

**ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA
DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM
CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE
NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO**

IZAEL VIEIRA LIMA

**PROJETO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

FACULDADE DE TECNOLOGIA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA
DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM
CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE
NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO**

IZAEL VIEIRA LIMA

Orientador: PROF. DR. BRAULIO GUTIERREZ PIMENTA, ENM/UNB

PROJETO DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

BRASÍLIA-DF, 12 DE MAIO DE 2022.

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA
DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM
CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE
NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO**

IZAEL VIEIRA LIMA

PROJETO DE GRADUAÇÃO SUBMETIDO AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRO MECÂNICO.

APROVADA POR:

Prof. Dr. Braulio Gutierrez Pimenta, ENM/UnB
Orientador

Prof. Dr. Roberto Francisco Bobenrieth Miserda, ENM/UnB
Examinador interno

Prof. Dr. André von Borries Lopes, ENM/UnB
Examinador interno

Prof. Dr. Adriano Possebon Rosa
Examinador interno

BRASÍLIA, 12 DE MAIO DE 2022.

FICHA CATALOGRÁFICA

IZAEL VIEIRA LIMA

ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO

2022, 168p., 201x297 mm

(ENM/FT/UnB, Engenheiro Mecânico, Engenharia Mecânica, 2022)

Projeto de Graduação - Universidade de Brasília

Faculdade de Tecnologia - Departamento de Engenharia Mecânica

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

LIMA, I. V. (2022) ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO. Projeto de Graduação em Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 168p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: IZAEL VIEIRA LIMA

TÍTULO: ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE NO ESCOAMENTO EM EFEITO SOLO.

GRAU: Engenheiro Mecânico ANO: 2022

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias deste projeto de graduação e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor se reserva a outros direitos de publicação e nenhuma parte deste projeto de graduação pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

IZAEL VIEIRA LIMA
160126134@aluno.unb.br

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, Antonio e Albenice, por apoiar, motivar, incentivar e serem os melhores pais que eu poderia ter. Sem eles, nada disso seria possível. Agradeço ao irmão, Samuel, o qual muito admiro.

Agradeço a minha namorada, Gabriela, por ser minha companheira, minha amiga, alguém com que eu posso contar quando preciso. Agradeço também aos meus sogros, João e Regina, que são como pais pra mim.

Agradeço também ao Sensei Rodnei e ao Judô, que me ensinaram a ser paciente, a enfrentar meus limites, e que o caminho pode ser suave, independente das dificuldades.

Ao Professor Kaylly, que me apresentou a beleza da matemática, me incentivou e motivou aos primeiros passos em direção à engenharia, quando eu ainda era uma criança.

Ao amigo quase irmão, Pedro, que compartilhou muito além do curso, sendo um amigo para todas as horas.

Aos amigos, Anne, Cristovão, Karol, Mayara e Rafael que compartilharam muitas matérias, muitos estresses e incontáveis momentos divertidos. Foi uma longa caminhada, mas conseguimos.

Aos colegas de curso que me acompanharam em grande parte dessa jornada, foram tantos que juntos batalharam, que seria impossível listar todos.

Ao meu orientador, Dr. Bráulio Pimenta, que me guiou nesse trabalho árduo.

A Draco Volans Aerodesign, onde tive a honra de ter minha primeira experiência como engenheiro, minhas primeiras conquistas, grandes dificuldades, e amigos maiores ainda.

E como Jigoro Kano um dia disse, "A única vitória que perdura é a que se conquista sobre a própria ignorância". A batalha continua, OSS!

RESUMO

Este estudo visa a análise do escoamento em um corpo rombudo, que ao variar o número de Reynolds resulta em variações aerodinâmicas que incidem no corpo. O presente estudo é uma simplificação de um modelo no qual um corpo está submetido a um campo de escoamento que é alterado por um segundo corpo que está a frente, gerando variações significativas no fluxo de ar à jusante no escoamento. Princípios geométricos e dinâmicos serão analisados com auxílio de *softwares* de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) do tipo *open source*. Os principais objetos de estudos são os efeitos desinentes de escoamento, turbulência e vorticidade gerados pelos corpos.

Os resultados das simulações exigiram análises de grande complexidade devido aos efeitos aerodinâmicos causados pela geometria da asa e pelo efeito solo, mostrando então a necessidade de uma simplificação do modelo para um maior entendimento dos efeitos dos vórtices de ponta de asa em efeito solo.

Palavras-chave: Aerodinâmica. CFD. Mecânica dos Fluidos.

ABSTRACT

This study aims to analyze the flow in a blunt body, which when varying the Reynolds number results in aerodynamic variations that affect the body. The present study is a simplification of a model in which a body is subjected to a flow field that is altered by a second body that is ahead, generating significant variations in the downstream airflow in the flow. Geometric and dynamic principles will be analyzed using open source computational fluid dynamics (CFD) software. The main objects of study are the desinent effects of flow, turbulence and vorticity generated by the bodies.

The results of the simulations required analysis of great complexity due to the aerodynamic effects caused by the wing geometry and the ground effect, thus showing the need for a simplification of the model for a better understanding of the effects of wingtip vortices in ground effect.

Keywords: Aerodynamics. CFD. Fluid Mechanics.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	1
1.2	MOTIVAÇÃO	4
1.3	OBJETIVO	4
1.4	ESTRUTURA DO RELATÓRIO	5
2	AERODINÂMICA	6
2.1	NÚMERO DE REYNOLDS	6
2.2	COEFICIENTES AERODINÂMICOS	7
2.3	FORÇAS AERODINÂMICAS	8
2.4	VÓRTICE DE PONTA DE ASA	9
2.5	ESCOAMENTO EM UMA ESFERA	10
2.6	CAMADA LIMITE	12
2.7	EFEITO SOLO	14
2.8	RESULTADO DA LITERATURA	15
2.8.1	ESCOAMENTO SOBRE UMA ESFERA	15
3	SIMULAÇÃO	18
3.1	PRINCIPIO DE CONSERVAÇÃO	18
3.2	CONSERVAÇÃO DE MASSA	19
3.3	CONSERVAÇÃO DO MOMENTO	19
3.4	ESCOAMENTO INCOMPRESSÍVEL	20
3.5	REYNOLDS AVERAGE NAVIER-STOKES (RANS)	21
3.6	MODELO DE TURBULÊNCIA SPALART-ALLMARAS	22
3.6.1	REGIÃO PRÓXIMA À PAREDE - ALTO NÚMERO DE REYNOLDS	24
3.6.2	REGIÃO PRÓXIMA À PAREDE - NÚMERO DE REYNOLDS FINITO	26
3.7	MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	28
3.8	ESQUEMAS NUMÉRICOS	30
3.8.1	GREEN GAUSS	30
3.8.2	MÉTODO DE EULER IMPLÍCITO COM PASSO TEMPORAL LOCAL	31
3.8.3	FGMRES	32
3.8.4	FLUX DIFFERENCE SPLITTING - FDS	32
3.8.5	VENKATAKRISHNAN	33

3.9	SU2.....	33
3.10	MODELO	34
3.10.1	VOLUME DE CONTROLE	36
3.10.2	MALHA DE VOLUMES FINITOS	37
3.10.3	PROCESSAMENTO COMPUTACIONAL.....	39
4	RESULTADOS.....	40
4.1	O CORPO ROMBUDO	40
4.1.1	CONVERGÊNCIA	40
4.1.2	COEFICIENTES AERODINÂMICOS.....	42
4.1.3	EFEITO SOLO.....	44
4.1.4	MODELO DE TURBULÊNCIA.....	46
4.1.5	LINHAS DE CORRENTE	47
4.2	A ASA E A ESFERA	51
5	CONCLUSÃO	64
6	TRABALHOS FUTUROS	65
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	66

LISTA DE FIGURAS

1.1	14-bis, Museu Aeroespacial, Rio de Janeiro, Brazil. [14-bis].	2
1.2	SF21 - Carro da Ferrari guiado pelo piloto monegasco Charles Leclerc.[News 2021]	3
1.3	Simulação CFD de um carro de Fórmula 1	4
2.1	Componentes da força aerodinâmica. [Miranda 2011]	7
2.2	Distribuição de sustentação em uma asa. [Raymer 1999]	8
2.3	Visão frontal da asa. [Anderson 1991]	9
2.4	Corrente descendente. [Anderson 1991]	9
2.5	Coordenadas para superposição de um escoamento uniforme e um dipolo 3D. [Anderson 1991]	10
2.6	(a) cenário idealizado; (b) cenário real. [White 2010]	12
2.7	Escoamento em torno de um cilindro circular: (a) separação laminar; (b) separação turbulenta; (c) distribuições de pressões teórica e real sobre a superfície do cilindro. [White 2010]	14
2.8	Fluxo laminar em uma esfera. [Anderson 1991]	15
2.9	Fluxo turbulento em uma esfera. [Anderson 1991]	16
2.10	C_d x Re em uma esfera. [Anderson 1991]	17
3.1	f_w função envolvida no termo de destruição [Spalart e Allmaras 1992].	25
3.2	Perfis em uma camada limite plana em $Re = 10^4$, coordenadas externas [Spalart e Allmaras 1992].	26
3.3	Perfil de velocidade em uma camada limite plana em $Re = 10^4$, coordenadas internas [Baldwin, Barth e Center. 1990].	26
3.4	Tipos de malhas: nós centrados nos VC (à esquerda) e faces do VC centradas entre os nós [Ferziger Milovan Perić 2020].	28
3.5	Um típico VC e a notação usada para uma malha cartesiana 2D [Ferziger Milovan Perić 2020].	29
3.6	Um típico VC e a notação usada para uma malha cartesiana 3D [Ferziger Milovan Perić 2020].	30
3.7	Corpo rombudo - Esfera.	35
3.8	Asa tridimensional.	35
3.9	Conjunto simplificado - Asa e Esfera.	36
3.10	Campo de escoamento utilizado nas simulações.	37

3.11	Malha de volumes finitos na esfera.....	38
3.12	Malha de volumes finitos de alta densidade na camada limite.....	38
4.1	C_D x iterações - $Re = 10^5$. Esfera no centro do campo de escoamento.....	41
4.2	C_D x iterações - $Re = 10^5$. Esfera em efeito solo.	41
4.3	C_D x Re - esfera no centro do campo de escoamento.....	42
4.4	C_D x Re - uma esfera no centro do campo de escoamento (Restringido).....	43
4.5	Esfera em efeito solo. Linha preta simula o contato com o solo.	44
4.6	C_D x Re - esfera em efeito solo.	45
4.7	C_D x Re - esfera em efeito solo (Restringido).....	45
4.8	C_D x Re - esfera no centro do campo de escoamento e em efeito solo.....	46
4.9	C_D x Re - esfera em efeito solo.	47
4.10	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^2$). ...	48
4.11	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^7$). ...	48
4.12	Linhas de corrente - esfera em efeito solo ($Re = 10^5$).	49
4.13	Linhas de corrente - esfera em efeito solo ($Re = 10^8$).	49
4.14	Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^6$).....	50
4.15	Linhas de corrente - esfera em efeito solo, com modelo turbulência ($Re = 10^6$). 50	
4.16	Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^8$).....	51
4.17	Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^9$).....	51
4.18	C_D x iterações - $Re = 10^5$. Asa e Esfera.	52
4.19	Asa e Esfera, vista lateral.	52
4.20	Asa e Esfera, vista isométrica.	53
4.21	C_L x Re - asa e esfera em efeito solo 54	
4.22	C_D x Re - asa e esfera em efeito solo..... 54	
4.23	C_D x Re 55	
4.24	C_D x Re 55	
4.25	Posições da esfera utilizadas nas simulações. “Esfera a esquerda” - esfera posicionada a esquerda da ponta da asa. “Esfera a direita” - esfera posicionada a direita da ponta da asa 57	
4.26	C_D x Re 58	
4.27	Escoamento na asa - perfil de velocidade..... 59	
4.28	Escoamento na asa - linhas de corrente 60	
4.29	C_D x Posição [m]. 61	
4.30	Esfera 0.5m à esquerda da ponta da asa..... 61	
4.31	Esfera 0.5m à direita da ponta da asa 62	
4.32	C_D x Posição [m]. 63	
6.1	$C_L x Re$ 70	

6.2	C_{Lx} Posicao - Posições a esquerda e direita.....	70
6.3	C_{Lx} Posicao - Posições internas.....	71
6.4	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^0$).....	71
6.5	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^1$).....	72
6.6	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^2$).....	72
6.7	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^3$).....	73
6.8	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^4$).....	73
6.9	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^5$).....	74
6.10	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^6$).....	74
6.11	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^7$).....	75
6.12	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^8$).....	75
6.13	Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^9$).....	76
6.14	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^0$).	76
6.15	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^1$).	77
6.16	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^2$).	77
6.17	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^3$).	78
6.18	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^3$).....	78
6.19	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^4$).	79
6.20	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^4$).....	79
6.21	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^5$).	80
6.22	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^5$).....	80
6.23	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^6$).	81
6.24	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^6$).....	81
6.25	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^7$).	82
6.26	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^7$).....	82
6.27	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^8$).	83
6.28	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^8$).....	83
6.29	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^9$).	84
6.30	Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^9$).....	84
6.31	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^2$).	85
6.32	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^2$).....	85
6.33	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^3$).	86
6.34	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^3$).....	86
6.35	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^4$).	87
6.36	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^4$).....	87
6.37	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^5$).	88
6.38	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^5$).....	88
6.39	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^6$).	89
6.40	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^6$).....	89
6.41	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^7$).	90
6.42	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^7$).....	90

6.43	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^8$).	91
6.44	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^8$).	91
6.45	Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^9$).	92
6.46	Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^9$).	92
6.47	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^3$).	93
6.48	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^3$).	93
6.49	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^5$).	94
6.50	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^5$).	94
6.51	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^6$).	95
6.52	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^6$).	95
6.53	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^7$).	96
6.54	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^7$).	96
6.55	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^9$).	97
6.56	Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^9$).	97
6.57	Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	98
6.58	Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	98
6.59	Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	99
6.60	Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	99
6.61	Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	100
6.62	Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	100
6.63	Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	101
6.64	Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	101
6.65	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^2$).	102
6.66	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^2$).	102
6.67	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^3$).	103
6.68	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^3$).	103
6.69	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^4$).	104
6.70	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^4$).	104
6.71	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^5$).	105
6.72	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^5$).	105
6.73	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^6$).	106
6.74	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^6$).	106
6.75	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^7$).	107
6.76	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^7$).	107
6.77	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^8$).	108
6.78	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^8$).	108
6.79	Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^9$).	109
6.80	Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^9$).	109
6.81	Linhas de corrente - esfera 0.1m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	110
6.82	Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	110
6.83	Linhas de corrente - esfera 0.2m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	111

6.84	Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	111
6.85	Linhas de corrente - esfera 0.3m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	112
6.86	Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	112
6.87	Linhas de corrente - esfera 0.4m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).	113
6.88	Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).	113
6.89	Distribuição de velocidade na ponta da asa.	114
6.90	Distribuição de velocidade na raiz da asa.	114
6.91	Distribuição de velocidade em 75% da envergadura da asa.	115
6.92	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^0$). ...	115
6.93	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^0$).	116
6.94	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^1$). ...	116
6.95	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^1$).	117
6.96	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^2$). ...	117
6.97	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^2$).	118
6.98	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^3$). ...	118
6.99	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^3$).	119
6.100	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^3$).	119
6.101	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^4$). ...	120
6.102	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^4$).	120
6.103	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^4$).	121
6.104	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^5$). ...	121
6.105	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^5$).	122
6.106	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^5$).	122
6.107	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^6$). ...	123
6.108	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^6$).	123
6.109	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^6$).	124
6.110	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^7$). ...	124
6.111	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^7$).	125
6.112	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^7$).	125
6.113	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^8$). ...	126
6.114	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^8$).	126
6.115	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^8$).	127
6.116	Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^9$). ...	127
6.117	Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^9$).	128
6.118	Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^9$).	128

LISTA DE TABELAS

4.1	Coeficientes aerodinâmicos - esfera no centro do campo de escoamento.....	42
4.2	Coeficientes aerodinâmicos - esfera em efeito solo	44
4.3	C_D para simulações com e sem modelo de turbulência.	46
4.4	Coeficientes aerodinâmicos - asa e esfera em efeito solo	53
4.5	Coeficientes aerodinâmicos - esfera à direita da ponta da asa.	57
4.6	Coeficientes aerodinâmicos - esfera à esquerda da ponta da asa.	58
4.7	Coeficientes aerodinâmicos - esfera à direita - $V = 70$ m/s.....	60
4.8	Coeficientes aerodinâmicos - esfera à esquerda - $V = 70$ m/s	60
4.9	Coeficientes aerodinâmicos próximos às pontas da asa.	62
6.1	Setup numérico utilizado nas malhas geradas em ICEM	69

LISTA DE SÍMBOLOS

a_x	Aceleração na direção x
a_y	Aceleração na direção y
a_z	Aceleração na direção z
α	Ângulo de ataque
A	Área
Γ	Circulação
x	Componente da direção x
y	Componente da direção y
z	Componente da direção z
C_D	Coefficiente de arrasto
c_d	Coefficiente de arrasto bidimensional
C_A	Coefficiente de força axial
C_N	Coefficiente de força normal
c_p	Coefficiente de pressão
C_L	Coefficiente de sustentação
c_l	Coefficiente de sustentação bidimensional
μ	Coefficiente de viscosidade dinâmica
ν	Coefficiente de viscosidade cinemática
$\tilde{\nu}$	Coefficiente de viscosidade cinemática turbulenta modificada
L	Comprimento característico
θ	Componente na direção angular
r	Componente na direção radial
θ	Deformação
δ	Espessura da camada limite
e	Energia
F	Força
A	Força axial
D	Força de arrasto
L	Força de sustentação
N	Força normal
F_x	Força na direção x
F_y	Força na direção y
F_z	Força na direção z
ψ	Função corrente
$\psi_{semcirculacao}$	Função corrente de uma esfera sem circulação
$\psi_{vortice}$	Função corrente de um vórtice

∞	Infinito
λ	Intensidade do dipolo
m	Massa
ρ_{∞}	Massa específica
∇	Nabla
π	Pi
x_0	Posição inicial
ϕ	Potencial de velocidade
ϕ_{dipolo}	Potencial de velocidade de um dipolo
ϕ_{fonte}	Potencial de velocidade na fonte
$\phi_{sumidouro}$	Potencial de velocidade no sumidouro
p	Pressão
q_{∞}	Pressão dinâmica
r	Raio
Re	Número de Reynolds
S	Superfície aerodinâmica
τ	Tensão de Cisalhamento
t	Tempo
T	Temperatura
v	Unidade de volume
U	Velocidade
U_{∞}	Velocidade de corrente livre
V	Velocidade do fluido
u	Velocidade na direção x
v	Velocidade na direção y
w	Velocidade na direção z
V_r	Velocidade radial
V_{θ}	Velocidade tangencial
u_r	Velocidade componente radial
u_{θ}	Velocidade componente tangencial
\mathbf{n}	Vetor normal
\mathbf{v}	Vetor velocidade
ϑ	Volume de um elemento de fluido

Capítulo 1

Introdução

1.1 Contextualização

Desde os primórdios da inteligência humana, a ideia de voar no mesmo espaço que os pássaros domina a mente humana [Anderson 1991]. Nas primeiras tentativas, vários entusiastas pensavam que para voar junto às aves era necessário imitar seus movimentos, prendendo um par de asas aos braços e batendo para cima e para baixo, sendo esses modelos conhecidos como ornitópteros. Leonardo Da Vinci era extasiado pela ideia de voar, projetando diversos ornitópteros.

Em 1783, Pilatre de Rozier e Marquês d'Arlandes conseguiram finalmente sair do chão com sucesso voando pelos céus de Paris, em um balão projetado pelos irmãos Montgolfier, Joseph e Etienne.

Até o avião ser, de fato, inventado, muitos colaboraram para o seu desenvolvimento, até que no século XX, Santos Dumont e os irmãos Wright conseguiram colocar uma aeronave tripulada nos ares.

De acordo com os norte-americanos, o primeiro voo motorizado da história foi realizado em 17 de dezembro de 1903, com o modelo Flyer. Com poucas testemunhas e nenhuma filmagem, muitos pontos contra são levantados. O principal argumento que invalida que os irmãos são os pais da aviação, é a utilização de uma catapulta responsável por lançar a aeronave nos céus. Se para ser considerado como um voo a aeronave precisa decolar sem auxílio externo, ou seja, por conta própria, o voo dos irmãos Wright é então desconsiderado.

De acordo com a Força Aérea Brasileira e com o jornal britânico *The Independent*, Alberto Santos Dumont foi o primeiro a realizar um voo público, considerado por muitos o pai da aviação. Em 1906, voando no egrégio 14-Bis, também nos céus de Paris, exibindo todo seu esplendor para mais de mil pessoas, e recebendo o reconhecimento do Aeroclube de Paris e da Federação Aeronáutica Internacional (FAI), Santos Dumont alçou voo por meios próprios, sem auxílio de rampas ou catapultas.



Figura 1.1: 14-bis, Museu Aeroespacial, Rio de Janeiro, Brazil. [14-bis].

Após o primeiro voo, o desejo por ir mais alto e mais rápido aumentava a cada dia. Este desejo era compartilhado de tal forma que durante a Segunda Guerra Mundial, todas as potências investiram grandemente no desenvolvimento aeronáutico militar, que teve um papel muito importante nas batalhas travadas.

Desde então, o voo evoluiu, juntamente à mecânica dos fluidos e à aerodinâmica. Os aviões são cada vez maiores, mais velozes e mais utilizados, com muitos tentando até mesmo transformar automóveis em veículos voadores.

A aerodinâmica vem sendo cada vez mais aplicada em competições esportivas como no MotoGP e na Fórmula 1, utilizando-se de asas para produzir *downforce* ou sustentação negativa.

A *downforce* atua por meio de componentes do carro que têm como função gerar uma força vertical sobre os pneus, fazendo que o automóvel fique mais colado ao solo. Essa firmeza na pista é o que permite que o veículo faça curvas com maiores acelerações. Entretanto, para gerar essa *downforce* são utilizados aparatos aerodinâmicos como asa, aletas, e geometrias extremamente complexas.



Figura 1.2: SF21 - Carro da Ferrari guiado pelo piloto monegasco Charles Leclerc.[News 2021]

Um dos grandes problemas enfrentados no atual regulamento da Fórmula 1 é o excesso de *downforce* gerado pelos carros, ocasionando uma enorme turbulência à jusante no escoamento, fenômeno o qual diminui a eficiência aerodinâmica dos carros que seguem logo atrás, impossibilitando então uma grande perseguição e tornando a tarefa de ultrapassagem praticamente inexecutável, e para muitos saudosistas, estragando o grande espetáculo que é a Fórmula 1.

Como uma tentativa de resolver esse problema e aumentar a competitividade, que em 2011, foi introduzido o DRS (Drag Reduction System), conhecido no Brasil como "asa móvel", que tinha o objetivo de facilitar a aproximação e as ultrapassagens, porém não foi possível devolver as grandes perseguições à competição, novamente não agradando aos grandes saudosistas da competição. O regulamento da competição de 2022 busca uma das maiores revoluções da história da Fórmula 1, com modificações em praticamente toda a aerodinâmica dos carros, visando a diminuição da turbulência gerada, voltando com as clássicas perseguições e magníficas ultrapassagens. Espera-se que o problema diminua, mas ainda será tema de estudos por um longo tempo.

Ao introduzir as asas para geração de *downforce* no MotoGP, problemas também foram relatados pelos pilotos, e tal fato foi motivação para o estudo de Gabriel Torres [Torres 2019].

A Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD - *Computational Fluid Dynamics*) é uma ferramenta altamente utilizada para o desenvolvimento aerodinâmico tanto na Fórmula 1, quando no MotoGP, e também em diversas outras áreas, devido à sua facilidade em retornar resultados precisos de situações de grande complexidade.

Por sua grande utilidade em várias áreas de conhecimento, incluindo aerodinâmica, o CFD será empregado no presente trabalho, utilizando do método dos volumes finitos (FVM - *Finite Volume Method*) por ser um dos métodos mais utilizados em CFD.

