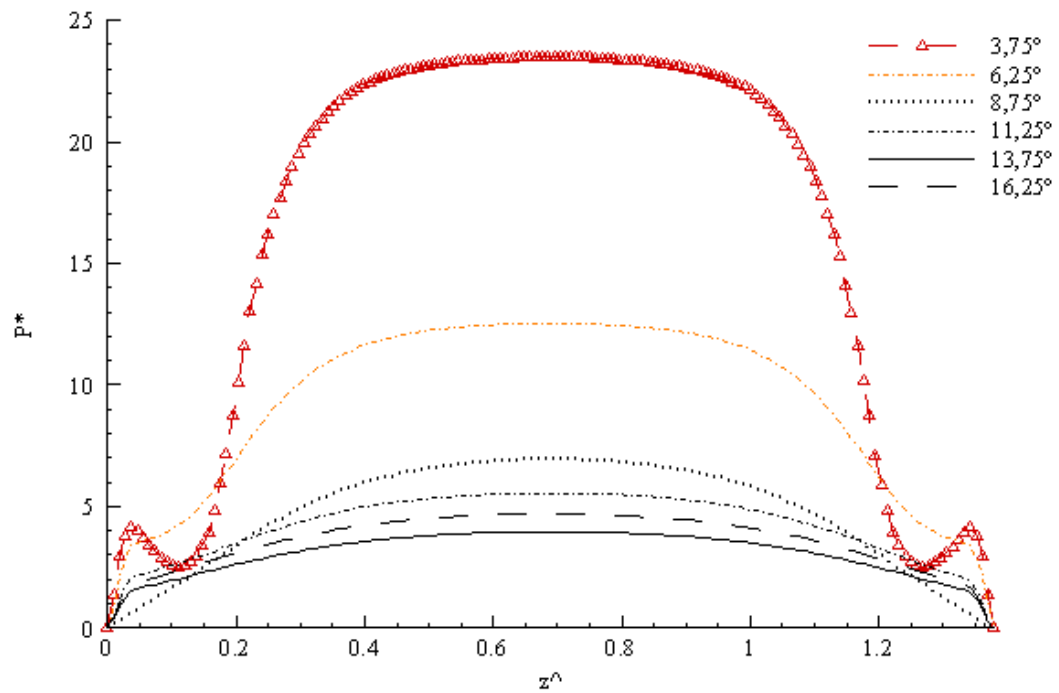
Fonte: Próprio autor.

Figura C11. Perfis de pressão para Reynolds 3000 – Movimento de abertura.



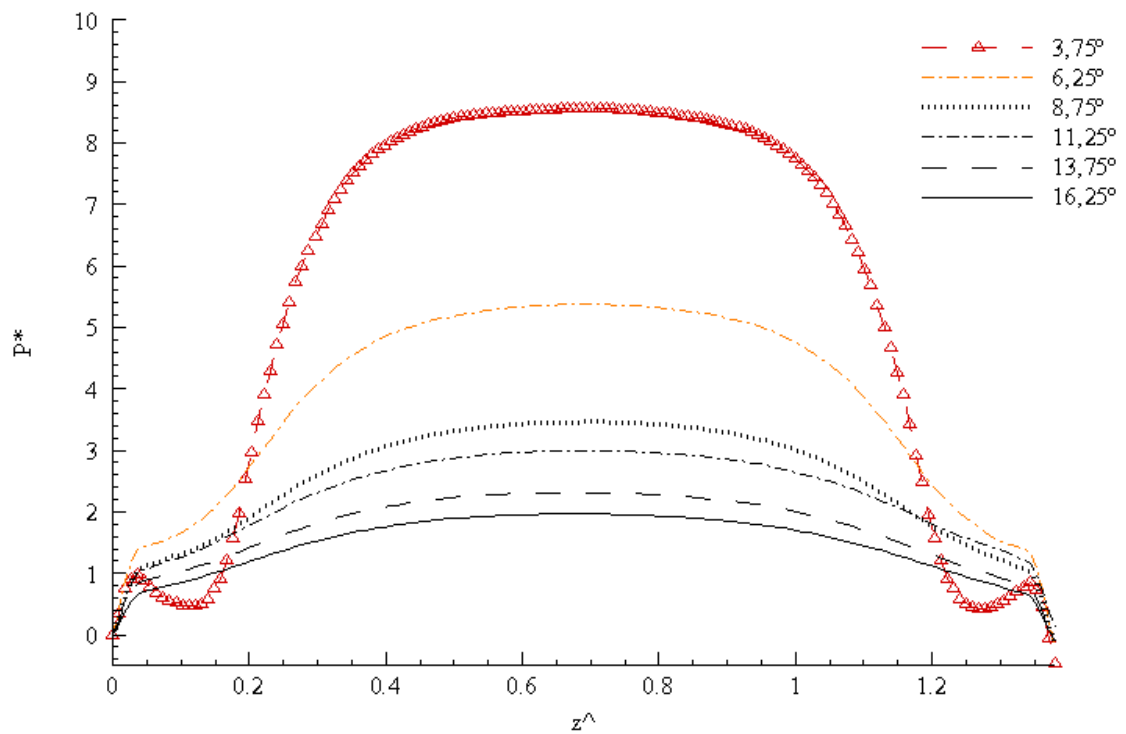
Fonte: Próprio autor.