1.2 Motivação

Os efeitos turbulentos descritos na seção 1.1 são motivos de estudos de várias equipes de competição e até mesmo de grandes empresas de transporte aéreo, pois tal turbulência também é gerada por aviões, mas tal efeito é evitado aumentando as distâncias entre as aeronaves, de forma a dissipar os vórtices gerados pelas asas, fazendo que o escoamento seja limpo para as aeronaves à jusante.

Esses fenômenos não podem ser evitados em competições como Fórmula 1 e MotoGP, portanto, diversos engenheiros se debruçam sobre tais problemas. Gabriel Torres [Torres 2019] e Cassiano Bueno [Silva 2021], em estudos realizados no laboratório de Aeroacústica Computacional da Universidade de Brasília, analisaram esse fenômeno e verificaram os efeitos causados em motocicletas da competição MotoGP.

Como uma continuação desses estudos e por uma grande paixão por Fórmula 1, este trabalho tem como motivação a melhor compreensão dos fenômenos aerodinâmicos descritos, que intrigam projetistas de várias áreas da engenharia.

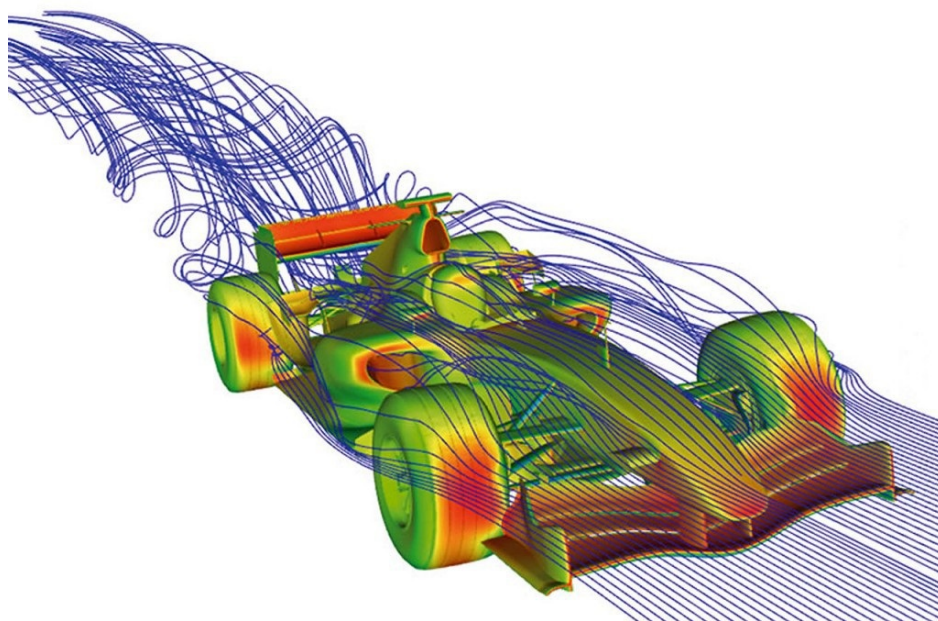


Figura 1.3: Simulação CFD de um carro de Fórmula 1.

1.3 Objetivo

O objetivo do presente trabalho é analisar a influência aerodinâmica do vórtice de ponta de asa produzido por uma asa tridimensional incidindo sobre um corpo rombudo posto à jusante no escoamento. As análises serão realizadas por simulações numéricas de mecânica dos fluidos. Primeiramente, serão analisados os efeitos aerodinâmicos de um escoamento livre sobre uma esfera, posteriormente será introduzida na simulação uma asa que será responsável pela geração dos vórtices, variando os parâmetros aerodinâmicos encontrados no

primeiro modelo. A comparação dos dois modelos levará a uma melhor compreensão do fenômeno.

1.4 Estrutura do Relatório

No capítulo 1 é apresentado uma contextualização histórica da aviação e da aerodinâmica, seguidos pela motivação que levou a confecção deste trabalho, e por fim o objetivo que se deseja alcançar.

O capítulo 2 apresenta os conceitos básicos da aerodinâmica e fenômenos aerodinâmicos que serão analisados, e então são apresentados alguns resultados encontrados na literatura que podem ser usados como base para validação de alguns processos do presente estudo.

O capítulo 3 expõe os métodos utilizados para formulação e solução do problema em questão. O método dos volumes finitos é utilizado para solução numérica, junto com método RANS e o modelo de turbulência Spalart-Allmaras. Também são apresentados os esquemas numéricos utilizados e o *software* utilizado para as simulações, bem como as diretrizes utilizadas.

Já o capítulo 4 exhibe os principais resultados encontrados por meio de simulações dos modelos propostos. São expostos as análises de dos coeficientes aerodinâmicos, variações dos modelos utilizados em busca da melhor compreensão do problema e discussão dos resultados encontrados.

No capítulo 5, é feita a conclusão com base nos resultados obtidas das simulações realizadas.

Por fim, no capítulo 6 são sugeridos possíveis trabalhos futuros para complementar o entendimento dos assuntos abordados no presente estudo.

Capítulo 2

Aerodinâmica

As teorias matemáticas do alegre campo de caça dos matemáticos puros são adequadas para descrever o fluxo de ar produzido pelas aeronaves, com precisão tão excelente que podem ser aplicadas diretamente ao projeto de aviões.

Theodore von Karman, 1954

Há quem diga que a aerodinâmica é uma ciência moderna, aplicada nos aviões, carros de Fórmula 1 e competições MotoGP, mas pode-se verificar a utilização da aerodinâmica nos veleiros no fim do século XV, nos moinhos de vento no século V, e até mesmo no mito grego de Ícaro e Dédalo. A aerodinâmica está presente em várias aplicações desde os tempos antigos, e seu estudo mostra o quão belo e complexo o movimento de um fluido pode ser. Para melhor compreensão, a introdução de alguns conceitos se faz necessária.

2.1 Número de Reynolds

O principal parâmetro que correlaciona o comportamento viscoso de todos os fluidos newtonianos é o adimensional número de Reynolds.

$$Re = \frac{\rho_{\infty} V_{\infty} L}{\mu} = \frac{V_{\infty} L}{\nu} \quad (2.1)$$

Número de Reynolds muito baixo indica movimento viscoso muito lento, no qual os efeitos da inércia são desprezíveis. Quando apresenta valor moderado implica escoamento laminar com variação suave. Valores altos provavelmente indicam escoamento turbulento, que podem variar lentamente no tempo, mas impõe fortes flutuações randômicas de alta

frequência. O número de Reynolds depende diretamente da geometria do corpo em estudo.

2.2 Coeficientes Aerodinâmicos

As forças aerodinâmicas são originadas da relação entre um corpo e um fluido, portanto, dependem da distribuição de pressão e da tensão de cisalhamento na superfície do corpo [Miranda 2011], que são resultantes dos seguintes fatores:

- Velocidade do fluido, V_∞ ;
- Massa específica do fluido, ρ_∞ ;
- Superfície aerodinâmica, S ;
- Angulo de ataque, α ;
- Perfil aerodinâmico;
- Viscosidade, μ_∞ ;
- Compressibilidade do fluido.

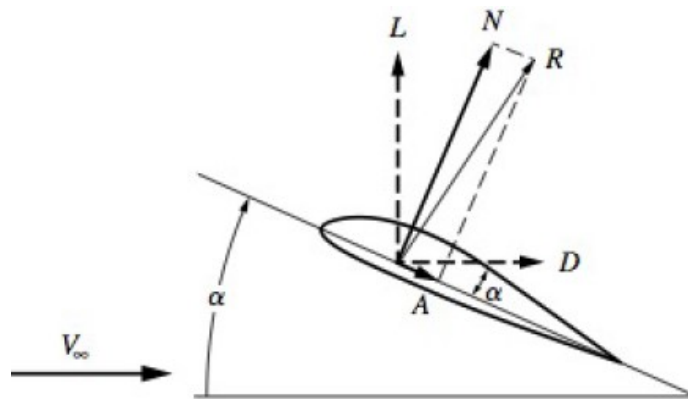


Figura 2.1: Componentes da força aerodinâmica. [Miranda 2011]

Na figura 2.1, V_∞ é a velocidade do fluxo relativo, α é o ângulo de ataque, **A** e **N** são as forças axial e normal, respectivamente. A força resultante é representada por **R**, e a partir de sua decomposição é possível obter a Sustentação **L** e o Arrasto **D**.

Para facilitar comparações, são definidos coeficientes adimensionais. Definindo então a pressão dinâmica q_∞ na equação 2.2, é possível definir os coeficientes aerodinâmicos.

$$q_\infty = \frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2 \quad (2.2)$$

$$C_L = \frac{L}{q_\infty S} \quad (2.3)$$

$$C_D = \frac{D}{q_\infty S} \quad (2.4)$$

$$C_N = \frac{N}{q_\infty S} \quad (2.5)$$

$$C_A = \frac{A}{q_\infty S} \quad (2.6)$$

2.3 Forças Aerodinâmicas

O arrasto **D** é definido como a componente da força aerodinâmica paralela ao vento relativo, já a sustentação é definida como a componente perpendicular ao vento relativo. Além da sustentação e do arrasto, as distribuições de pressão e de tensão de cisalhamento criam um momento **M** que tende a rotacionar a asa.

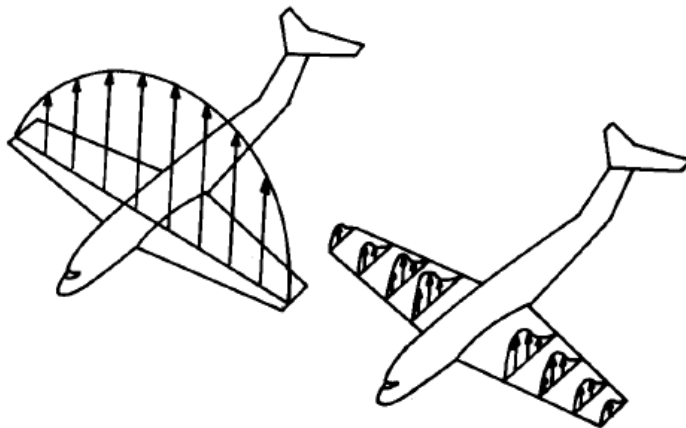


Figura 2.2: Distribuição de sustentação em uma asa. [Raymer 1999]

A força aerodinâmica resultante **R** pode ser resolvida em componentes perpendiculares e paralelas ao fluxo de ar relativo: a sustentação e o arrasto, respectivamente. Outra forma de resolver **R** é em componentes perpendiculares e paralelas à corda. Essas componentes são denominadas força normal **N** e axial **A**. A sustentação e o arrasto podem ser expressos em termos de **N** e **A**, de acordo com as equações 2.7 e 2.8.

$$L = N \cos \alpha - A \sin \alpha \quad (2.7)$$

$$D = N \sin \alpha + A \cos \alpha \quad (2.8)$$

2.4 Vórtice de Ponta de Asa

As propriedades aerodinâmicas são diretamente aplicáveis às asas finitas. Mas todas as asas são reais, logo é preciso traduzir o conhecimento sobre aerofólios para asas finitas.

Se a asa tem sustentação, então a pressão média sobre a superfície inferior é maior do que aquela sobre a superfície superior. Por consequência, o ar tende a fluir em torno das pontas das asas das superfícies de alta pressão para as de baixa, como mostrando na figura 2.3. Esse fluxo estabelece uma trilha com um movimento circulatório. A trilha de movimento circular é chamada vórtex. Um vórtex de grandes dimensões se forma a partir de cada ponta da asa [Anderson 1991].

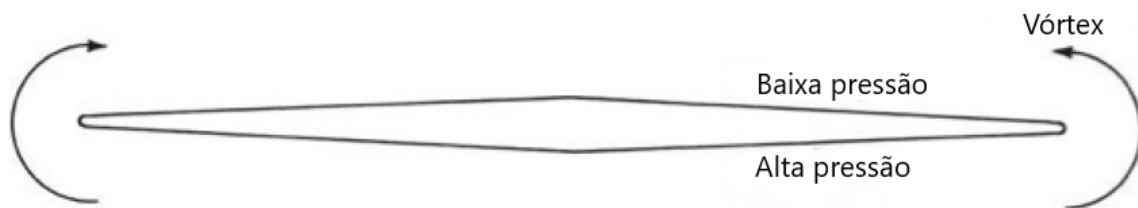


Figura 2.3: Visão frontal da asa. [Anderson 1991]

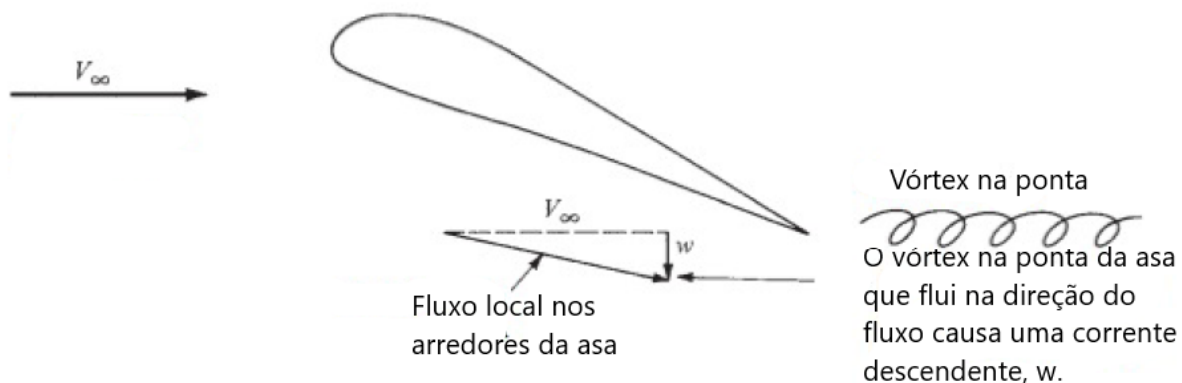


Figura 2.4: Corrente descendente. [Anderson 1991]

Na vizinhança imediata da asa, V_∞ e w se somam vetorialmente para produzir um vento relativo local inclinado para baixo em relação à direção original de V_∞ . Isso tem consequências:

- O ângulo de ataque das seções do aerofólio da asa é reduzido em comparação ao ângulo de ataque da asa em referência a V_∞ .
- Há um aumento no arrasto. O aumento é chamado de arrasto induzido. Os vórtices na ponta da asa alteram o campo de fluxo em torno da asa, o vetor de sustentação é inclinado para trás contribuindo com um componente de força paralelo a V_∞ , ou seja, uma força de arrasto.

Portanto, o coeficiente de sustentação para uma asa finita é menor do que para sua seção de aerofólio, e o coeficiente de arrasto para uma asa finita é maior do que para sua seção de aerofólio.

2.5 Escoamento em uma Esfera

Sendo a equação 2.9 o potencial de velocidade de um dipolo tridimensional, sendo $\mu = \lambda l$. É possível calcular as componentes de velocidade.

$$\phi_{dipolo_{3D}} = -\frac{\mu \cos\theta}{4\pi r^2} \quad (2.9)$$

$$u_r = \frac{\mu \cos\theta}{2\pi r^3} \quad (2.10)$$

$$u_\theta = \frac{\mu \operatorname{sen}\theta}{4\pi r^3} \quad (2.11)$$

$$u_\phi = 0 \quad (2.12)$$

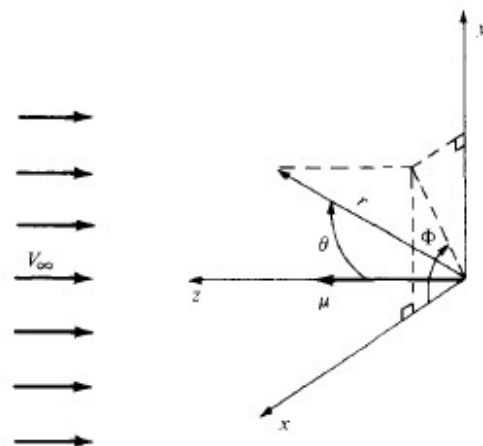


Figura 2.5: Coordenadas para superposição de um escoamento uniforme e um dipolo 3D. [Anderson 1991]

Considerando um escoamento induzido por um dipolo tridimensional superposto a um escoamento uniforme de magnitude U_∞ na direção negativa de z . Chega-se então as componentes de velocidade de um escoamento sob um esfera.

$$u_r = -U_\infty \cos\theta + \frac{\mu \cos\theta}{2\pi r^3} = -\left(U_\infty - \frac{\mu}{2\pi r^3}\right) \cos\theta \quad (2.13)$$

$$u_\theta = U_\infty \sin\theta + \frac{\mu}{4\pi} \frac{\sin\theta}{r^3} = \left(U_\infty + \frac{\mu}{4\pi r^3} \right) \sin\theta \quad (2.14)$$

$$u_\phi = 0 \quad (2.15)$$

Para encontrar os pontos de estagnação, é necessário encontrar os pontos onde $u_r = u_\theta = 0$. Para $u_\theta = 0$, basta fazer $\theta = 0$ e $\theta = \pi$. Fazendo $u_r = 0$, encontra-se o valor do raio a .

$$U_\infty = \frac{\mu}{2\pi a^3} \Rightarrow a = \left(\frac{\mu}{2\pi U_\infty} \right)^{1/3} \quad (2.16)$$

Logo, existem dois pontos de estagnação, ambos no eixo z , com coordenadas (r, θ) .

$$\left[\left(\frac{\mu}{2\pi U_\infty} \right)^{1/3}, 0 \right] \text{ e } \left[\left(\frac{\mu}{2\pi U_\infty} \right)^{1/3}, \pi \right] \quad (2.17)$$

Substituindo o valor de a na equação da velocidade radial 2.13, obtém-se,

$$u_r = - \left(U_\infty - \frac{\mu}{2\pi r^3} \right) \cos\theta = - \left[U_\infty - \frac{\mu}{2\pi} \left(\frac{2\pi U_\infty}{\mu} \right) \right] \cos\theta = 0 \quad (2.18)$$

É possível afirmar então que $u_r = 0$ quando $r = a$ para todos os valores de θ e ϕ . Novamente, é possível afirmar que o escoamento é puramente tangencial ao redor da esfera de raio a .

Na superfície da esfera, sendo $r = a$ e $\mu = 2\pi U_\infty a^3$, a velocidade tangencial u_θ adquire o seguinte valor.

$$u_\theta = \left(U_\infty + \frac{2\pi a^3}{4\pi a^3} U_\infty \right) \sin\theta \Rightarrow u_\theta = \frac{3}{2} U_\infty \sin\theta \quad (2.19)$$

Pelas relações de Cauchy-Riemann, calcula-se o potencial de velocidade e a função corrente de um escoamento em uma esfera.

$$\phi = - \left(U_\infty r + \frac{\mu}{4\pi r^2} \right) \cos\theta \quad (2.20)$$

$$\psi = - \left(U_\infty r - \frac{\mu}{8\pi r^2} \right) \sin\theta \quad (2.21)$$

2.6 Camada Limite

Para um corpo rombudo, mesmo a números de Reynolds muito altos, existe uma discrepância no conceito da justaposição viscosa/não viscosa. A figura 2.6 mostra dois esboços de escoamento ao redor de um corpo rombudo. No esboço idealizado, existe uma camada-limite delgada em torno do corpo e uma esteira viscosa estreita na traseira. A teoria de justaposição seria excelente para esse cenário, mas ele é falso. No escoamento real, a camada limite é delgada no lado frontal do corpo, onde a pressão decresce ao longo da superfície (gradiente de pressão favorável). Mas, na parte traseira, a camada-limite depara-se com um aumento de pressão (gradiente de pressão adverso) e entra em colapso, ou se separa, formando uma ampla esteira pulsante. O escoamento principal é defletido por essa esteira, de modo que o escoamento externo é bem diferente daquele previsto pela teoria não viscosa com a inclusão de uma camada-limite delgada.

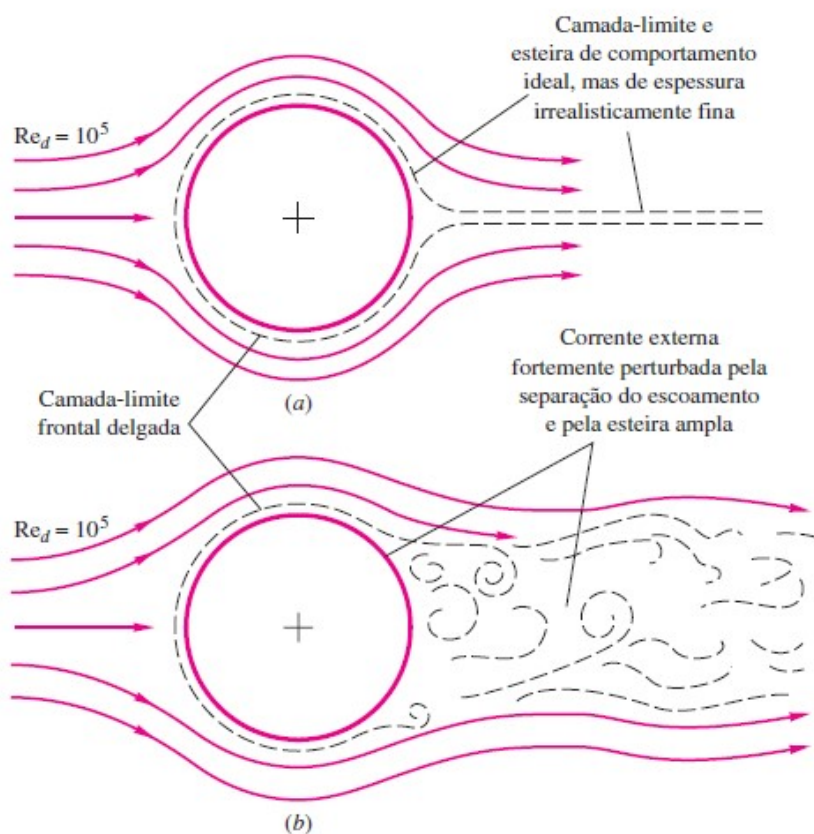


Figura 2.6: (a) cenário idealizado; (b) cenário real. [White 2010]

Prandtl mostrou que a separação é causada por uma perda de quantidade de movimento próximo à parede em uma camada limite que tenta mover-se para jusante contra um aumento de pressão, $dp/dx > 0$, que é chamado de gradiente de pressão adverso. O caso oposto de pressão decrescente, $dp/dx < 0$, é chamado de gradiente de pressão favorável, e nesse caso a separação do escoamento não pode ocorrer.

A teoria da camada limite propicia uma compreensão qualitativa do comportamento dos

escoamentos viscosos, mas por causa da separação do escoamento, a teoria geralmente não permite um cálculo quantitativo do campo completo de escoamento. Em particular, não existe atualmente uma teoria satisfatória para as forças sobre um corpo imerso em uma corrente escoando a um número de Reynolds arbitrário, à não ser resultados obtidos por CFD.

A teoria do arrasto é frágil e inadequada, exceto para a placa plana. Isso se deve à separação (descolamento) do escoamento. A teoria da camada limite pode prever o ponto de separação, mas não pode avaliar com precisão a distribuição de pressões na região de descolamento. A diferença entre a alta pressão na região frontal de estagnação e a baixa pressão na região traseira descolada traz uma contribuição para o chamado arrasto de pressão. Esse arrasto é acrescentado ao arrasto de atrito do corpo.

$$C_A = C_{A,press} + C_{A,atr} \quad (2.22)$$

As distribuições reais de pressões da camada limite laminar e turbulenta na figura 2.7 são diferentes das previstas pela teoria. O escoamento laminar é sensível ao gradiente adverso de pressão na face traseira do cilindro e a separação ocorre em $\theta = 82^\circ$, o que não poderia ter sido previsto partindo-se da teoria não viscosa. A esteira e a pressão baixa na região de separação laminar causam um grande arrasto.

A camada limite turbulenta é mais resistente, e a separação é retardada até $\theta = 120^\circ$, ocasionando uma esteira resultante menor, uma pressão traseira maior e um arrasto 75% menor. Isso explica a queda brusca do arrasto na transição.

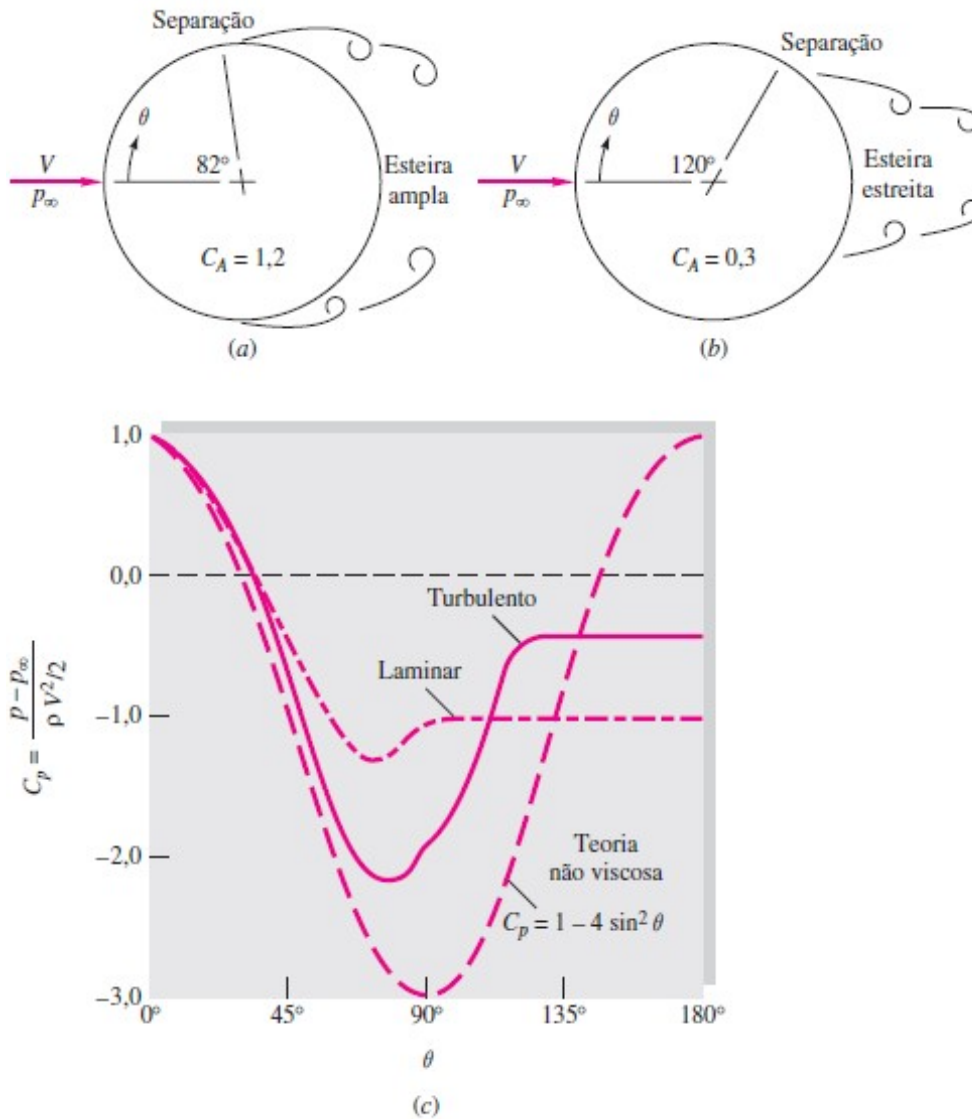


Figura 2.7: Escoamento em torno de um cilindro circular: (a) separação laminar; (b) separação turbulenta; (c) distribuições de pressões teórica e real sobre a superfície do cilindro. [White 2010]

2.7 Efeito Solo

Como o próprio nome diz, o efeito solo se dá devido a interação do escoamento ao redor de um corpo com o solo. Diversas são as consequências do efeito solo, porém o "porquê" desse efeito ainda é uma incógnita.

O efeito solo tem influência direta nos coeficientes aerodinâmicos, principalmente nos coeficientes de sustentação e arrasto. Em asas tridimensionais, o efeito solo gera dois principais fenômenos: o efeito Venturi e o impedimento da formação dos vórtices de ponta de asa.

No efeito Venturi, se um fluido encontra uma região de afunilamento, pelo princípio da

conservação de energia, a velocidade do escoamento aumenta e a pressão diminui. Sendo o solo uma barreira física, ele diminui o downwash gerado pelo perfil da asa e acelera o fluido entre o solo e a asa, modificando assim a pressão na superfície inferior do corpo [McCormick 1994]. Como as forças aerodinâmicas em uma asa são consequências diretas das pressões nas superfícies, logo os coeficientes aerodinâmicos também sofrem variações devido o efeito Venturi. E por ser uma barreira física, o solo modifica os vórtices de ponta de asa bloqueando sua formação e tendo um efeito no arrasto induzido da asa.

Ao causar alterações no escoamento, as consequências aerodinâmicas em um corpo em efeito solo são as mais variadas, devido a isso seu estudo se faz necessário.

2.8 Resultado da Literatura

Apesar de existirem diversos estudos sobre vorticidade em corpos de diversas formas, sobre a influência da variação do número de Reynolds no escoamento, e até alguns poucos estudos sobre efeito solo, não foi possível encontrar muitos resultados que pudessem ser usados como base de comparação, pois muitos se limitavam à visualização das esteiras de vórtices, distribuição de pressão e efeito Magnus. Devido a isso, o presente estudo utilizará como comparativo os resultados apresentados no livro *Fundamentals of Aerodynamics* [Anderson 1991].

2.8.1 Escoamento Sobre uma Esfera

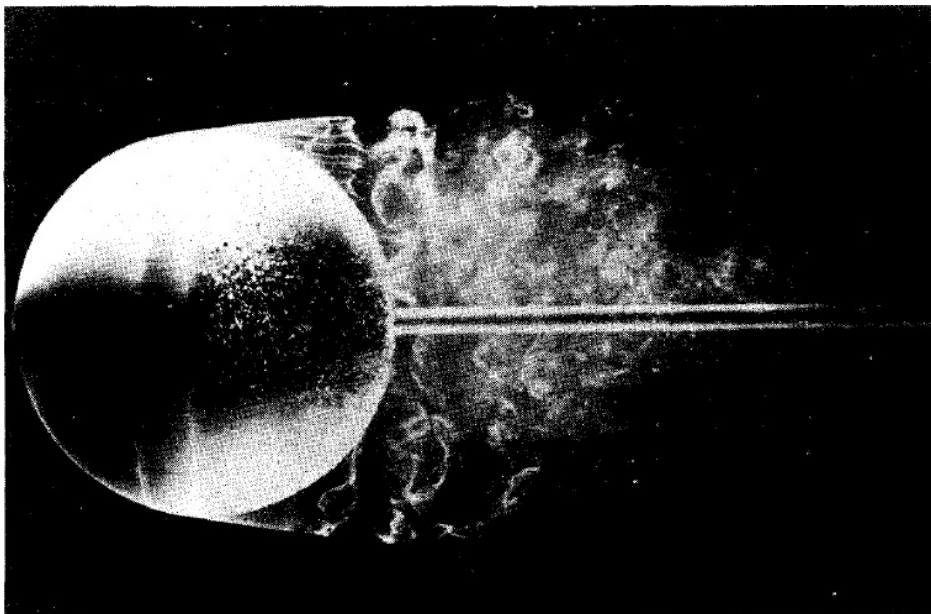


Figura 2.8: Fluxo laminar em uma esfera. [Anderson 1991]

O fluxo laminar sobre uma esfera é mostrado na figura 2.8. Nessa situação, o número de Reynolds é 15.000. Em resposta ao gradiente de pressão adverso na face traseira da esfera

previsto pela teoria do fluxo invíscido e incompressível, o fluxo laminar se separa prontamente da superfície. Assim, uma esteira segue a jusante da esfera, com um conseqüente arrasto de pressão no corpo. Em contraste, o caso do fluxo turbulento é mostrado na figura 2.9. Como o fluxo é turbulento, a separação ocorre muito mais longe na face traseira, resultando em uma esteira mais fina. Conseqüentemente, o arrasto de pressão é menor para o caso turbulento.

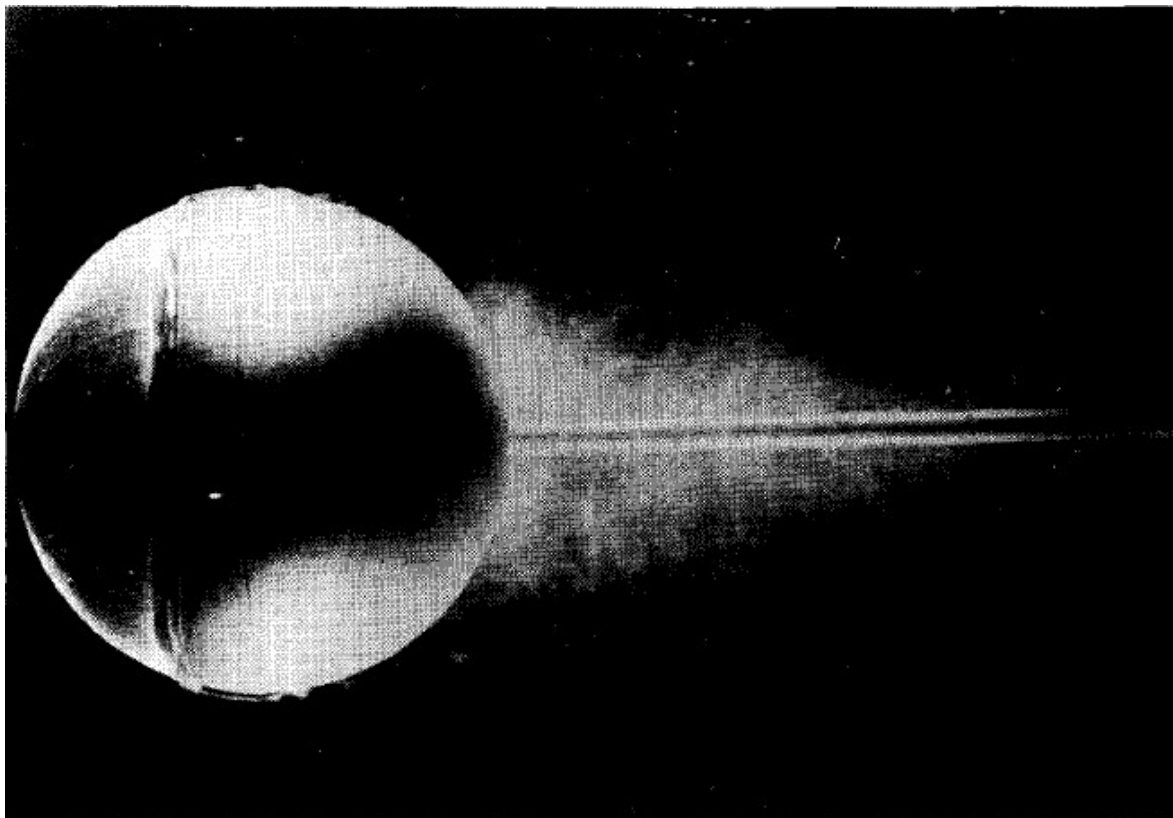


Figura 2.9: Fluxo turbulento em uma esfera. [Anderson 1991]

A variação do coeficiente de arrasto C_d com o número de Reynolds para uma esfera, é mostrada na figura 2.10.

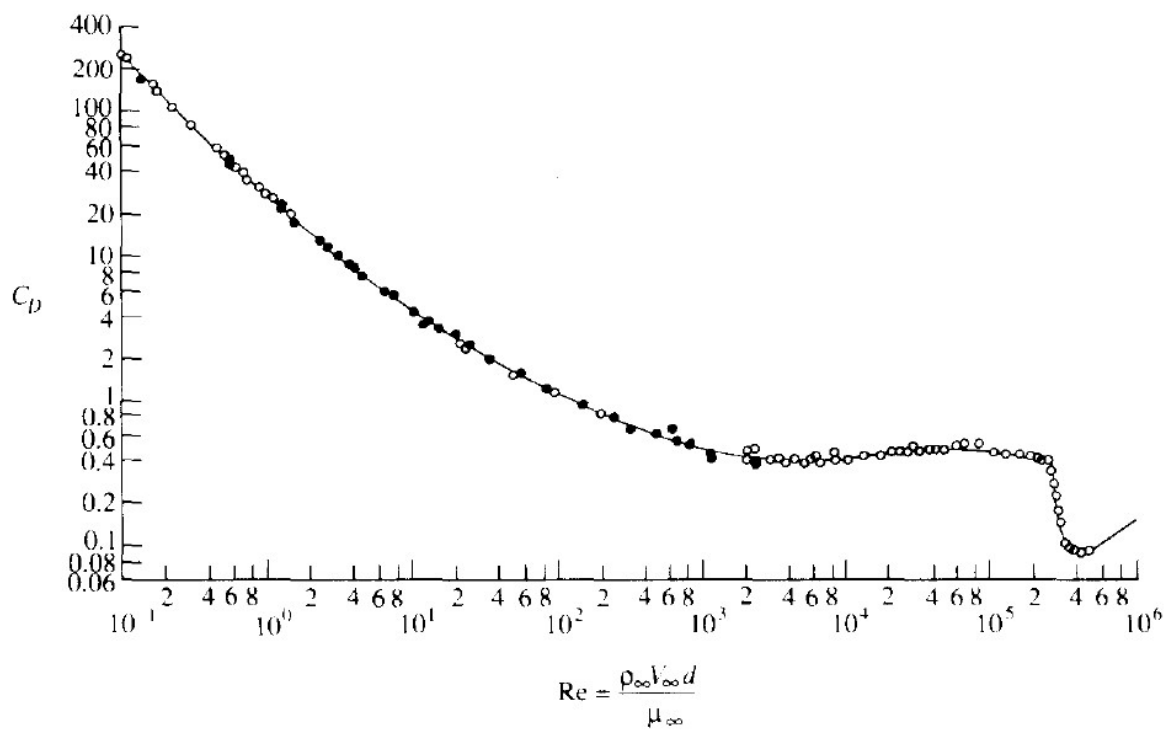


Figura 2.10: C_d x Re em uma esfera. [Anderson 1991]

Capítulo 3

Simulação

O estudo atual é uma análise realizada por meio de métodos numéricos desenvolvidos com o objetivo de resolver problemas físicos. O resultado de tais métodos são obtidos através de análises computacionais de grande escala. Para realizar as análises computacionais, utiliza-se o *software open source* SU2. É importante ressaltar que tais análises tem por objetivo investigar fenômenos que ocorrem na natureza, apesar de não serem métodos exatos, espera-se aproximações matemáticas confiáveis.

3.1 Princípio de Conservação

As leis de conservação podem ser derivadas considerando uma determinada quantidade de matéria e suas propriedades extensas, como massa, momento e energia. Esta abordagem é usada para estudar a dinâmica de corpos sólidos, onde o sistema é facilmente identificado. Em fluxos de fluido é difícil seguir um pacote de matéria. É mais conveniente lidar com o fluxo dentro de uma determinada região do espaço chamado de volume de controle (VC).

A lei de conservação para uma propriedade extensa relaciona a taxa de variação da quantidade dessa propriedade em uma determinada massa de controle para efeitos determinados externamente. Para massa, que não é criada nem destruída nos fluxos de interesse da engenharia, a equação de conservação pode ser escrita:

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (3.1)$$

O momento pode ser alterado pela ação de forças e sua equação é a segunda lei de Newton:

$$\frac{d(m\mathbf{v})}{dt} = \sum \mathbf{f} \quad (3.2)$$

É necessário transformar essas leis em uma forma de volume de controle. As variáveis

fundamentais serão intensivas ao invés de propriedades extensas.

Se ϕ é qualquer propriedade intensiva conservada (para conservação em massa, $\phi = 1$; para conservação do momento, $\phi = \mathbf{v}$; para conservação de um escalar, ϕ representa a propriedade conservada por unidade de massa), então a propriedade extensa correspondente pode ser expressa como:

$$\phi = \int_{V_{CM}} \rho \phi dV \quad (3.3)$$

onde V_{CM} representa o volume ocupado pelo corpo analisado. Usando esta definição, a equação de conservação para um volume de controle pode ser escrito de acordo com a equação 3.4.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{CM}} \rho \phi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_{VC}} \rho \phi dV + \int_{S_{VC}} \rho \phi (\mathbf{v} - \mathbf{v}_s) \cdot \mathbf{n} dS \quad (3.4)$$

sendo v_s a velocidade com que o volume de controle se movimenta e v a velocidade do fluido.

3.2 Conservação de Massa

A forma integral da equação de conservação de massa (continuidade) segue diretamente da equação de volume de controle, definindo $\phi = 1$.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (3.5)$$

Ao aplicar o teorema da divergência de Gauss ao termo de convecção, a integral superfície se transforma em uma integral de volume. Permitindo que o volume de controle se torne infinitesimalmente pequeno levando a uma forma livre de coordenadas diferenciais da equação da continuidade.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (3.6)$$

3.3 Conservação do Momento

Usando o método de controle de volume descrito na seção 3.1, utilizando as equações 3.2 e 3.4 e substituindo ϕ por \mathbf{v} , será obtida a equação 3.7

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \sum f \quad (3.7)$$

Para expressar o lado direito em termos de propriedades intensivas, deve-se considerar as forças que podem atuar no fluido em um volume de controle:

- forças de superfície
- forças de campo

As forças superficiais devidas a pressões e tensões são, do ponto de vista molecular, o momento microscópico que flui através de uma superfície. Se esses fluxos não puderem ser gravados em termos das propriedades cuja as equações de conservação regem (densidade e velocidade), o sistema de equações tem menos equações do que variáveis dependentes e uma solução não é possível. Esta possibilidade pode ser evitada fazendo certas suposições. A suposição mais simples é que o fluido é newtoniano.

Com as forças do corpo (por unidade de massa) sendo representadas por \mathbf{b} , a forma integral da equação de conservação do momento torna-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S \rho \mathbf{v} \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} dS + \int_V \rho \mathbf{b} dV \quad (3.8)$$

Aplicando o teorema da divergência de Gauss aos termos de fluxo de convecção e difusão, obtém-se a equação 3.9.

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} \quad (3.9)$$

A equação correspondente para o i -ésimo componente cartesiano é:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_i \mathbf{v}) = \nabla \cdot t_i + \rho b_i \quad (3.10)$$

3.4 Escoamento Incompressível

As equações de conservação para massa 3.5 e momento 3.10 são as mais gerais, elas assumem que todas as propriedades de fluido e fluxo variam no espaço e tempo. Em muitas aplicações, a densidade do fluido pode ser considerada constante. Tais fluxos são ditos ser incompressível. Se o fluxo também for isotérmico, a viscosidade também será constante. Nesse caso, as equações de conservação de massa e momento se reduzem para:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \nabla \cdot (u_i \mathbf{v}) = \nabla \cdot (\nu \nabla u_i) - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (p \mathbf{i}_i) + b_i \quad (3.12)$$

onde $\nu = \mu/\rho$ é a viscosidade cinemática.

3.5 Reynolds Average Navier-Stokes (RANS)

Nas abordagens de turbulência da média de Reynolds, as equações governantes têm sua média calculada. É preciso estar alerta para as implicações dessas estratégias de média. As estratégias práticas são:

- Fluxo constante: Toda a instabilidade é calculada em média, ou seja, toda a instabilidade é considerada parte da turbulência. O resultado é que as equações de fluxo médio são estável. Essas são as equações de Navier-Stokes da média de Reynolds (RANS).
- Fluxo instável: As equações são calculadas em média sobre um conjunto completo de realizações estatisticamente idênticas do fluxo (conjuntos). Como consequência, todas as flutuações aleatórias são calculadas e, portanto, são implicitamente parte da turbulência. No entanto, se houver estruturas determinísticas e coerentes no fluxo, elas devem sobreviver à média. Essas equações de média de conjunto podem ter uma instabilidade significativa. Tais fluxos foram definidos como RANS ou URANS instáveis [Durbin 2002] ou RANS ou TRANS transitórios [Hanjalic 2002].

Na média, a não linearidade das equações de Navier-Stokes dá origem a termos que devem ser modelados. A complexidade da turbulência torna improvável que qualquer modelo de média de Reynolds seja capaz de representar bem todos os fluxos turbulentos, então modelos de turbulência devem ser considerados como aproximações, em vez de leis científicas [Hanjalic 2004].

Em um fluxo estável, cada variável pode ser escrita como o valor da soma dos tempos médios $\bar{\phi}$ e uma flutuação sobre esse valor ϕ' :

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (3.13)$$

onde

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad (3.14)$$

Da equação 3.14, segue que $\bar{\phi} = 0$. Assim, a média de qualquer termo linear nas equações de conservação simplesmente dá o termo idêntico para a quantidade média. De um termo não linear quadrático, obtém-se dois termos, o produto da média e uma covariância:

$$\overline{u_i \phi} = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{\phi} + \phi')} = \bar{u}_i \bar{\phi} + \overline{u'_i \phi'} \quad (3.15)$$

O último termo é zero apenas se as duas quantidades não estiverem correlacionadas, isso raramente é o caso em escoamentos turbulentos e, como resultado, as equações de conservação contêm termos como $\rho u'_i u'_j$, chamados de tensões de Reynolds, e $\rho u'_i \phi'$, conhecido como fluxo escalar turbulento. Estes não podem ser representados exclusivamente em termos de quantidades médias.

As equações médias de continuidade e momento podem, para fluxos incompressíveis sem forças de corpo, ser escritas em notação tensorial e coordenadas cartesianas.

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{\rho u'_i u'_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

onde o $\bar{\tau}_{ij}$ são os componentes do tensor de tensão viscoso médio:

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.18)$$

E então, a equação para a média de uma quantidade escalar pode ser escrita:

$$\frac{\partial(\rho \bar{\phi})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j \bar{\phi} + \overline{\rho u'_j \phi'}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \quad (3.19)$$

A presença das tensões de Reynolds e do fluxo escalar turbulento nas equações de conservação significa que essas equações contêm mais variáveis do que há equações. É necessário então o uso de algumas aproximações, que tomam a forma de escrever o tensor de tensão de Reynolds e fluxos escalares turbulentos em termos de quantidades médias.

3.6 Modelo de Turbulência Spalart-Allmaras

As tensões de Reynolds são dadas pela relação constitutiva apresentada na equação 3.20.

$$-\rho u'_i u'_j = 2\nu_t S_{ij} \quad (3.20)$$

A quantidade central é a viscosidade turbulenta ν_t . Não existe uma equação de transporte exata para ν_t que possa aproximar termo a termo. A opção de gerar uma equação geral de transporte e calibrá-la com um número suficiente de casos também está fora de questão, pois não há limite para as não linearidades e termos cruzados entre as várias influências a turbulência que está submetida [Spalart e Allmaras 1992].

O modelo é construído reunindo quantidades, derivadas do campo de fluxo médio e da

forma ν_t . São invocadas noções comuns de turbulência para reunir termos dimensionalmente corretos que juntos constituem uma equação de transporte para ν_t . É considerado o fluxo de cisalhamento livre em alto número de Reynolds e a viscosidade molecular não é permitida na equação. O lado esquerdo da equação é a derivada lagrangeana ou material de ν_t , apresentada na equação 3.21. No lado direito, são fornecidos os termos de produção e os termos de difusão.

$$\nu_t : \frac{D\nu_t}{Dt} \equiv \frac{\partial\nu_t}{\partial t} + U_i \frac{\partial\nu_t}{\partial x_i} \quad (3.21)$$

Para o termo de produção, tem-se o tensor de deformação $\partial U_i / \partial x_j$. Visto que ν_t é um escalar, busca-se uma medida escalar, denotada por S , do tensor, logo $S\nu_t$ possui a dimensão desejada. A vorticidade $|\omega|$ é usada para S . Desse modo, é normalizado para que seja reduzido a $|U_y|$ em um fluxo de cisalhamento simples. O argumento a favor de $|\omega|$ em que a turbulência é encontrada apenas onde a vorticidade está presente, com ambas emanando das fronteiras sólidas.