Figura C12. Perfis de pressão para Reynolds 1000 – Movimento de fechamento.



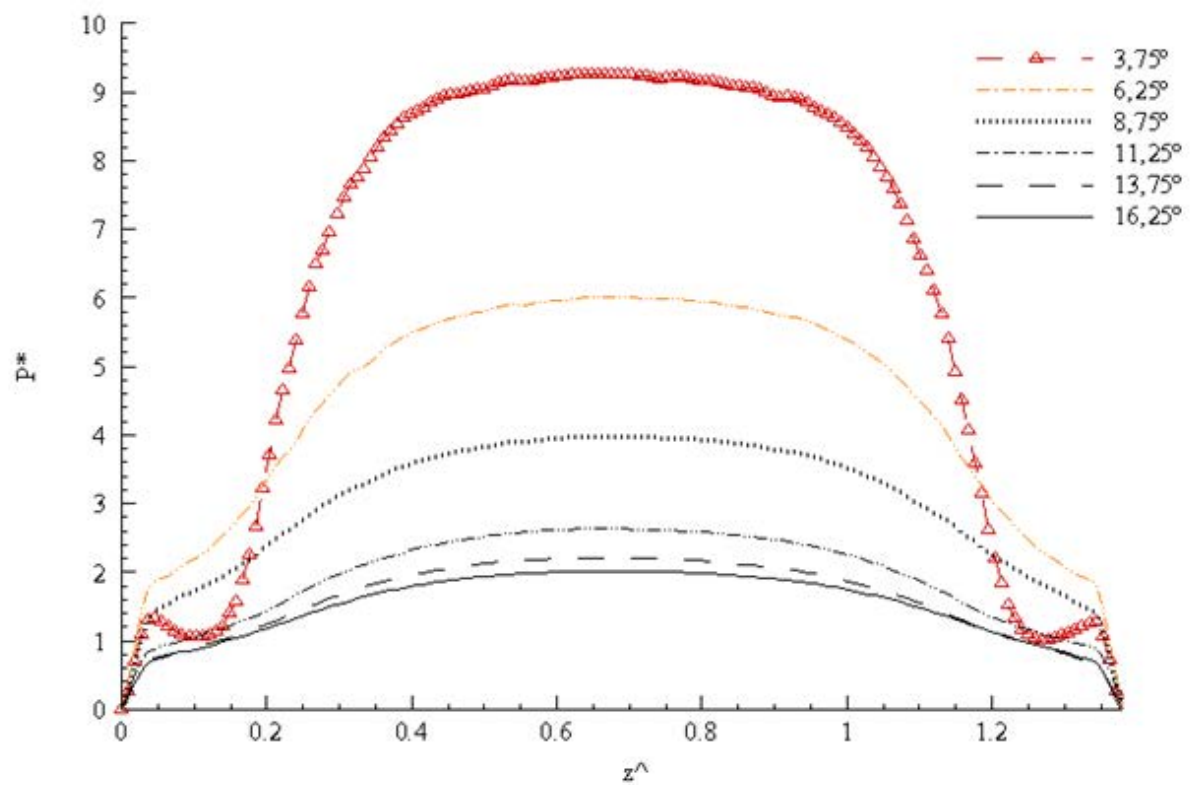
Fonte: Próprio autor.

Figura C13. Perfis de pressão para Reynolds 2000 – Movimento de fechamento.



Fonte: Próprio autor.

Figura C14. Perfis de pressão para Reynolds 3000 – Movimento de fechamento.



Fonte: Próprio autor.