O termo de produção é de fato a restrição do modelo à turbulência homogênea, representada pela equação 3.22. O subscrito b significa básico.

$$\frac{D\nu_t}{Dt} = c_{b1} S\nu_t. \quad (3.22)$$

A busca por termos de difusão concentra-se nas derivadas espaciais de ν_t . Operadores de difusão clássicos são do tipo $\nabla \cdot ([\nu_t / \sigma] \nabla \nu_t)$. Eles conservam a integral de ν_t , exceto para contribuições de limite. No entanto, não há razão para que a integral de ν_t deva ser conservada. Manipulações de modelos de duas equações trazem termos de difusão que não são conservadores. Por analogia e para adquirir um certo grau de liberdade, é permitido um termo de difusão não conservador, envolvendo primeiras derivadas de ν_t . É chegado então ao modelo apresentado na equação 3.23.

$$\frac{D\nu_t}{Dt} = c_{b1} S\nu_t + \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (\nu_t \nabla \nu_t) + c_{b2} (\nabla \nu_t)^2] \quad (3.23)$$

É quebrada a convenção de σ , que pertence à série c_b , devido a notação tradicional dos números de Prandtl.

O termo de difusão da equação 3.23 conserva a integral da quantidade $\nu_t^{1+c_{b2}}$. Entretanto, ainda falta um termo de destruição. Essa ausência foi responsável por uma leve inconsistência na turbulência isotrópica (o decaimento $t^{-1/5}$). O termo de difusão pode reduzir o valor da linha central de ν_t , e a verdadeira restrição é que sob a equação 3.23 a integral de $\nu_t^{1+c_{b2}}$ não pode diminuir. Com os expoentes clássicos da esteira axissimétrica turbulenta auto-similar (escala de comprimento $\propto t_{1/3}$, velocidade $\propto t_{-2/3}$), percebe-se que a integral aumenta desde que $c_{b2} \leq 1$.

Ademais, uma restrição mais importante é obtida a partir do comportamento de uma frente turbulenta. O termo de difusão admite a seguinte solução unidimensional (fraca) apresentada na equação 3.23, para qualquer constante A .

$$\nu_t(x, t) = \max \left(0, A \left[x + \frac{A(1 + c_{b2})}{\sigma} t \right] \right) \quad (3.24)$$

Esta é uma rampa linear que se propaga na velocidade $-A(1 + c_{b2})/\sigma$. Se $c_{b2} > -1$, ele se propaga para a região não turbulenta, o que é fisicamente correto. Acredita-se que esse efeito é o responsável pela sensibilidade desse modelo ao valor de fluxo livre de ν_t (ou \tilde{R}_T). A equação 3.24 dá a estrutura da solução na borda de uma região turbulenta, onde o termo de difusão domina.

3.6.1 Região Próxima à Parede - Alto Número de Reynolds

Em uma camada limite, o efeito de bloqueio de uma parede é sentido à distância por meio do termo de pressão, que atua como o principal termo de destruição para a tensão de cisalhamento de Reynolds. Isso sugere um termo de destruição na equação de transporte para a viscosidade turbulenta. A análise dimensional leva a uma combinação $-c_{w1}(\nu_t/d)^2$ como ponto de partida, onde d é a distância até a parede. O subscrito w significa parede. Este termo é passivo em fluxos de cisalhamento livre ($d \geq \sigma$, de modo que o novo termo é muito menor do que o termo de difusão) e, portanto, não interfere na calibração até este ponto. Nos modelos de [Secundov e Kozlov 1990] e [Hunt 1984], a viscosidade parasita externa varia com a espessura da camada limite, e a viscosidade parasita interna é dada pelo comprimento de mistura, $l \propto d$. Em uma camada de log clássica, $S = u_r/(\kappa d)$ e $\nu_t = u_r \kappa d$. O equilíbrio entre os termos de produção e difusão e o termo de destruição é possível desde que $c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma$.

Testes mostram que o modelo, quando equipado com o termo de destruição, pode produzir uma camada de log precisa em um gráfico $U^+(y^+)$. Por outro lado, produz um coeficiente de fricção superficial muito baixo em uma camada limite de placa plana. Isso mostra que o termo de destruição decai muito lentamente na região externa da camada limite. Para corrigir essa deficiência e permitir uma nova calibração, multiplica por uma função adimensional f_w , que é igual a 1 na camada. Com o termo de destruição, o modelo torna-se:

$$\frac{D\nu_t}{Dt} = c_{b1}S\nu_t + \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot (\nu_t \nabla \nu_t) + c_{b2}(\nabla \nu_t)^2] - c_{w1}f_w \left[\frac{\nu_t}{d} \right]^2 \quad (3.25)$$

A escolha de um argumento de f_w foi inspirada em modelos algébricos, nos quais o comprimento da mistura desempenha um papel importante próximo à parede. Este comprimento pode ser definido por $l \equiv \sqrt{\nu_t/S}$ e usa-se o quadrado de $l/\kappa d$ por conveniência:

$$r \equiv \frac{\nu_t}{S\kappa^2 d^2} \quad (3.26)$$

Ambos r e f_w são iguais a 1 na camada de log e diminuem na região externa. Percebe-se que a função dimensionalmente correta de (ν_t, d, S) que se reduz a $c_{w1}\kappa^2 u_r^2$ em uma camada de log seria tão elegível quanto o termo de destruição inserido em 3.25. Uma função f_w satisfatória é

$$f_w(r) = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (3.27)$$

$$g = r + c_{w2}(r^6 - r) \quad (3.28)$$

Uma função f_w satisfatória é a que é mostrada na figura 3.1. A figura 3.2 mostra os perfis de velocidade, viscosidade turbulenta e tensão de cisalhamento em uma camada limite de placa plana em $Re = 10^4$.

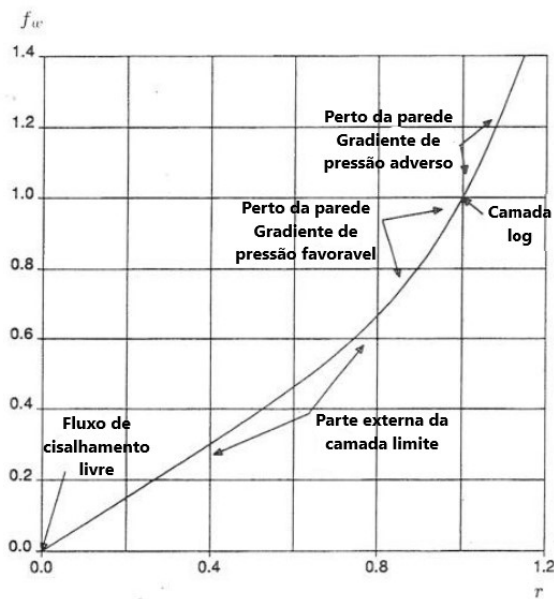


Figura 3.1: f_w função envolvida no termo de destruição [Spalart e Allmaras 1992].

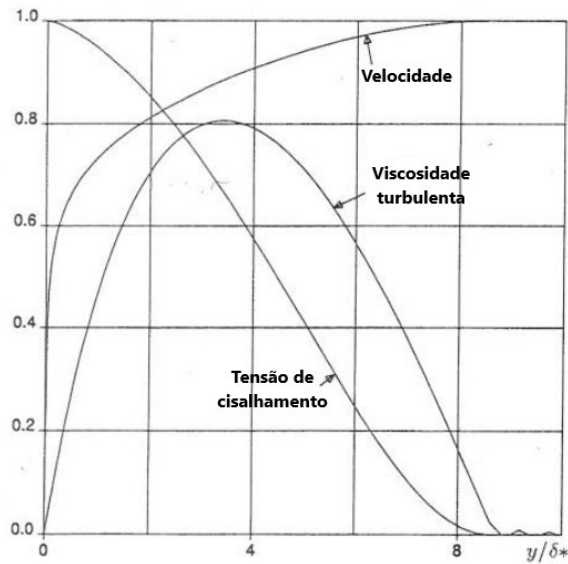


Figura 3.2: Perfis em uma camada limite plana em $Re = 10^4$, coordenadas externas [Spalart e Allmaras 1992].

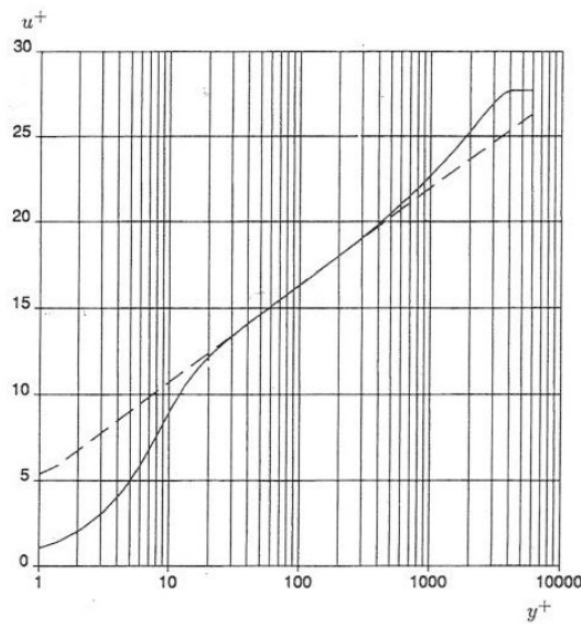


Figura 3.3: Perfil de velocidade em uma camada limite plana em $Re = 10^4$, coordenadas internas [Baldwin, Barth e Center. 1990].

A figura 3.3 mostra o perfil de velocidade nas coordenadas da parede, ilustrando a camada de log e o afastamento suave da lei de log na região externa.

3.6.2 Região Próxima à Parede - Número de Reynolds Finito

Na camada de buffer e na subcamada viscosa, notação adicional é necessária. Além das unidades de parede, y^+ e assim por diante, é introduzido $\tilde{\nu}$ que será igual a ν_t exceto na região viscosa. Também será usado χ , porque da parede para a camada de log terá $\chi = \kappa y^+$.

A viscosidade turbulenta ν_t é igual a $\kappa y u_\tau$ na camada de log, mas não na camada de buffer e na subcamada viscosa. É definido $\tilde{\nu}$ para que seja igual a $\kappa y u_\tau$ até a parede. Isto leva a

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1} \quad (3.29)$$

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad (3.30)$$

O subscrito v significa viscoso. A função f_{v1} recebe o valor $c_{v1} = 7.1$, pois acredita-se que resulta em uma interceptação baixa para a lei do log. Observa-se que não há base para 3.29 e 3.30 para aplicar na borda da região turbulenta, onde χ também é de ordem 1 e menor. No entanto, a viscosidade turbulenta tem pouca influência, devido à ausência de gradientes acentuados.

O termo de produção também precisa de atenção. Nele S é substituído por \tilde{S} , dado por

$$\tilde{S} \equiv S + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (3.31)$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \quad (3.32)$$

A função f_{v2} é construída, assim como f_{v1} , de forma que \tilde{S} mantém o comportamento da camada de log ($\tilde{S} = u_\tau / (\kappa y)$) até a parede. As equações (3.26-3.33) foram derivadas exigindo que o modelo admitisse a lei da parede como uma solução e, em seguida, eliminando u_τ de qualquer uma das fórmulas, para que o modelo seja local. \tilde{S} é singular na parede, mas $\tilde{\nu}$ é zero, de forma que a produção é bem comportada. Outras quantidades envolvidas no modelo invíscido são redefinidas em termos de $\tilde{\nu}$ em vez de ν_t , por exemplo $r \equiv \tilde{\nu} / (\tilde{S} \kappa^2 d^2)$.

Então é adicionado um termo de difusão viscoso $\tilde{\nu} = 0$. Este termo é baseado em uma analogia, ao invés de uma equação rigorosa, e pouca atenção é dada a um fator σ que o multiplica. Ele desaparece na solução ideal perto da parede, já que $\tilde{\nu}$ é linear. A equação de transporte tornou-se

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \frac{1}{\sigma} [\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu}) + c_{b2} (\nabla \tilde{\nu})^2] - c_{w1} f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2 \quad (3.33)$$

Essa equação agora produz equilíbrio de $(D\tilde{\nu}/Dt = 0)$ até $d = 0$. Além disso, as evidências mostram que esta solução clássica é uma solução estável do sistema feito da equação do momento e da equação 3.33, pois foi obtida a partir de uma ampla gama de condições iniciais. Isso inclui os resultados de 3.2 e 3.3; em particular 3.3 exhibe as camadas viscosa e de buffer.

3.7 Método dos Volumes Finitos

Considerando apenas a equação de conservação genérica para uma quantidade ϕ e assumindo que o campo de velocidade e todas as propriedades do fluido são conhecidas. O método dos volumes finitos usa a forma integral da equação de conservação (3.34) como ponto de partida.

$$\int_S \rho \phi \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = \int_S \Gamma \nabla \phi \cdot \mathbf{n} dS + \int_V q_\phi dV \quad (3.34)$$

O domínio da solução é subdividido em um número finito de pequenos volumes de controle (VC) por uma malha que em contraste com o método da diferença finita (DF), define os limites do volume de controle, não os nós computacionais. Por uma questão de simplicidade, deve-se demonstrar o método usando malhas cartesianas.

A abordagem usual é definir o VC por uma malha adequada e atribuir o nó computacional ao centro do VC. No entanto, também se poderia definir as localizações nodais primeiro e construir VCs em torno deles, de modo que as faces do VC fiquem no meio do caminho entre os nós, figura 3.4. Os nós nos quais as condições de limite são aplicadas são mostrados como símbolos completos.

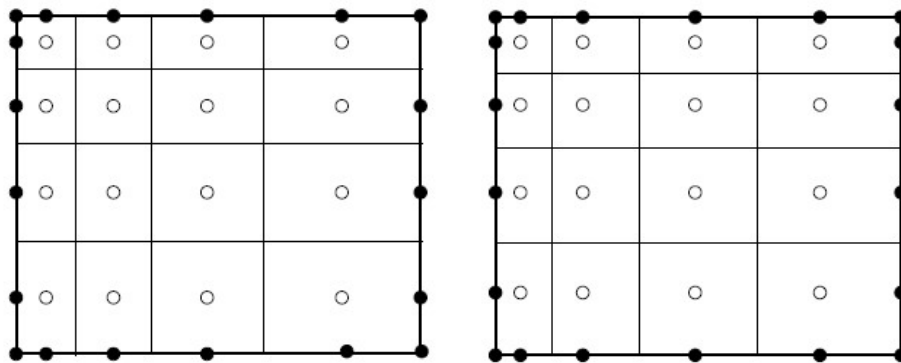


Figura 3.4: Tipos de malhas: nós centrados nos VC (à esquerda) e faces do VC centradas entre os nós [Ferziger Milovan Perić 2020].

A vantagem da primeira abordagem é que o valor nodal representa a média sobre o volume do VC com maior precisão (segunda ordem) do que na segunda abordagem, porque o nó está localizado no centroide do VC. A vantagem da segunda abordagem é que as aproximações CDS (diferença central) das derivadas nas faces do VC são mais precisas quando a face está no meio do caminho entre dois nós. A primeira variante é usada com mais frequência.

A equação de conservação (3.34) se aplica a cada VC, bem como ao domínio da solução como um todo. Somando as equações para todos os VC, obtém-se a equação de conservação global, pois as integrais de superfície sobre as faces internas do VC se cancelam. Assim, a

conservação global está embutida no método e isso oferece uma de suas principais vantagens.

Nas figuras 3.5 e 3.6, volumes de controle cartesiano 2D e 3D típicos são mostrados junto com a notação usada. A superfície do VC consiste em quatro (em 2D) ou seis (em 3D) faces planas, denotadas por letras minúsculas correspondentes à sua direção (e, w, n, s, t e b) em relação ao nó central (P).

O fluxo líquido através do limite do VC é a soma das integrais sobre as quatro (em 2D) ou seis (em 3D) faces do VC:

$$\int_S f dS = \sum_k \int_{S_k} f dS \quad (3.35)$$

onde f é a componente do vetor de fluxo de convecção ($\rho\phi\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$) ou difusão ($\Gamma\nabla\phi \cdot \mathbf{n}$) na direção normal à face do VC. Como o campo de velocidade e as propriedades do fluido são assumidas como conhecidas, a única incógnita é ϕ .

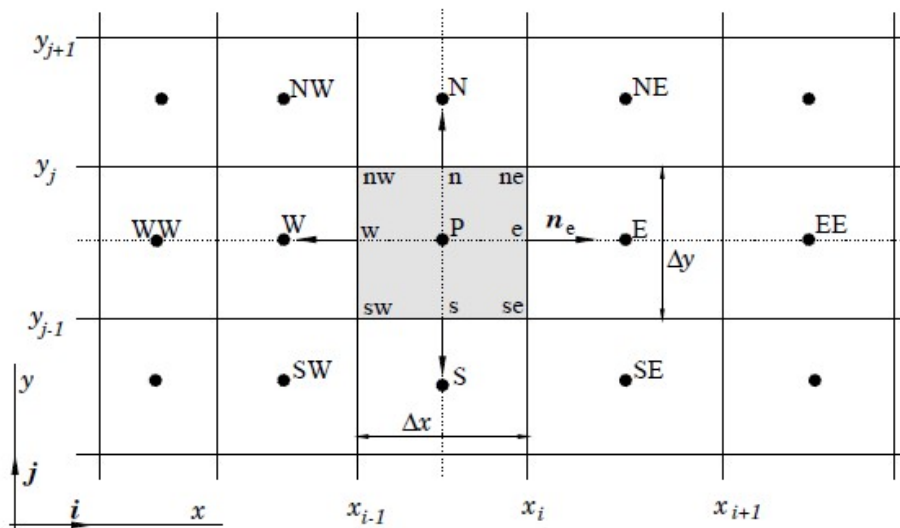


Figura 3.5: Um típico VC e a notação usada para uma malha cartesiana 2D [Ferziger Milovan Perić 2020].

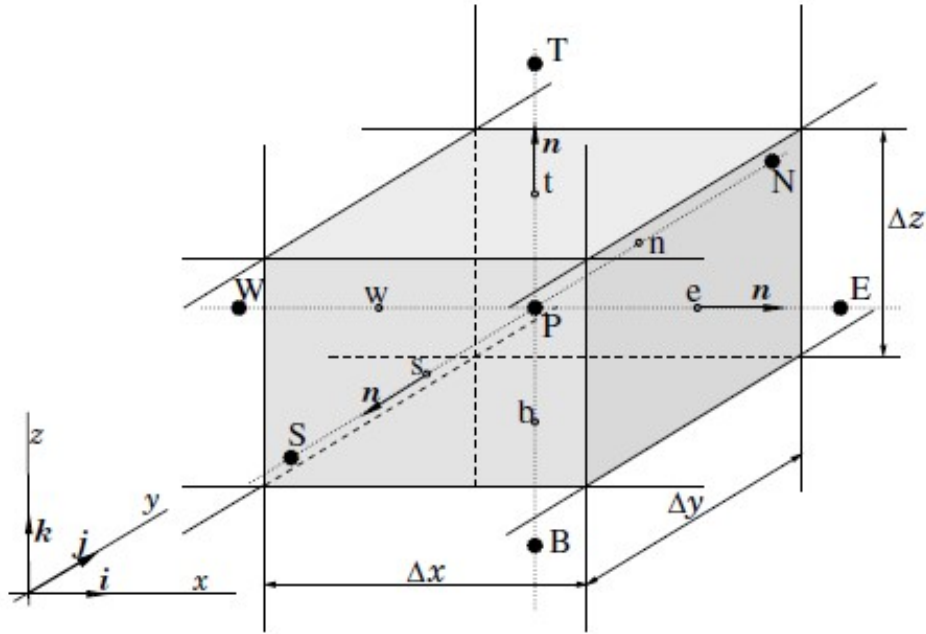


Figura 3.6: Um típico VC e a notação usada para uma malha cartesiana 3D [Ferziger Milovan Perić 2020].

Para manutenção da conservação, é importante que os VC não se sobreponham, cada face VC é única para os dois VC localizados em cada lado.

3.8 Esquemas Numéricos

Nesta seção serão apresentados os métodos numéricos e os esquemas computacionais utilizados para resolver as simulações realizadas no presente trabalho.

3.8.1 Green Gauss

Este método é usado para determinar o cálculo do gradiente em malhas não estruturadas. Tal método foi desenvolvido sob uma base física, logo se faz necessário conhecer todos os valores de ϕ_P em todas as faces dos volumes do domínio desejado, quando esse valor não é conhecido, se faz necessário usar algum tipo de interpolação [Hirsch 2007]. A equação 3.36 representa o método.

$$\Delta\phi_p = \frac{1}{2\Delta V_p} \sum_i^N (\phi_i + \phi_p) \vec{n} \Delta S_{pi} \quad (3.36)$$

Onde \vec{n} é o vetor normal a face i , ΔV_p é a área de volume p e ΔS_{pi} é o tamanho da interface i do volume. A equação é válida somente para os volumes internos do domínio.

3.8.2 Método de Euler Implícito com Passo Temporal Local

A equação 3.37 represente o método de Euler explícito para a integração temporal de equações diferenciais ordinárias

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \frac{a}{2\Delta x}(u_{i+1}^n + u_{i-1}^n) = 0 \quad (3.37)$$

Avaliando o lado direito no nível $(n + 1)$, leva então ao método de Euler inverso ou implícito, apresentado na equação 3.38

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + \frac{a}{2\Delta x}(u_{i+1}^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}) = 0 \quad (3.38)$$

Uma vez que três incógnitas aparecem simultaneamente no nível de tempo $(n+1)$. A equação 3.38 leva a um sistema de equações com uma matriz tridiagonal.

Das definições da ordem de precisão das fórmulas de diferenças finitas, espera-se que os esquemas 3.37 e 3.38 sejam de primeira ordem no tempo e de segunda ordem no espaço nos pontos i e nível de tempo n .

O passo de tempo deve ser avaliado com base na condição suficiente que expressa que o domínio físico de dependência deve estar completamente contido no domínio numérico de dependência. Entretanto, como não há interesse no comportamento transitório da solução, pode-se escolher um passo de tempo local, onde cada célula progride em seu passo de tempo máximo possível $\Delta t_{i,j}$. Isso perde a consistência de tempo do transiente, pois cada célula tem seu próprio passo de tempo, mas fornece uma aceleração de convergência significativa [Hirsch 2007].

Para iniciar o cálculo, é necessário definir uma solução inicial. Por falta de conhecimento, costuma-se tomar uma solução inicial uniforme correspondente à condição de entrada, distribuída uniformemente sobre a malha. O comportamento de convergência pode ser muito sensível à solução inicial: quanto mais próxima essa estimativa inicial estiver da solução final, mais rápida será a convergência.

Abordando então a condição de convergência de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) que é uma condição necessária para a convergência ao resolver certas equações diferenciais parciais numericamente. O passo de tempo deve ser menor que um certo tempo em muitas simulações computacionais de marcha temporal, caso contrário a simulação produz resultados incorretos. A condição recebeu o nome de Richard Courant, Kurt Friedrichs e Hans Lewy, que a descreveram em seu artigo de 1928 [Courant, Friedrichs e Lewy 1928]. Após a realização de simulações com variados números de CFL, chegou-se a conclusão que o valor que resultou na melhor resposta temporal foi de CFL=15 para o presente trabalho.

3.8.3 FGMRES

GMRES, método iterativo do Resíduo Mínimo Generalizado (Generalized Minimal Residual method) foi criado em 1986 [Saad e Schultz 1986]. Este método procura minimizar a norma do vetor residual sobre um subespaço de Krylov a cada iteração do método. O GMRES é uma especialização do método de Gradientes Conjugados e utiliza o processo de ortogonalização de Gram-Schmidt modificado.

É desejável poder alternar dentro da iteração externa em vez de reiniciar. Para o algoritmo GMRES, isso pode ser feito com a ajuda de uma modificação bastante simples do algoritmo padrão, denominado GMRES flexível (FGMRES).

O método GMRES flexível (FGMRES) [Saad 1993] é baseado no GMRES reinicializado, porém, resolve o sistema pré-condicionado $AM^{-1}(Mx) = b$ em vez do $Ax = b$. O método cria a base do subespaço de Krylov através de vetores pré-condicionados $M^{-1}v_i$ em vez dos vetores v_i .

O algoritmo FGMRES permite incorporar essas mudanças no pré-condicionador na estrutura GMRES com pouco custo adicional. Não há custo adicional incorrido na aritmética, mas o requisito de memória dobra. Por outro lado, o FGMRES pode permitir que se utilize a memória de forma mais eficiente, uma vez que os vetores que normalmente não estão sendo usados em uma determinada etapa do FGMRES podem ser totalmente explorados para calcular um vetor pré-condicionado, por exemplo, por meio de outra execução do GMRES que usa esses vetores.

3.8.4 Flux Difference Splitting - FDS

Flux Difference Splitting (FDS) é um método de precisão de segunda ordem para integrar as equações de escoamento compressível ideal (ICF). O método é baseado nas leis de conservação integral e é dissipativo. O coração do método é um esquema Lagrangeano unidimensional, cujos resultados são remapeados na malha de Euler desejada em uma etapa separada. Dimensões superiores são cobertas através da divisão do tempo.

O escoamento é dividido em placas, e a interação dessas placas em suas interfaces é considerada detalhadamente. No presente método as distribuições são consideradas lineares. A informação contida nas inclinações das distribuições permite obter uma precisão de segunda ordem.

A interação de placas é avaliada com base nas equações características, tendo o cuidado para considerar as descontinuidades no fluxo de interação. O esquema de diferença convectiva, oculto no esquema Lagrangeano, para integrar as equações características é um esquema chamado upstream-centered (upwind).

Uma técnica acessória para preservar a monotonicidade durante a convecção é incorporada ao método.

Experimentos numéricos indicam que para resolver problemas de escoamento bidimensional, mesmo em uma malha grosseira, o presente método de segunda ordem é pelo menos uma ordem de grandeza mais eficiente que o método de Godunov [van Leer 1979]. Uma razão importante para sua eficiência é que o método de segunda ordem envolve, por quantidade de estado e por dimensão, dois dados independentes para descrever a distribuição em uma placa. Essa abordagem potencialmente tem o efeito de um refinamento de malha de fator dois.

O FDS é consideravelmente mais lento do que outro método de última geração, mas tal desvantagem de velocidade é compensada por uma maior precisão.

A propriedade mais agradável do presente método é a imagem física clara associada a ele. A discretização dos valores iniciais produz placas de escoamento “reais”, com distribuições internas de grandezas de estado totalmente especificadas [Hubbard e Garcia-Navarro 2000]. Os dois aspectos básicos da dinâmica dos fluidos, conservação e propagação de ondas (não linear) são devidamente considerados.

Para aplicar o FDS à dinâmica de escoamentos compressíveis foi escrito um algoritmo denominado de MUSCL (Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Laws).

3.8.5 Venkatakrishnan

Este esquema primeiro executa uma reconstrução linear para interpolar dados para as faces do volume de controle e, em seguida, emprega um solucionador de Riemann aproximado para calcular os fluxos. No estágio de reconstrução, os princípios de monotonicidade são aplicados para garantir que os valores reconstruídos sejam limitados pelos valores de uma célula e suas vizinhas.

Há muito se sabe que os usos de limitadores podem dificultar severamente a convergência dos códigos upwind para o estado estacionário. Embora esses limitadores tenham sido projetados para evitar oscilações, eles também inibem a convergência de problemas não lineares para o estado estacionário. Venkatakrishnan propõe uma limitação que permite oscilações que desaparecem quando a malha é refinada melhorando a convergência, que foi alcançada modificando a função do limitador, pela qual o limitador é efetivamente desligado quando as oscilações estão abaixo de um determinado limite [VENKATAKRISHNAN 1993]. Em outras palavras, o limitador Venkatakrishnan é responsável por limitar o valor obtido no cálculo do gradiente de informações entre as faces de um volume com a sua vizinhança.

3.9 SU2

O conjunto SU2 é uma coleção de código aberto de ferramentas de *software* baseadas em C++ para realizar análises de Equação Diferencial Parcial (EDP) e resolver problemas

de otimização com restrições de EDP. O conjunto de ferramentas é projetado com Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) e otimizado para aerodinâmica. O SU2 está em desenvolvimento e é lançado sob uma licença de código aberto [SU2 2021].

Sua base é feita para solucionadores RANS (*Reynolds-Average Navier-Stokes*), capaz de simular os fluxos compressíveis e turbulentos que são representativos de muitos problemas em engenharia aeroespacial e mecânica [Economon et al. 2016].

O SU2 foi concebido como uma infraestrutura comum para resolver problemas baseados em EDP em malhas não estruturadas. O conjunto completo é composto de executáveis C++ compilados e scripts Python de alto nível que executam uma ampla gama de tarefas relacionadas à análise de EDP. Cada um dos módulos pode ser executado individualmente (mais notavelmente, SU2_CFD para análise de EDP).

O SU2_CFD resolve problemas diretos, adjuntos e linearizados (constantes ou instáveis) para os conjuntos de equações de Euler, Navier–Stokes e RANS, superfície livre, Poisson, calor, onda, etc. Ele usa um método de volume finito (FVM) ou método de elemento finito com uma estrutura de dados baseada em borda. Métodos explícitos e implícitos de integração de tempo estão disponíveis com esquemas de integração espacial centrados ou *upwind*. O *software* também possui vários recursos avançados para melhorar a robustez e a convergência, incluindo suavização residual, *multigrid* de aglomeração ou pré-condicionadores para aplicações de baixa velocidade ou *solvers* lineares [Economon et al. 2016].

O SU2 necessita de três arquivos para executar uma simulação. Os arquivos de configuração, malha e reinício.

- Arquivo de Configuração: (.cfg) é um arquivo texto que contém as opções do usuário para a resolução da simulação.
- Arquivo de malha: (*mesh file*) O SU2 utiliza, principalmente, um formato nativo de arquivo de malha como entrada nos vários componentes do pacote. Também existe um suporte para arquivos CGNS, para o caso de malhas de maiores complexidades que necessitam de pacotes externos para sua formulação. O código fonte foi criado para malhas não estruturadas, logo é necessário que no arquivo de malha tenha informações relativas a nós e a conectividades dos elementos.
- Arquivo de reinício: (*restart file*) O arquivo reinício é usado para recomençar o código após uma execução feita anteriormente e também para rodar uma simulação adjunta, a qual requer como entrada uma solução.

3.10 Modelo

O modelo escolhido para estudo da influência aerodinâmica do vórtice foi uma esfera e uma asa. O conjunto foi escolhido, a fim de simplificar a análise, uma vez feita do conjunto

de duas motocicletas [Torres 2019]. A esfera representa o corpo rombudo, o qual estará sobre a influência dos vórtices gerados pela asa tridimensional. A asa terá corda igual ao diâmetro da esfera e envergadura igual a três vezes esse diâmetro.

O modelo real do conjunto de motocicletas e pilotos gera uma maior precisão dos efeitos aerodinâmicos, porém, é acompanhado de uma grande quantidade de detalhes, elevando o custo computacional da simulação numérica. Considerando então tal custo, e visando resultados teóricos sobre a natureza do fenômeno de forma mais ampla, o conjunto simplificado composto por asa e esfera foi escolhido.

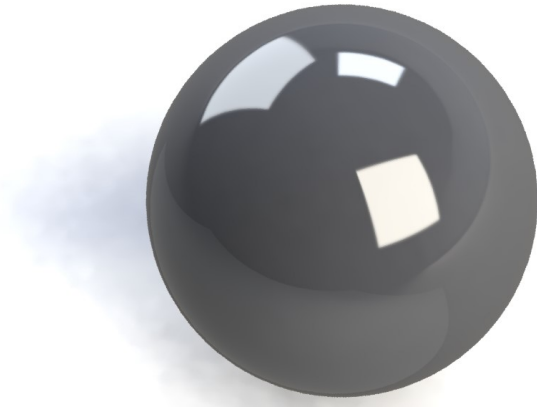


Figura 3.7: Corpo rombudo - Esfera.

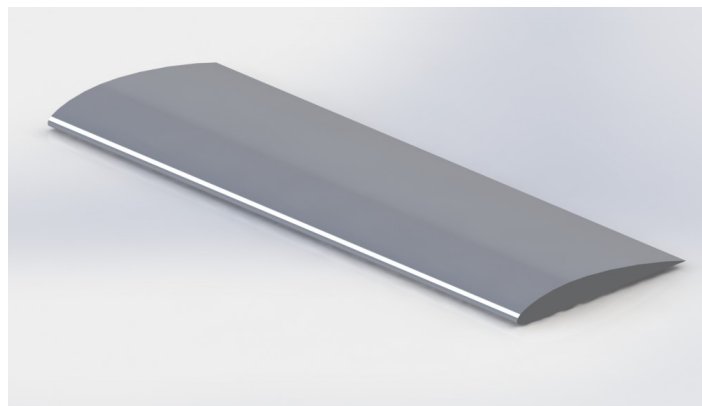


Figura 3.8: Asa tridimensional.

Foi determinado então que a esfera terá um diâmetro de $1.0m$, logo a asa terá $1.0m$ de corda e $3.0m$ de envergadura.

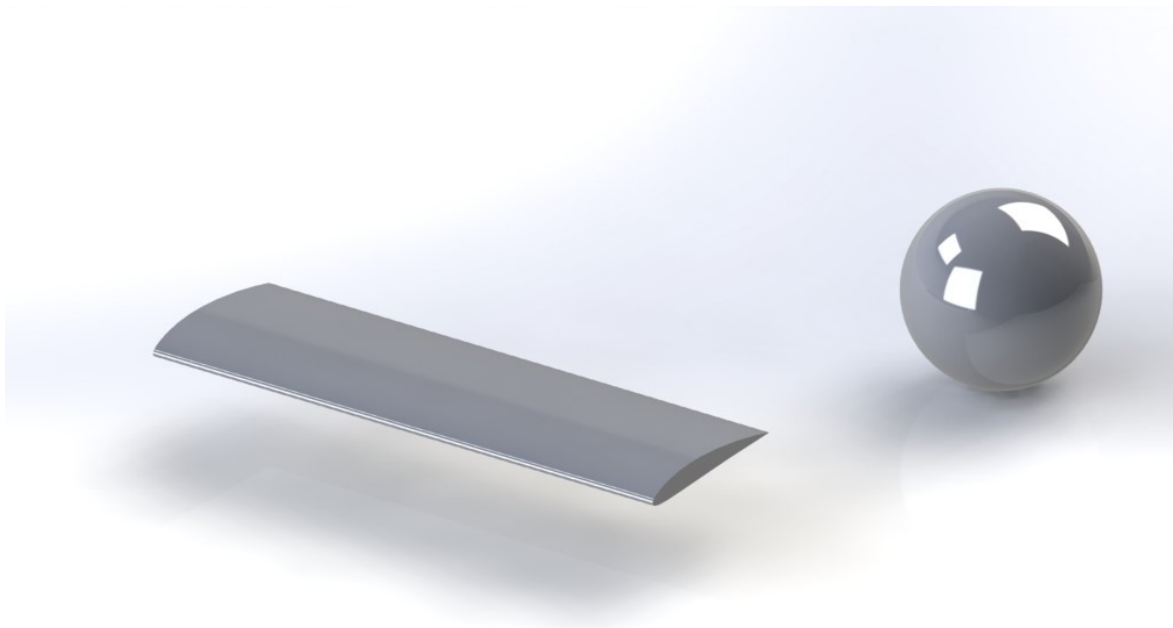


Figura 3.9: Conjunto simplificado - Asa e Esfera.

Para simulação, a esfera irá corresponder a um corpo real, respeitando as leis físicas e simulando o comportamento realístico de um corpo rombudo em um escoamento. Já a asa terá somente uma condição de escorregamento, logo será um escoamento potencial gerado que gera o vórtice de ponta de asa e o upwash devido ao perfil da asa. O objetivo é analisar o comportamento da esfera ao incidir um escoamento perturbado, tais condições simplificam as simulações, poupando custo e tempo computacional.

3.10.1 Volume de Controle

Para o tamanho do campo de escoamento de uma simulação 3D, há na literatura, recomendações que estimam um comprimento do campo de ao menos 50 comprimentos característicos do corpo [Hirsch 1994] [Spalart e Rumsey 2007]. Para todas as simulações realizadas neste estudo foi adotado um campo de escoamento com as dimensões de 50 comprimentos característicos nas direções x e z , e 25 comprimentos característicos na direção y .

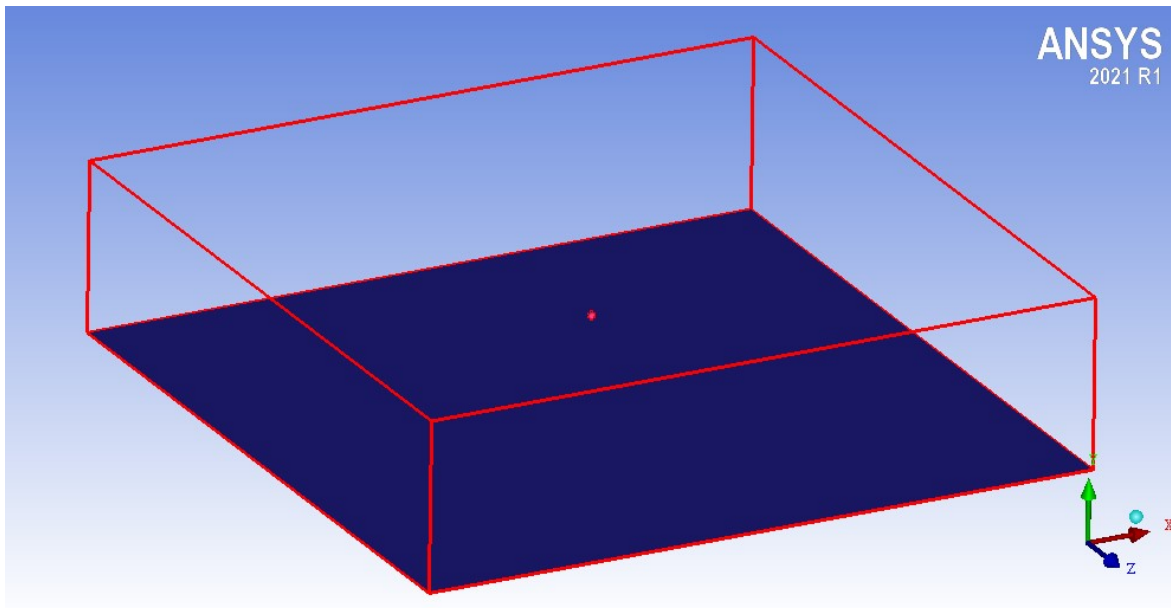


Figura 3.10: Campo de escoamento utilizado nas simulações.

3.10.2 Malha de Volumes Finitos

Em grande parte do campo de escoamento, o ar não irá sofrer perturbações, mantendo suas condições iniciais, logo, foi definido que a malha de volumes do fluido nessas regiões possuirá maiores dimensões. A malha próxima à superfície dos corpos em estudo terá dimensões menores, pois é desejado capturar as perturbações com maior acurácia.

Nas regiões próximas a superfícies dos corpos, foi preferido uma malha prismática de alta densidade, para observar com maior exatidão o comportamento do escoamento na camada limite.

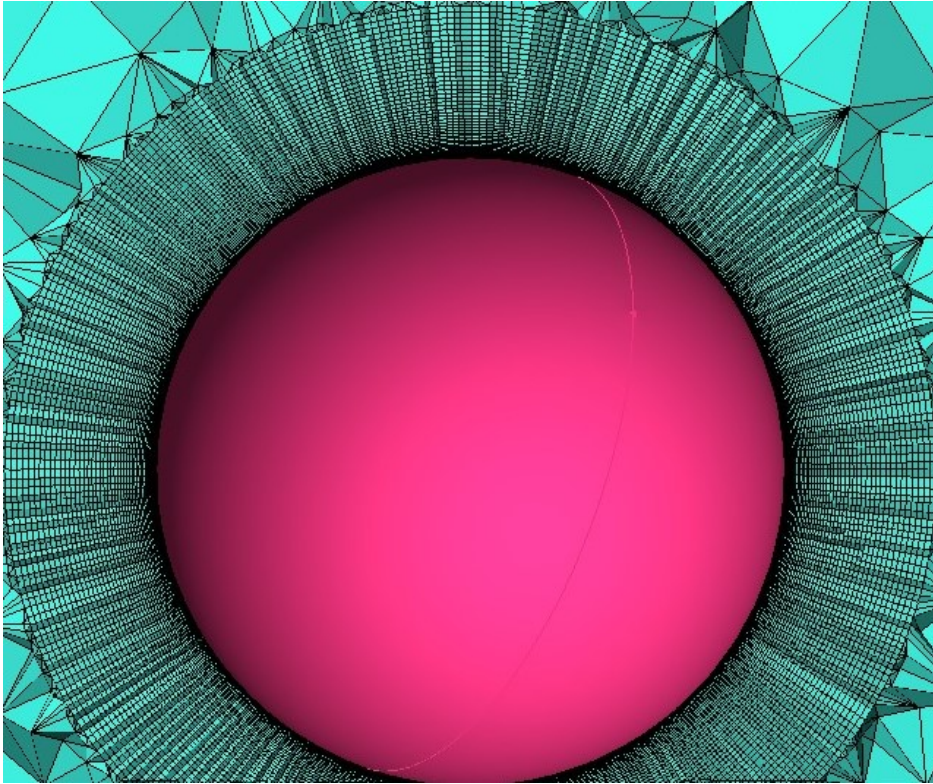


Figura 3.11: Malha de volumes finitos na esfera.

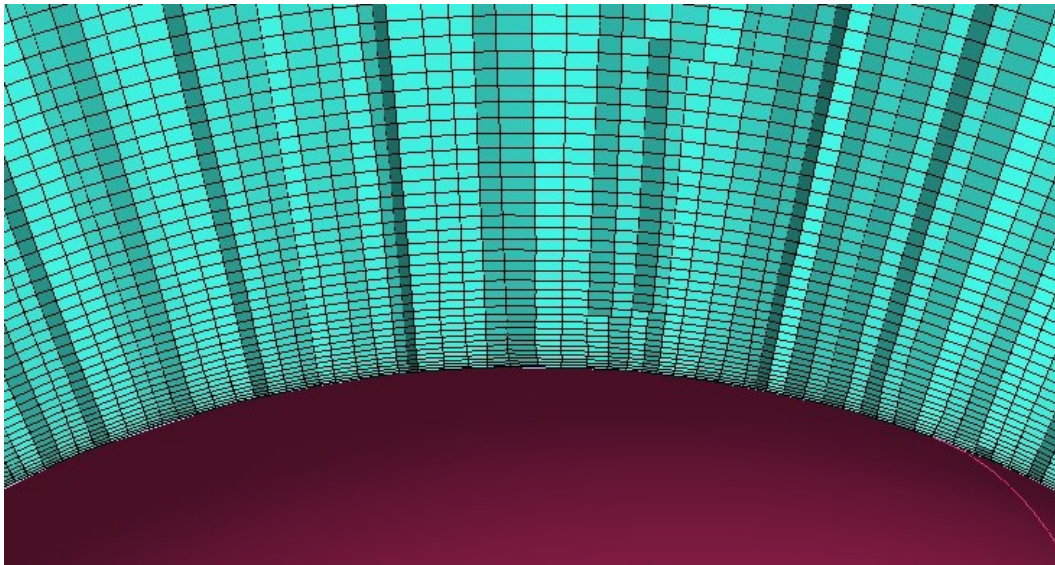


Figura 3.12: Malha de volumes finitos de alta densidade na camada limite.

Buscando um equilíbrio entre o custo computacional, malha de boa qualidade e qualidade dos resultados das simulações, optou-se por malhas com um valor médio de dez milhões de elementos para simulações do corpo rombudo. Nas simulações realizadas com o corpo rombudo e a asa geradora de vórtices, optou-se por um maior refinamento com um valor médio de vinte e cinco milhões de elementos.

As malhas para simulação numérica foram geradas no *software* ANSYS, utilizando a

extensão para geração de malha ICEM CFD. O *setup* numérico utilizado para cada malha é apresentado no apêndice 6.

3.10.3 Processamento Computacional

A simulação numérica foi realizada pelo *software open source* SU2 no Cluster Amadea, localizado no laboratório de Aeroacústica Computacional da Universidade de Brasília, que possui 8 nós de cálculo com Processador Intel Xeon Phi 7230 Knights Landing (KNL) 64 cores, 256 threads, 96 GB RAM + 16 GB MCDRAM, 1 TB de armazenagem em HDD e de nó de visualização com Processadores 2x Xeon E5 2620V4, 1 GB de armazenagem SSD, 256 GB de memória RAM e placa de vídeo Nvidia Quadro P5000. O arquivo de configuração dos parâmetros utilizado para simulação no SU2 está disponibilizado no apêndice. Os resultados obtidos nas simulações numéricas foram visualizados por meio do PARAVIEW, um *software open source* de visualização e análise de dados.

Capítulo 4

Resultados

4.1 O Corpo Rombudo

Para este primeiro modelo, foram realizadas simulações do escoamento ao redor do corpo rombudo sem a asa, com o objetivo de obter os valores dos coeficientes aerodinâmicos que serão utilizados como referência para simulações posteriores, e assim verificar a influência do vórtice de ponta de asa.

4.1.1 Convergência

O objetivo inicial do presente estudo é verificar o comportamento dos coeficientes aerodinâmicos com a variação do número de Reynolds. Logo, foi definido um intervalo de 10^0 a 10^9 .

O desejo inicial das simulações era buscar uma validação ao comparar os resultados obtidos com os resultados encontrados na literatura. Logo, foram realizadas simulações tridimensionais com uma esfera no centro do campo de escoamento, e também simulações onde a esfera se encontrava em contato com o limite inferior do campo de escoamento, com a finalidade de reproduzir uma situação de efeito solo.

Em ambos os modelos em estudo - esfera no centro do volume de controle e esfera em efeito solo - as simulações convergiram e alcançaram resultados satisfatórios. As figuras 4.1 e 4.2 mostram os gráficos de convergência para $Re = 10^5$ de uma esfera no centro do campo de escoamento e em efeito solo, respectivamente.

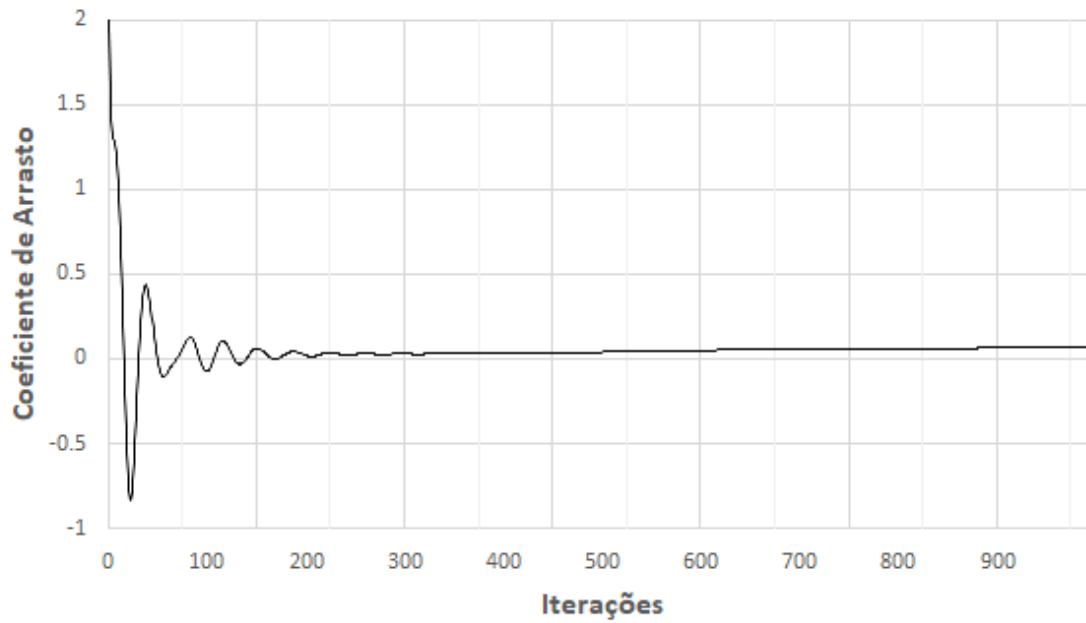


Figura 4.1: C_D x iterações - $Re = 10^5$. Esfera no centro do campo de escoamento.

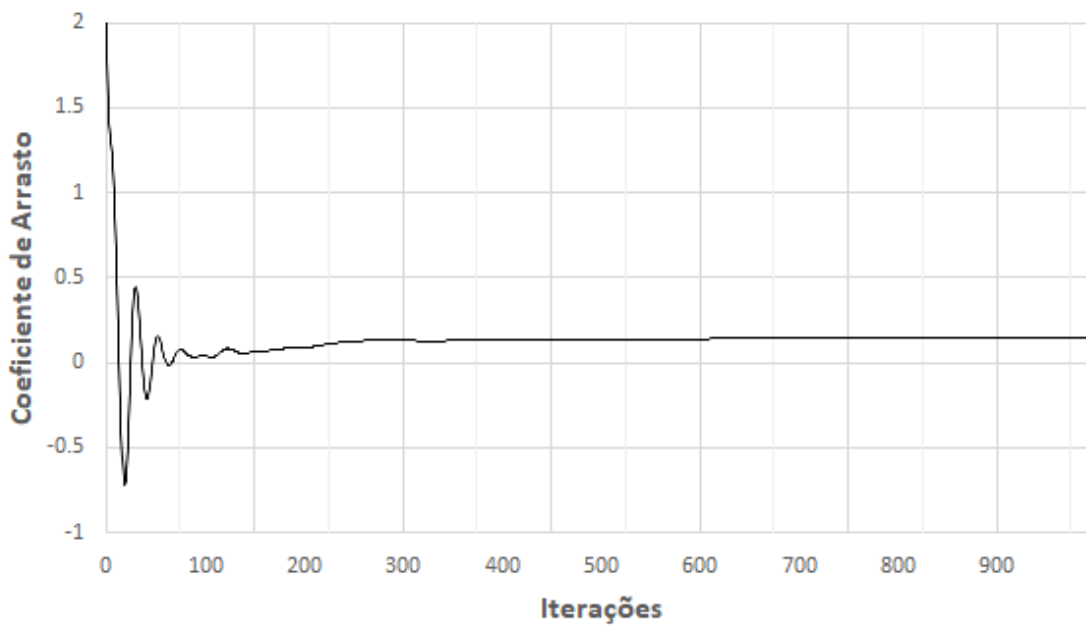


Figura 4.2: C_D x iterações - $Re = 10^5$. Esfera em efeito solo.

Os gráficos de convergência para toda a gama de Reynolds podem ser encontrados no apêndice.

4.1.2 Coeficientes Aerodinâmicos

Após a convergência das simulações, os resultados foram tratados de forma que: a região de estabilidade foi definida em cerca de 1000 iterações, das quais metade foi descartada, e a partir das 500 iterações restantes foram calculadas a média e o desvio padrão. Os resultados das simulações para uma esfera no centro do campo de escoamento é apresentado na tabela 4.1.

Reynolds	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
10^0	10.2	0.3	0	0.000005
10^1	1	0.0004	0	0.00002
10^2	0.27	0.0003	0	0.00001
10^3	0.14	0.001	0.04	0.0002
10^4	0.15	0.00036	0.05	0.00058
10^5	0.077	0.0011	-0.03	0.0004
10^6	0.075	0.0015	-0.016	0.0018
10^7	0.082	0.001	-0.02	0.004
10^8	0.09	0.0002	0.0024	0.0007
10^9	0.09	0.0004	0.04	0.002

Tabela 4.1: Coeficientes aerodinâmicos - esfera no centro do campo de escoamento.

Observando os resultados encontrados, percebe-se que o coeficiente de sustentação C_L mantém um valor próximo de zero, resultado plausível, dado que a esfera se encontra no centro do campo de escoamento, logo não deve gerar sustentação. A partir dos dados da tabela 4.1, foi possível gerar o gráfico apresentado na figura 4.3

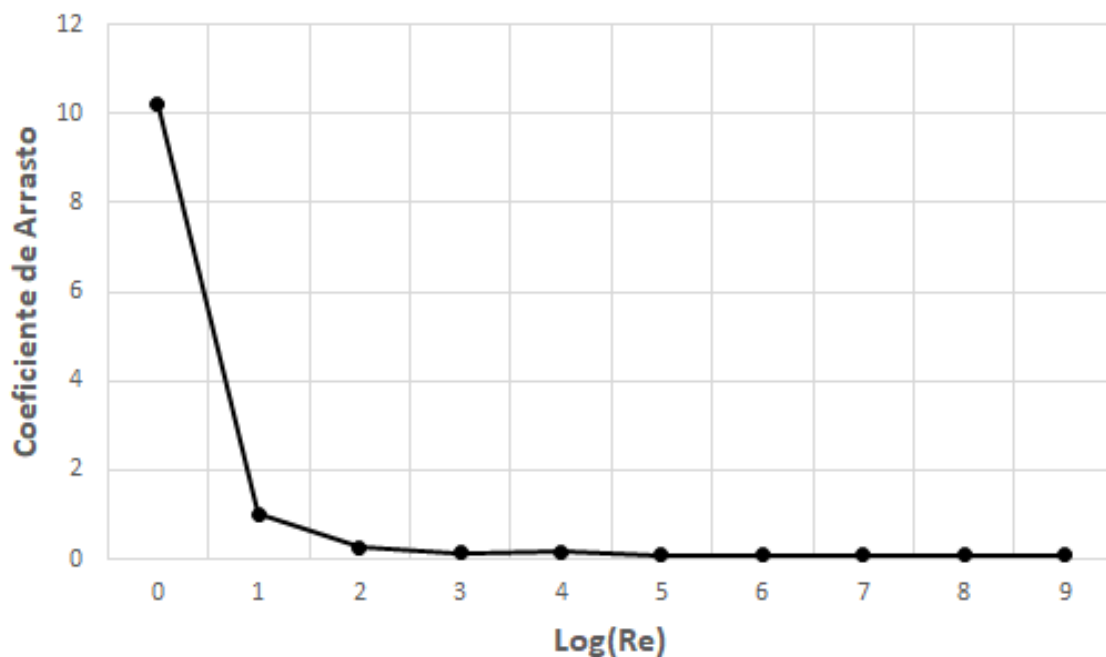


Figura 4.3: C_D x Re - esfera no centro do campo de escoamento.

Para baixos números de Reynolds foram encontrados valores elevados para o coeficiente de arrasto, assim como na literatura, todavia, para uma melhor visualização dos demais pontos, o gráfico foi restringido para os valores de menor escala.

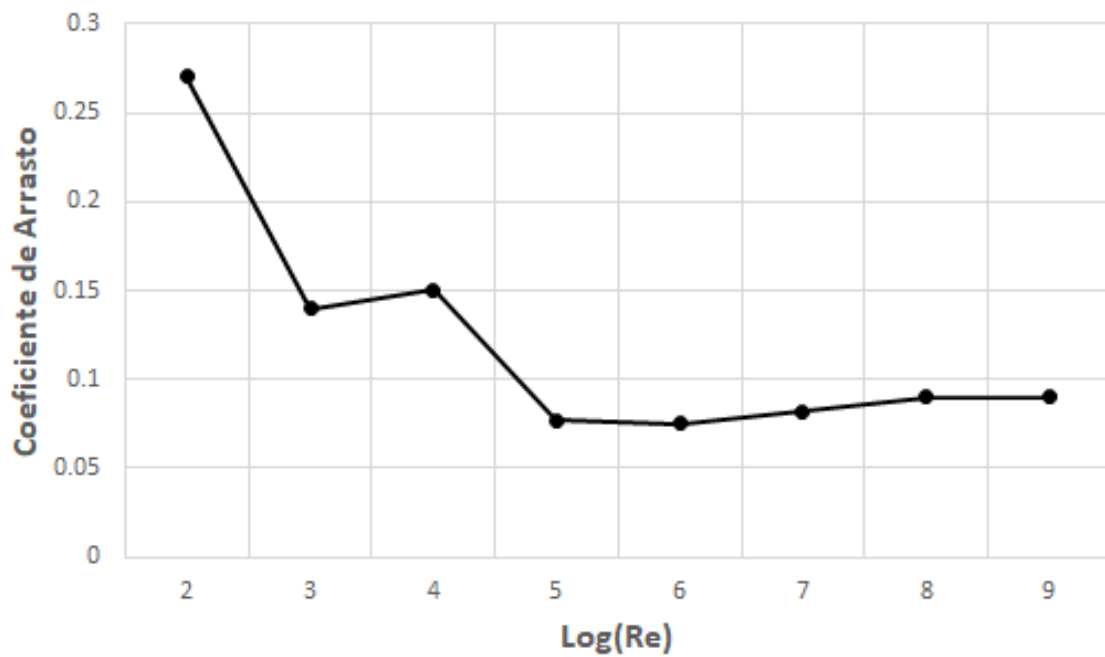


Figura 4.4: C_D x Re - uma esfera no centro do campo de escoamento (Restringido).

Analisando o gráfico, nota-se uma queda do C_D até um Reynolds igual à 10^5 , onde alcança uma certa estabilidade. Para um Reynolds próximo à 10^5 , era esperado uma grande variação dos coeficientes, por ser uma região de transição laminar-turbulento, porém tal variação não pôde ser capturada.

4.1.3 Efeito Solo

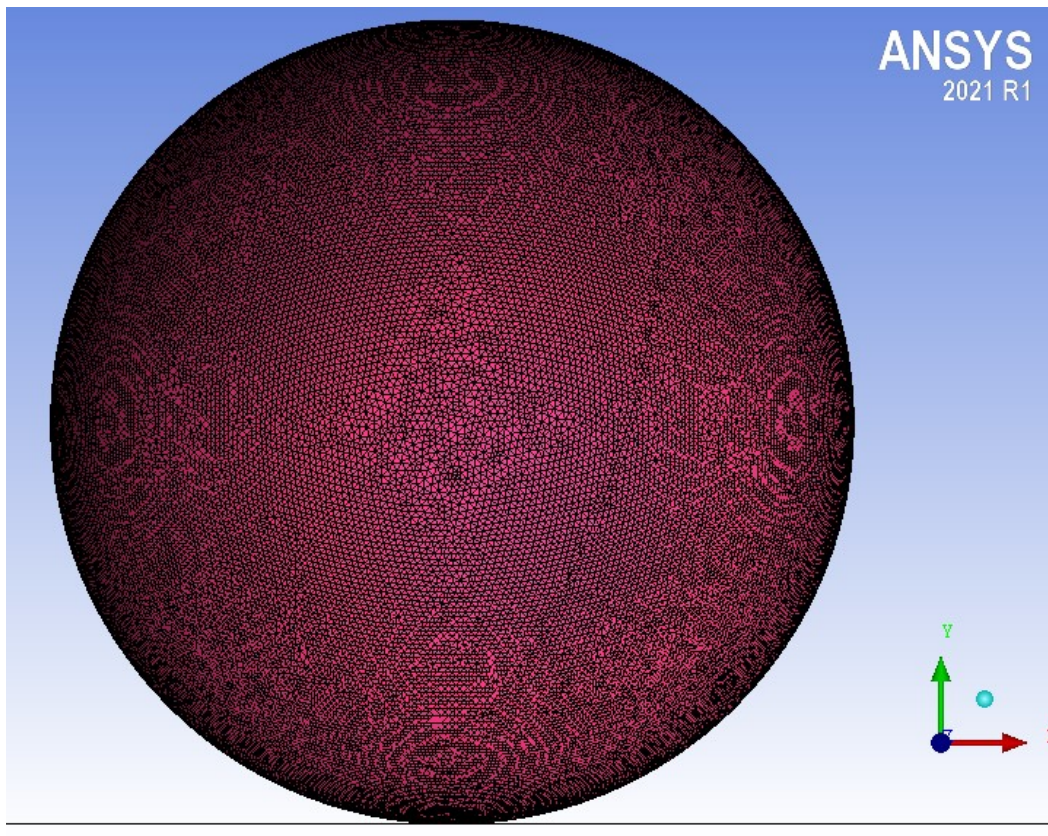


Figura 4.5: Esfera em efeito solo. Linha preta simula o contato com o solo.

Ao simular a esfera em efeito solo para vários números de Reynolds, foram encontrados os valores apresentados na tabela 4.2. Novamente é possível perceber que os valores de C_L tendem a zero. Esses resultados se repetem em todas as simulações realizadas neste modelo, portanto, seus valores serão suprimidos nesta seção.

Reynolds	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
10^0	27.82	0.55	0.94	0.14
10^1	1.25	0.02	-0.83	0.00096
10^2	0.33	0.00003	-0.007	0.0003
10^3	0.23	0.00055	0.0003	0.0001
10^4	0.18	0.000015	0.003	0.0001
10^5	0.14	0.0001	0	0.00001
10^6	0.16	0.0005	0.004	0.0003
10^7	0.15	0.0004	0.003	0.0001
10^8	0.16	0.0005	0.003	0.0003
10^9	0.16	0.0007	0.0013	0.0004

Tabela 4.2: Coeficientes aerodinâmicos - esfera em efeito solo

A partir da tabela 4.2, foi possível gerar os gráficos apresentados nas figuras 4.6 e 4.7.

Novamente, não foi possível capturar as variações dos coeficiente na transição laminar-turbulento. A figura 4.7 apresenta os valores da tabela 4.2 de menor magnitude.

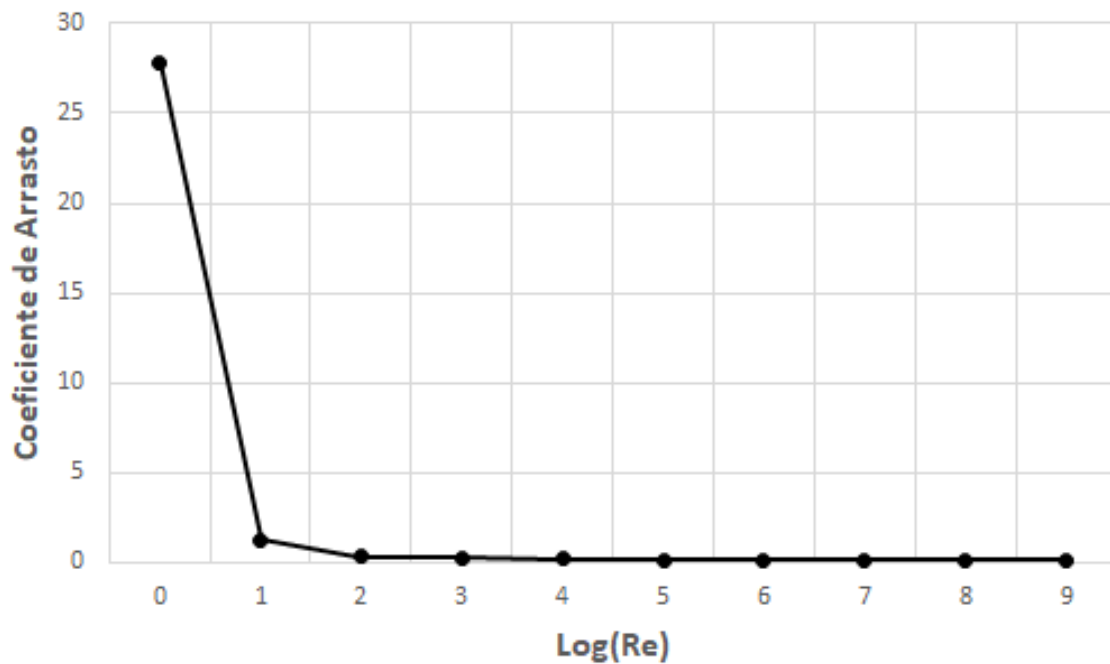


Figura 4.6: C_D x Re - esfera em efeito solo.

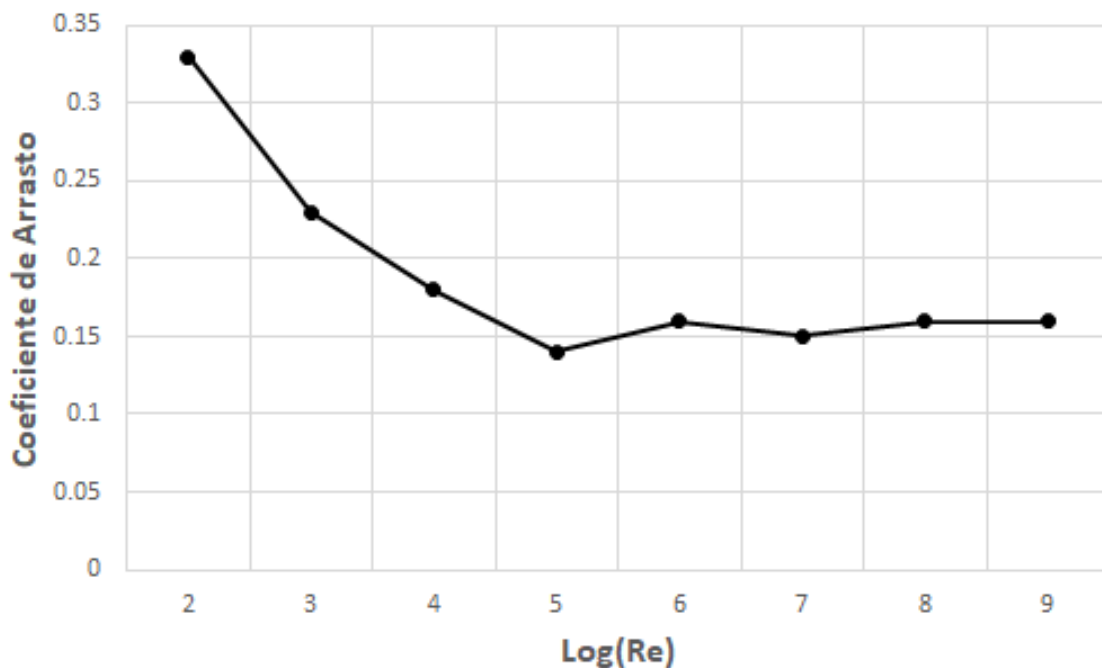


Figura 4.7: C_D x Re - esfera em efeito solo (Restringido).

Analisando o gráfico, podemos concluir que o C_D decai até um valor em torno de 0.15 para um Reynolds próximo à 10^5 e então alcança uma estabilidade, repetindo o comportamento apresentado pela esfera no centro do campo de escoamento.

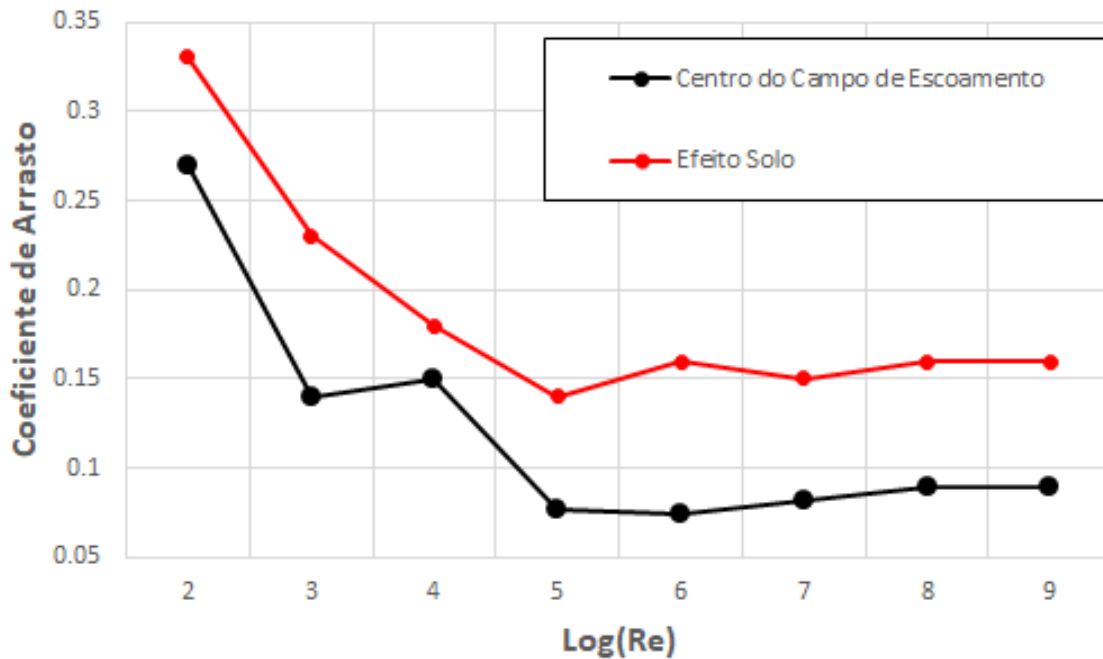


Figura 4.8: C_D x Re - esfera no centro do campo de escoamento e em efeito solo.

A figura 4.8 exibe um comparativo entre os C_D para uma esfera no centro do campo de escoamento (vermelho) e em efeito solo (preto). Mesmo apresentando comportamentos semelhantes, o coeficiente de arrasto para uma esfera em efeito solo apresentou valores mais elevados, tal diferença demonstra inicialmente a influência do efeito solo nos coeficientes aerodinâmicos analisados. O efeito solo cria uma zona de alta pressão na parte frontal da esfera; esta zona tem um efeito muito significativo no presente estudo.

4.1.4 Modelo de Turbulência

Também foi simulada a esfera em efeito solo com e sem o modelo de turbulência, com o objetivo de verificar o comportamento dos coeficientes aerodinâmicos. Os resultados encontrados são apresentados na tabela 4.3 e posteriormente são plotadas as curvas na figura 4.9.

Reynolds	C_D - Turbulento	C_L - Não Turbulento
10^3	0.23	0.23
10^4	0.18	0.18
10^5	0.14	0.16
10^6	0.16	0.17
10^7	0.15	0.16
10^8	0.14	0.16
10^9	0.15	0.16

Tabela 4.3: C_D para simulações com e sem modelo de turbulência.

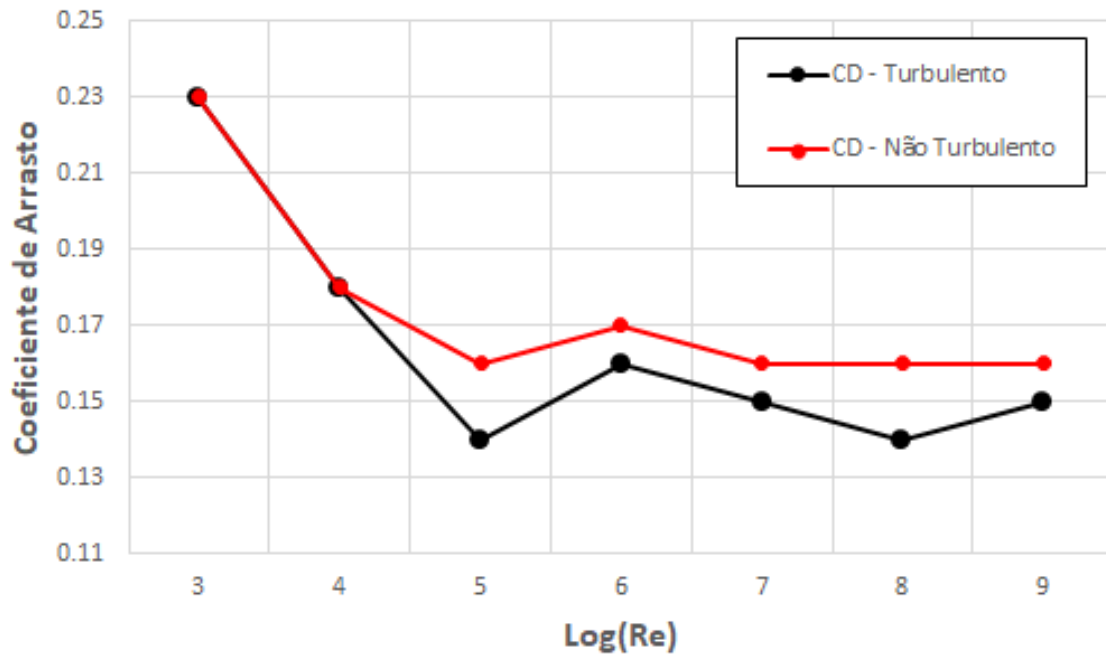


Figura 4.9: C_D x Re - esfera em efeito solo.

É possível perceber comportamentos semelhantes, contudo os resultados obtidos nas simulações com modelo de turbulência apresentam menores coeficientes de arrasto. Ao analisar a teoria exposta e os resultados obtidos na figura 4.9, é possível verificar a influência do descolamento da camada limite, e como o modelo de turbulência adequado pode afetar diretamente os resultados das simulações realizadas, podendo tornar a análise totalmente irreal.

4.1.5 Linhas de Corrente

Com auxílio do *software* Paraview, as linhas de corrente foram traçadas. As figuras 4.10 e 4.11 apresentam as linhas de corrente para uma esfera no centro do campo de escoamento para dois números de Reynolds distintos, $Re = 10^2$ e $Re = 10^7$, respectivamente.

As cores na superfície do corpo indicam o coeficiente de pressão exercido pelo escoamento, sendo azul as pressões mais baixas e vermelho as pressões mais elevadas. As cores das linhas de corrente indicam a velocidade do escoamento na região, sendo azul para as menores velocidades e vermelha para as maiores velocidades.

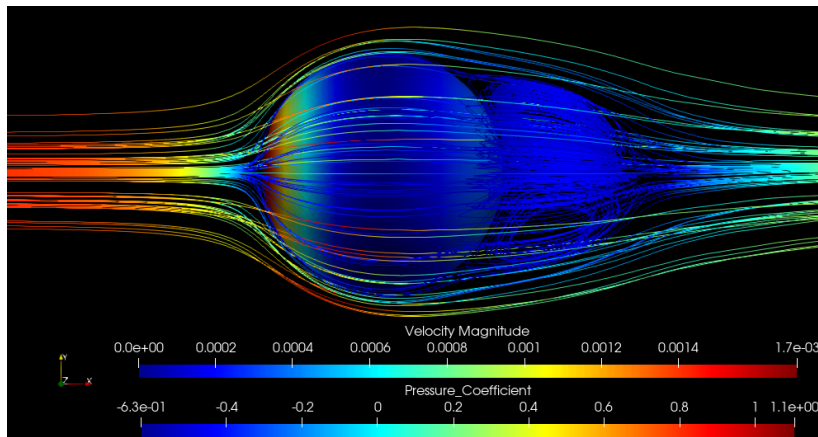


Figura 4.10: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^2$).

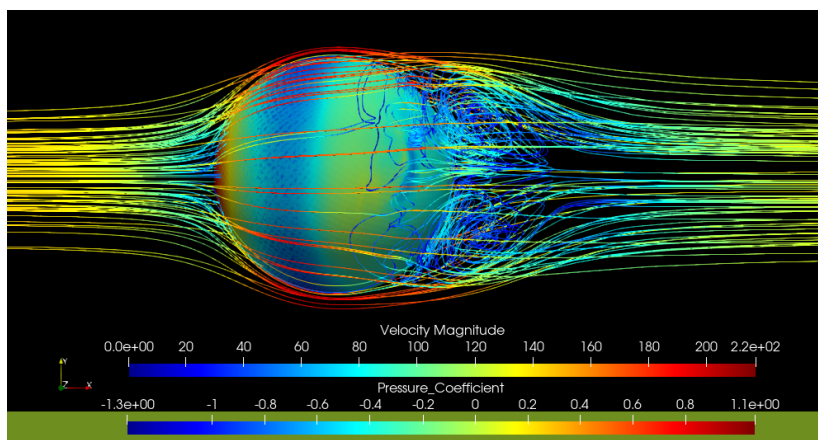


Figura 4.11: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^7$).

Na figura 4.10 é possível perceber que a diferença de pressão entre as regiões frontal e traseira é maior do que a diferença de pressão na figura 4.11, e isso justifica o fato de que o C_D para $Re = 10^2$ é maior, pois a diferença de pressão entre as faces frontais e traseiras são maiores para menores velocidades, conseqüentemente menores números de Reynolds.

Também é possível notar as diferenças dos escoamentos à jusante no escoamento. O fluxo em $Re = 10^2$ é laminar, enquanto em $Re = 10^7$ é turbulento, novamente causando grandes efeitos no descolamento da camada limite, e conseqüentemente nos coeficientes aerodinâmicos encontrados.

As figuras 4.12 e 4.13 apresentam as linhas de corrente sobre uma esfera em efeito solo.

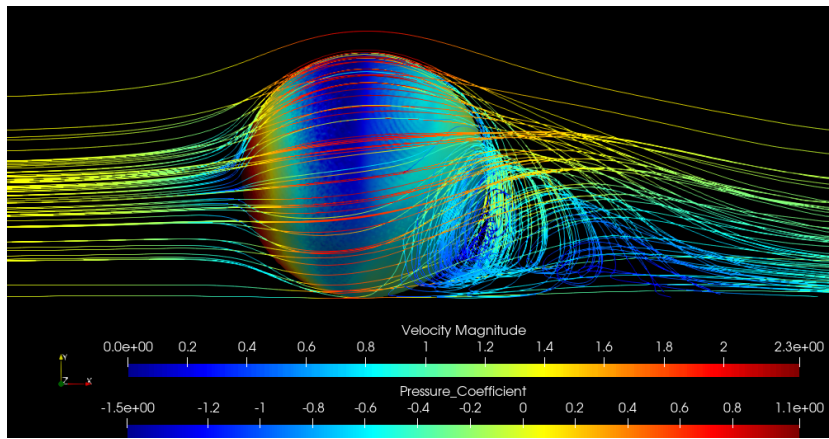


Figura 4.12: Linhas de corrente - esfera em efeito solo ($Re = 10^5$).

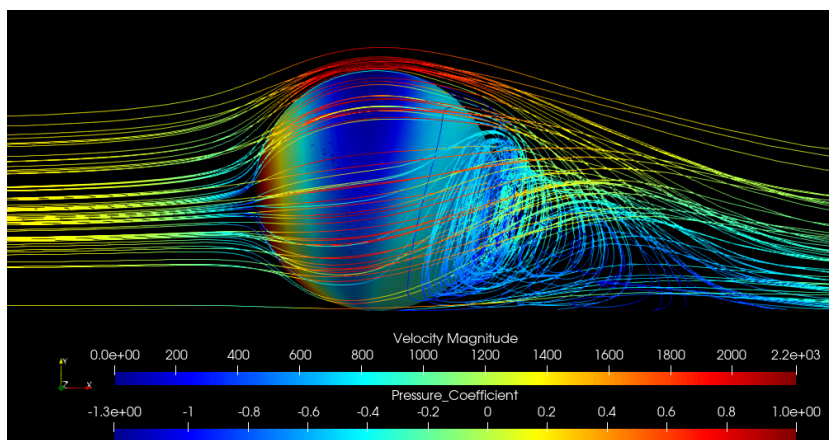


Figura 4.13: Linhas de corrente - esfera em efeito solo ($Re = 10^8$).

Para as esfera no centro do escoamento é formada uma zona de recirculação no escoamento logo após a esfera, aproximadamente à altura do centro do corpo. Já para as esferas em efeito solo, tal zona é formada próxima ao solo, devido a diferença de pressão entre as faces superior e inferior da esfera, e também a interação com o solo que interfere diretamente na formação de todo o escoamento em torno da esfera alterando as distribuições de pressão em torno do corpo e consequentemente as linhas de corrente.

Nas figuras 4.14 e 4.15, são apresentadas as linhas de correntes geradas a partir das simulações sem e com modelo de turbulência, respectivamente. Nota-se a diferença da formação das linhas de corrente, bem como a distribuição de pressão na superfície da esfera, apresentando maior uniformidade quando usado o modelo de turbulência.

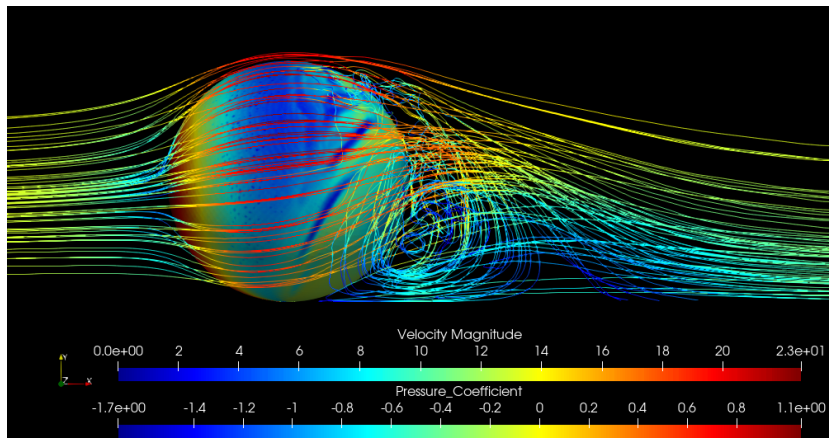


Figura 4.14: Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^6$).

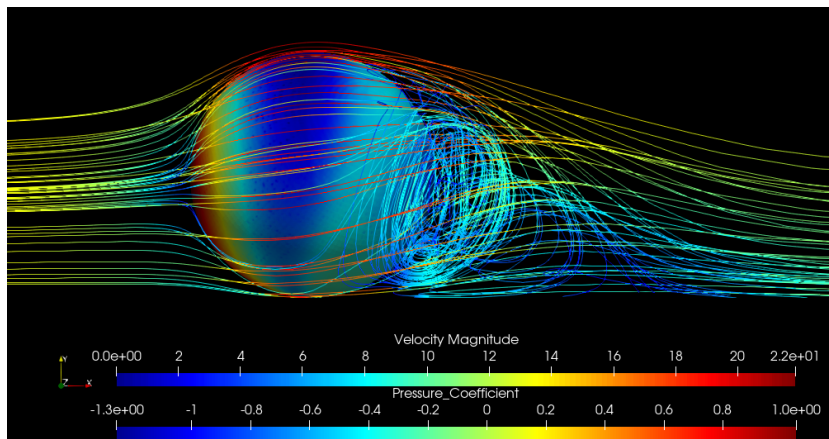


Figura 4.15: Linhas de corrente - esfera em efeito solo, com modelo turbulência ($Re = 10^6$).

Ao gerar as distribuições de pressão nas esferas para os modelos sem turbulência, foi possível verificar a formação de faixas de baixa pressão na parte traseira do corpo rombudo. Tais faixas parecem rotacionar no corpo, e surgem nas simulações da esfera em efeito solo a partir do Reynolds igual 10^6 . Mais exemplos de tal comportamento são apresentados nas figuras 4.16 e 4.17. Inicialmente, pensou-se que seria um erro numérico na simulação, então dobrou-se o número de volumes para tentar diminuir o erro, mas o comportamento apareceu novamente, mantendo os valores dos coeficientes aerodinâmicos encontrados. Não foi possível identificar uma justificativa plausível para tal comportamento.

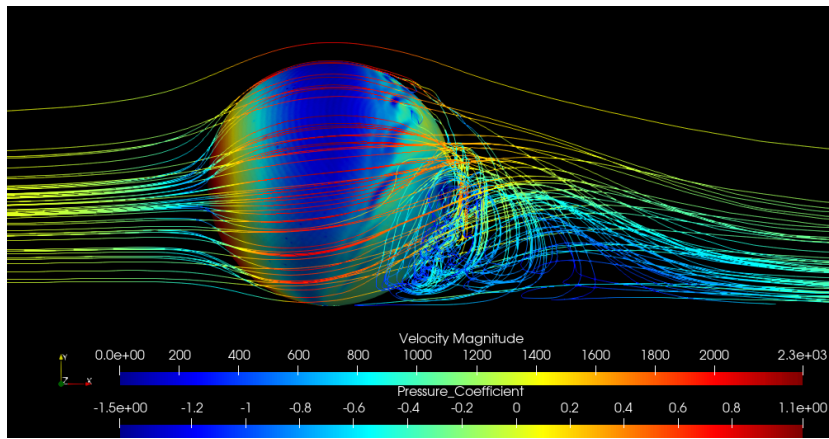


Figura 4.16: Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^8$).

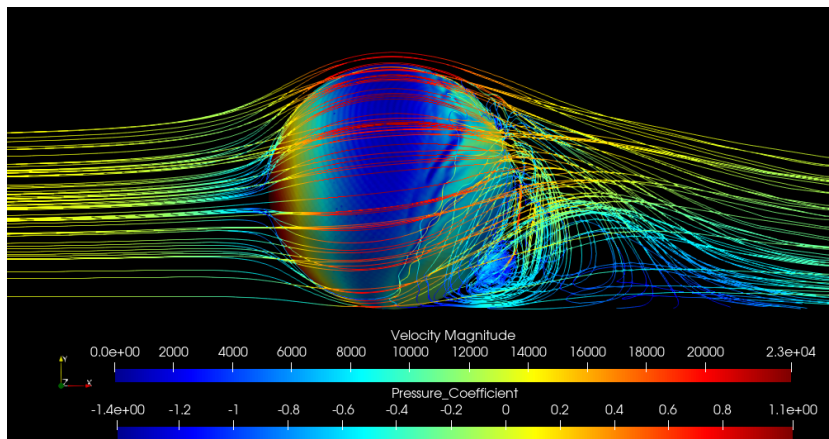


Figura 4.17: Linhas de corrente - esfera em efeito solo, sem modelo de turbulência ($Re = 10^9$).

4.2 A Asa e a Esfera

Para este modelo, foram realizadas simulações do escoamento ao redor da esfera com a asa em efeito solo, com o objetivo de analisar os efeitos aerodinâmicos ocorridos e realizar as devidas comparações com o primeiro modelo apresentado.

As simulações para este novo modelo também alcançaram uma convergência satisfatória, repetindo o comportamento do modelo tridimensional apresentado anteriormente, oscilando com maior amplitude nas iterações iniciais e convergindo para uma região satisfatória após cerca de 1000 iterações. A figura 4.18 apresentam o gráfico de convergência para $Re = 10^5$.

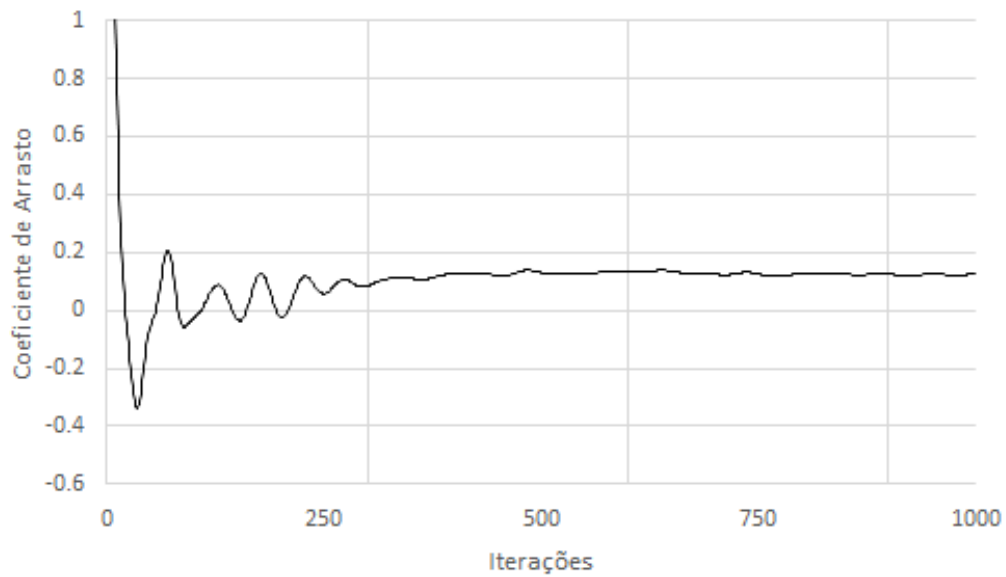


Figura 4.18: C_D x iterações - $Re = 10^5$. Asa e Esfera.

Para esta análise a esfera foi alinhada com a ponta do bordo de fuga da asa, de acordo com as figuras 4.19 e 4.20.



Figura 4.19: Asa e Esfera, vista lateral.

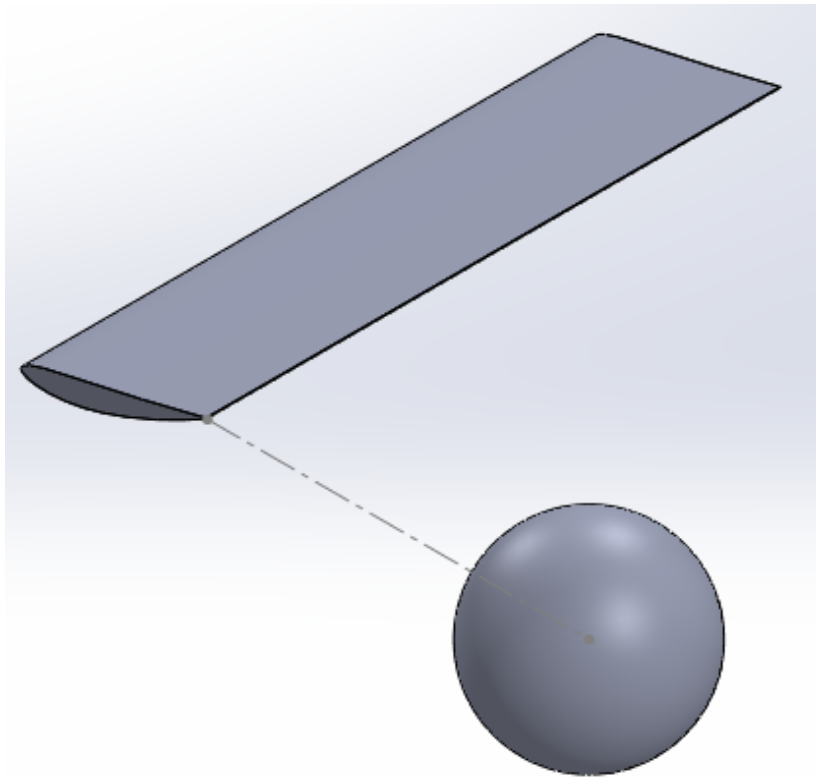


Figura 4.20: Asa e Esfera, vista isométrica.

Com o modelo definido, foram realizadas simulações variando os números de Reynolds. Os resultados são apresentados na tabela 4.4.

Reynolds	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
10^2	0.286	0.0014	-0.052	0.0009
10^3	0.176	0.0028	-0.025	0.0037
10^4	0.178	0.0107	-0.005	0.0171
10^5	0.140	0.0076	-0.036	0.0129
10^6	0.167	0.0061	-0.037	0.0227
10^7	0.170	0.0059	-0.032	0.0165
10^8	0.167	0.0062	-0.020	0.0148
10^9	0.171	0.0082	-0.020	0.0177

Tabela 4.4: Coeficientes aerodinâmicos - asa e esfera em efeito solo

Os fenômenos que ocorrem na simulação são necessariamente transientes, porém as simulações são realizadas para um cenário permanente, e devido a isso, não foi possível capturar com precisão os coeficientes de sustentação, que apresentam grande variação nos valores obtidos. Para calcular o coeficiente de sustentação utiliza-se uma relação entre as diferenças de pressão das faces superior e inferior da esfera, e devido aos vários efeitos aerodinâmicos que incidem na esfera e pelo objeto em estudo ser um corpo rombudo, tais pressões são muito sensíveis, dificultando a análise com o modelo utilizado. A figura 4.21 apresenta os valores obtidos para o coeficiente de sustentação.

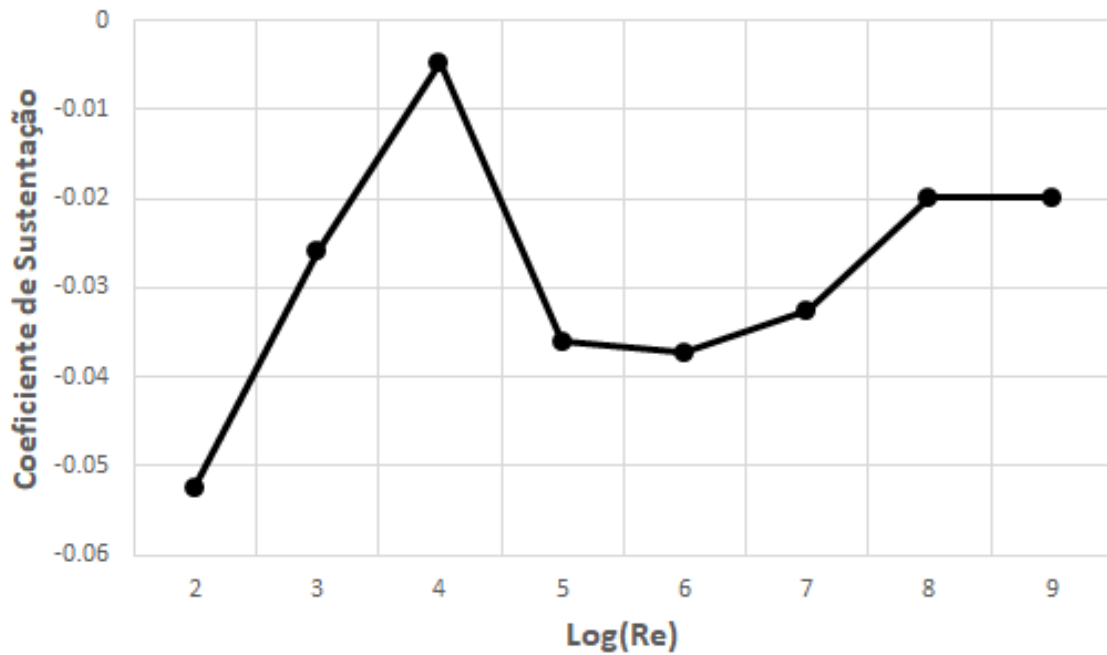


Figura 4.21: C_L x Re - asa e esfera em efeito solo

Para os valores dos coeficientes de arrasto foi possível capturar valores com uma alta precisão, e a partir dos dados da tabela 4.4, é apresentada a figura 4.22.

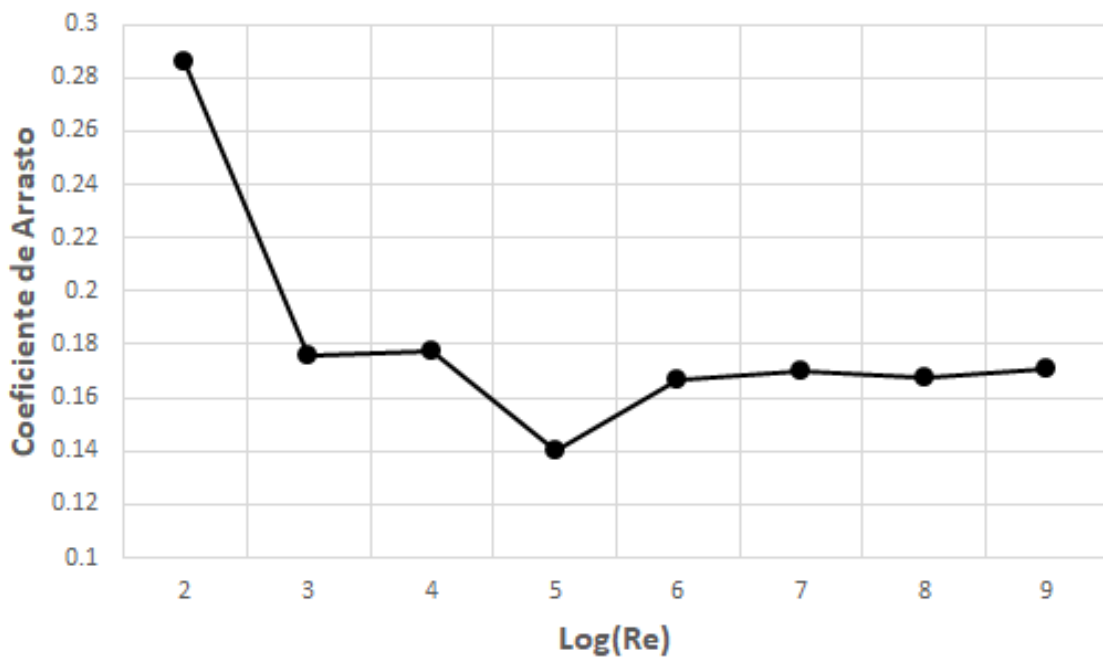


Figura 4.22: C_D x Re - asa e esfera em efeito solo

Ao comparar os resultados apresentados nas figuras 4.4 e 4.7, e também com os resultados encontrados na literatura [Anderson 1991], obtem-se a figura 4.23.

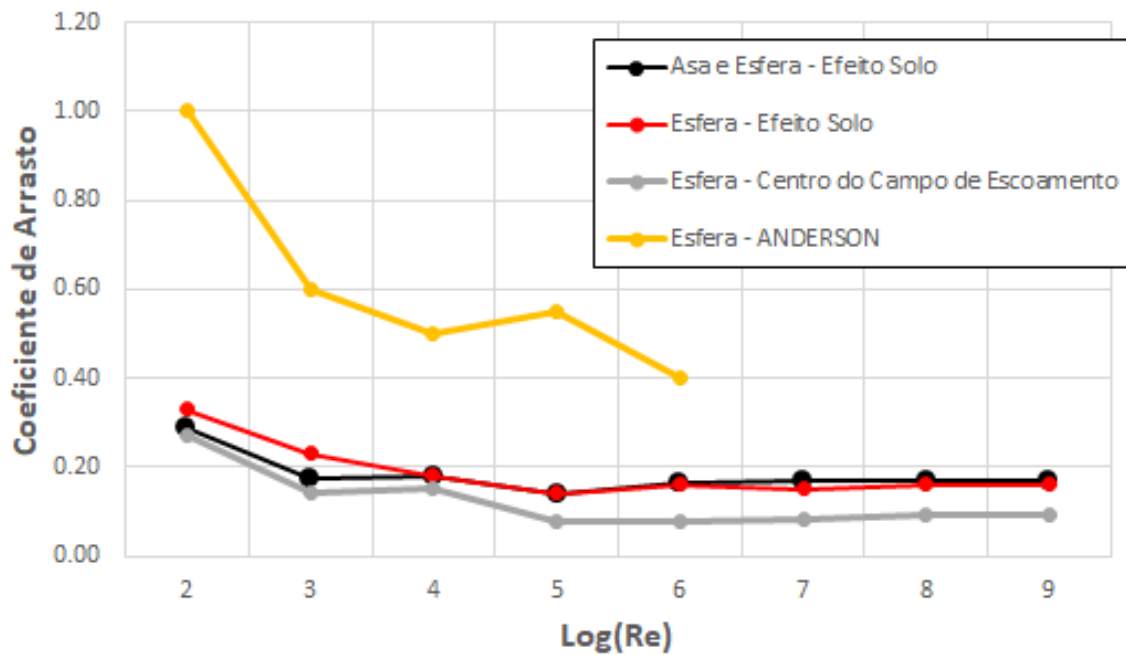


Figura 4.23: C_D x Re

Os resultados apresentados por [Anderson 1991] para uma esfera são limitados a um $Re = 10^6$, o que dificulta uma melhor análise. Mas é perceptível a diferença de valores entre os encontrados na literatura e os obtidos a partir das simulações realizadas. Esta diferença é algo esperado, uma vez que capturar tais coeficientes é um trabalho extremamente complexo até mesmo para a indústria aeronáutica. O objetivo do presente trabalho é capturar a tendência dos coeficientes e assim realizar uma análise qualitativa dos resultados.

Analisando então os resultados obtidos nas simulações realizadas, obtém-se a figura 4.24.

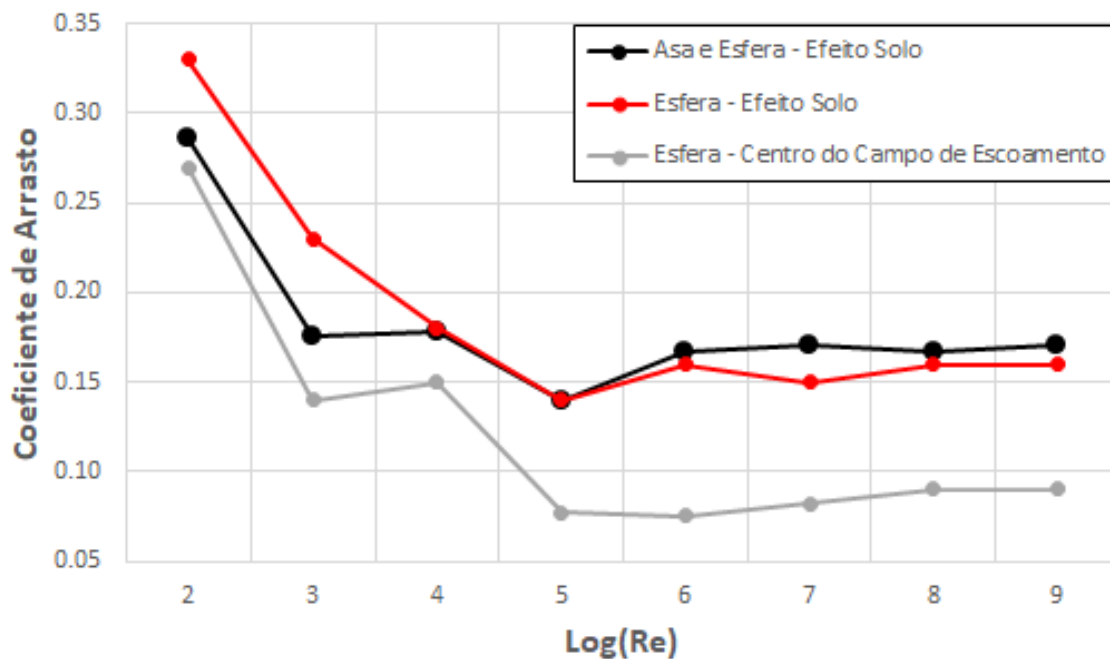


Figura 4.24: C_D x Re

Em vermelho são apresentados os valores de C_D da esfera e em preto os valores de C_D da esfera posicionada à jusante da asa, ambos os resultados estão em efeito solo, e em cinza são apresentados os resultados para uma esfera posicionada no centro do campo de escoamento.

Analisando a figura 4.24 é possível perceber que na região laminar, a esfera sem a presença da asa apresenta maior valor de C_D , enquanto na região turbulenta é identificado o cenário oposto: a esfera com a presença da asa exhibe os maiores valores de C_D . Ainda não é possível obter uma justificativa para que as curvas tenham tal comportamento, uma vez que tais resultados são, de certa forma, uma surpresa.

Porém, ambas as curvas dos modelos em efeito solo têm os valores de coeficiente de arrasto acima da curva do modelo da esfera centralizada no campo de escoamento, mostrando o tamanho da influência do efeito solo no presente estudo. O efeito solo impede que o escoamento continue seu caminho normal, formando zonas de alta pressão na face frontal da esfera, tendo então uma influência muito grande nos coeficientes aerodinâmicos.

Com o objetivo de obter mais informações sobre o comportamento do escoamento e a influência do mesmo nos coeficientes aerodinâmicos, movimentou-se a asa à esquerda e à direita da esfera em 5 posições cada, espaçadas em 0.1m, de acordo com a figura 4.25. O motivo de realizar tais simulações foi para verificar a influência da incidência dos vórtices de ponta da asa na esfera.

“Esfera a esquerda” significa que a asa foi deslocada para direita, logo a esfera estará à esquerda da ponta da asa. “Esfera a direita” significa que a asa foi deslocada para esquerda, logo a esfera estará à direita da ponta da asa.

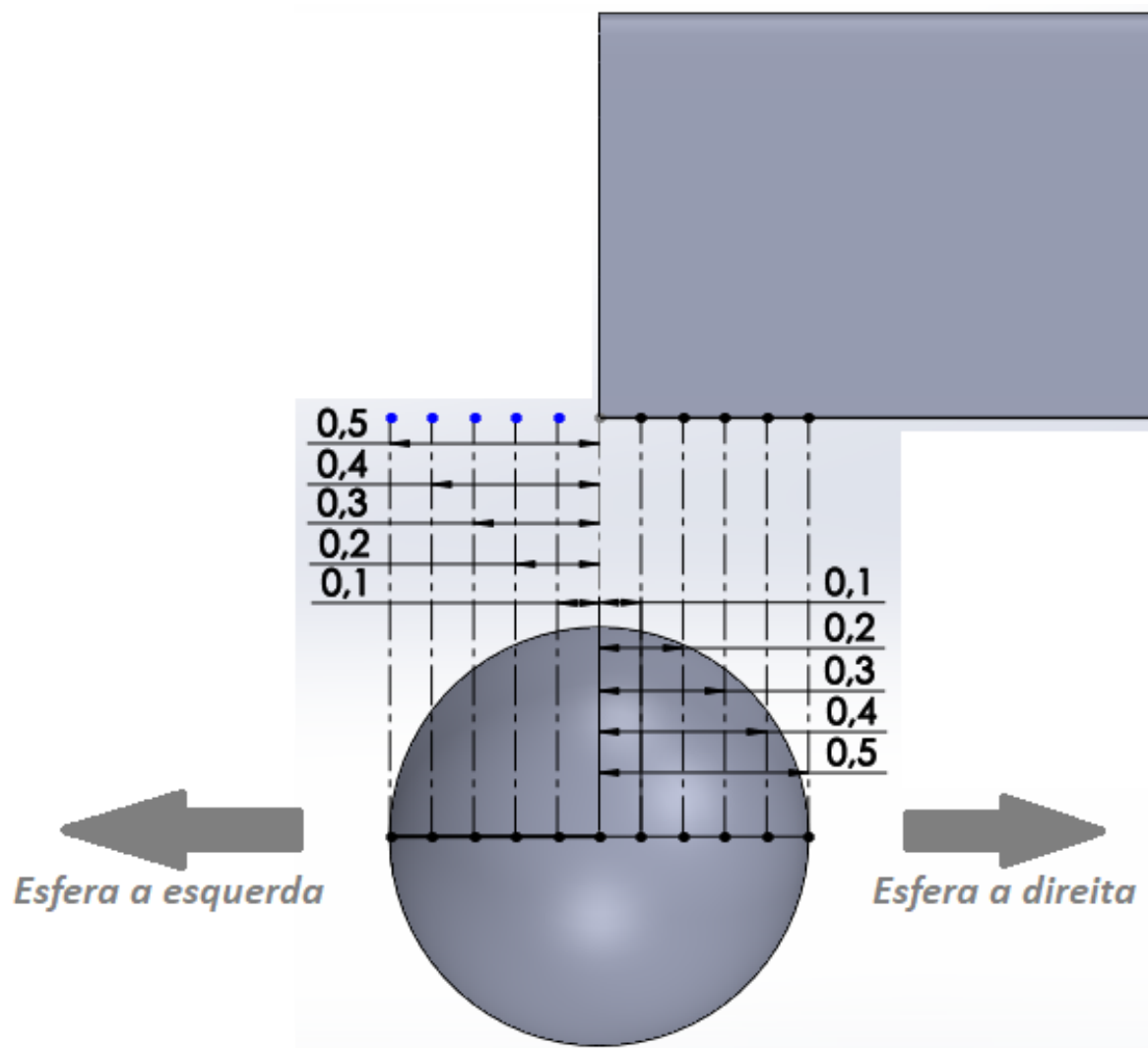


Figura 4.25: Posições da esfera utilizadas nas simulações. “Esfera a esquerda” - esfera posicionada a esquerda da ponta da asa. “Esfera a direita” - esfera posicionada a direita da ponta da asa

Realizou-se então a simulação nos extremos variando o número de Reynolds, resultando nas tabelas 4.5 e 4.6.

Reynolds	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
10^2	0.203	0.0009	-0.0548	0.00014
10^3	0.113	0.0034	-0.0096	0.00537
10^4	0.110	0.0033	0.0033	0.00701
10^5	0.094	0.0018	-0.0327	0.00712
10^6	0.108	0.0026	0.0067	0.00667
10^7	0.105	0.0048	0.1054	0.00480
10^8	0.111	0.0019	0.0183	0.00375
10^9	0.108	0.0022	0.1078	0.00222

Tabela 4.5: Coeficientes aerodinâmicos - esfera à direita da ponta da asa.

Reynolds	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
10^2	0.227	0.0040	-0.0099	0.00374
10^3	0.172	0.0027	-0.0111	0.00267
10^4	0.160	0.0025	0.0002	0.00586
10^5	0.151	0.0131	-0.0057	0.01782
10^6	0.159	0.0047	-0.0028	0.00737
10^7	0.166	0.0056	0.0035	0.01602
10^8	0.179	0.0081	0.0047	0.01841
10^9	0.183	0.0068	0.0030	0.01334

Tabela 4.6: Coeficientes aerodinâmicos - esfera à esquerda da ponta da asa.

Novamente é possível perceber a dificuldade em capturar valores de C_L , identificando uma divergência muito grande nos valores obtidos. Em seguida foi gerada a figura 4.26, apresentando os C_D para os três casos, onde em preto tem-se a esfera alinhada com a ponta da asa, em vermelho a esfera está deslocada 0.5m à direita da ponta da asa, e em verde a esfera está deslocada 0.5m à esquerda da ponta da asa.

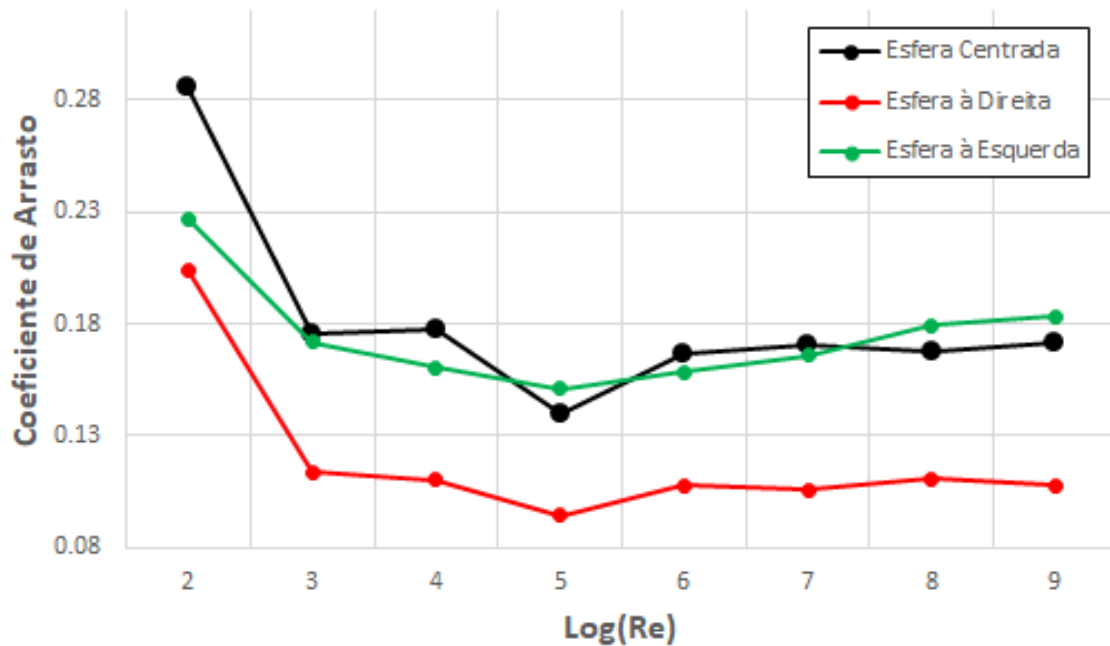


Figura 4.26: C_D x Re.

Analisando a figura 4.26, é possível concluir que existe pouca diferença entre as curvas da esfera centralizada e da esfera deslocada à esquerda da ponta da asa. No modelo onde a esfera se encontra centralizada, o valor elevado para o C_D pode ser atribuído ao fato da esfera estar posicionada de forma que os vórtices gerados pela asa incidem diretamente sobre a mesma, afetando diretamente os coeficientes aerodinâmicos. Para a esfera posicionada à esquerda da ponta da asa, a asa está deslocada de forma que o escoamento incide quase que livremente sobre a esfera, os vórtices gerados pela asa tem pouca influência sobre os coeficientes aerodinâmicos da esfera, resultado em um alto número de C_D .

Na situação em que a esfera está deslocada à direita da ponta da asa, os valores de C_D são os mais baixos entre as curvas. O motivo para que o coeficiente seja mais baixo ainda não é conclusivo, pois pode ser devido a posição dos vórtices de ponta de asa que incidem na esfera, pelo gradiente de pressão a jusante da asa e a montante da esfera, ou até pelo upwash gerado pela asa.

Pensou-se também na possibilidade de ter ocorrido um descolamento do escoamento na asa, e logo ter estolado, então foi verificada a ocorrência de tal fenômeno. As figuras 4.27 e 4.28 apresentam o campo de velocidade e o escoamento na asa, respectivamente, mostrando que não ocorreu tal descolamento, logo a asa não estolou. Também é possível perceber a influência do efeito solo no escoamento em torno da asa: existe uma grande aceleração do escoamento na região mais próxima ao solo, e tal aceleração se dá devido ao efeito Venturi causado pela proximidade com o solo.

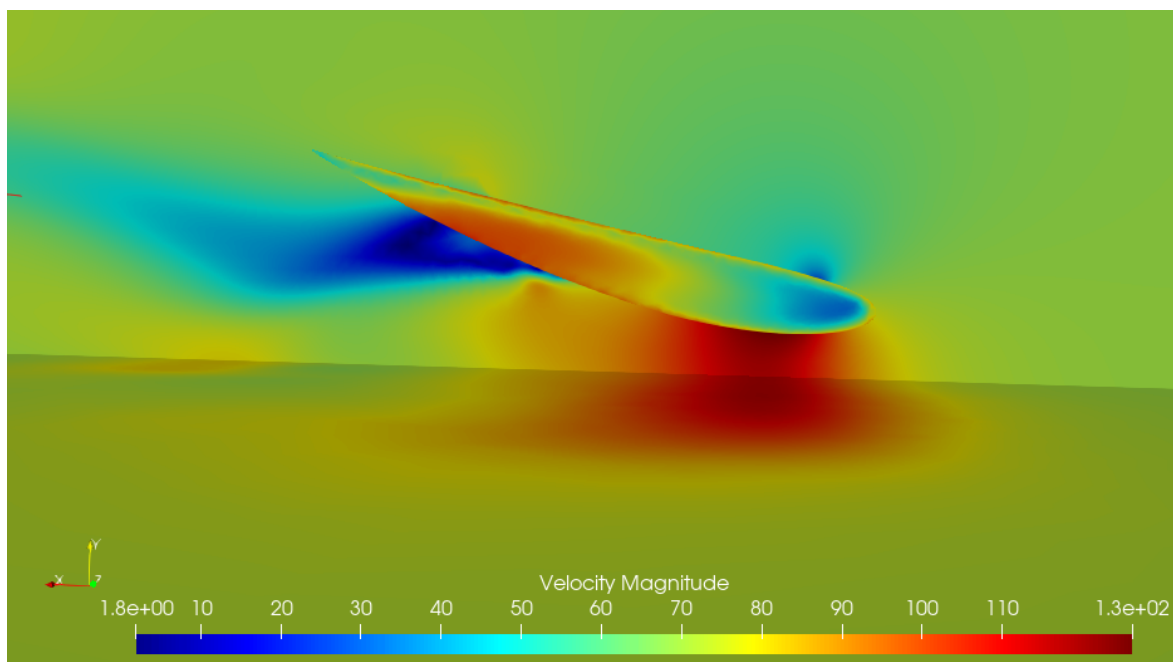


Figura 4.27: Escoamento na asa - perfil de velocidade

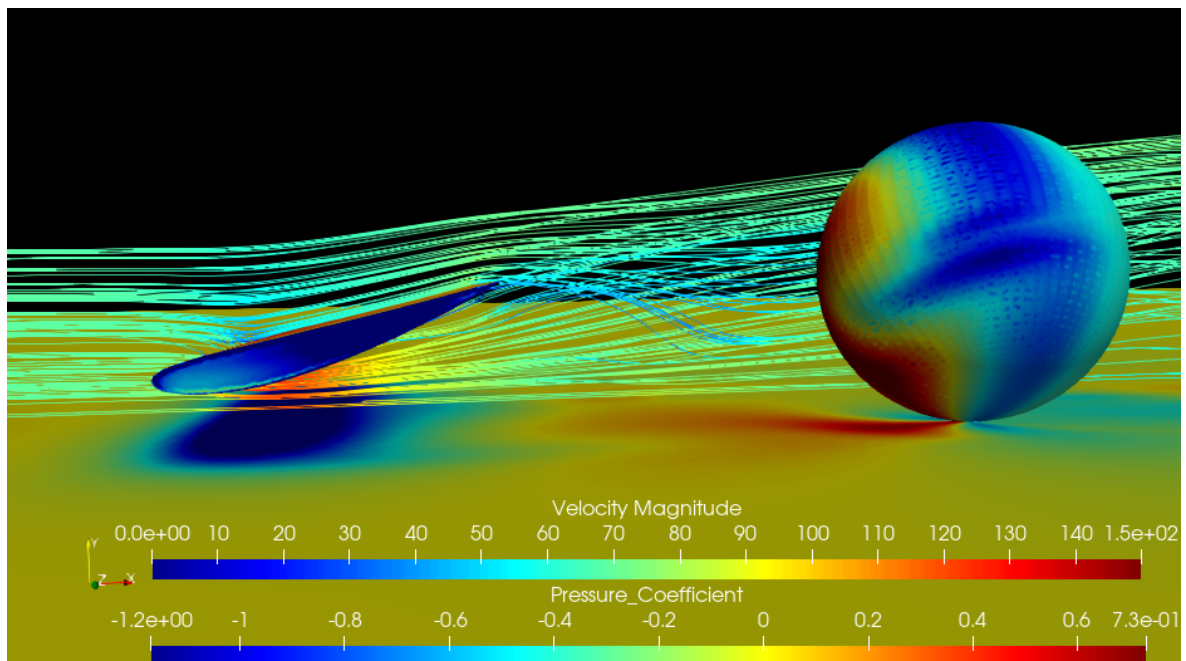


Figura 4.28: Escoamento na asa - linhas de corrente

Na tentativa de melhor compreender as influências do escoamento na esfera variou-se as posições de acordo com a figura 4.25, definindo que o escoamento teria velocidade igual a 70 m/s. Foi então obtido as tabelas 4.7 e 4.8, e a partir delas foi gerada a figura 4.29

Posição [m]	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
0.1	0.152	0.0060	-0.0067	0.01038
0.2	0.120	0.0044	-0.0159	0.00985
0.3	0.096	0.0050	0.0965	0.00500
0.4	0.097	0.0074	0.0966	0.00742
0.5	0.090	0.0017	-0.0437	0.00621

Tabela 4.7: Coeficientes aerodinâmicos - esfera à direita - $V = 70$ m/s

Posição [m]	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
0.1	0.157	0.0048	-0.0171	0.01469
0.2	0.174	0.0056	-0.0217	0.02178
0.3	0.170	0.0031	-0.0111	0.01063
0.4	0.163	0.0036	-0.0032	0.01156
0.5	0.169	0.0028	-0.0116	0.00953

Tabela 4.8: Coeficientes aerodinâmicos - esfera à esquerda - $V = 70$ m/s

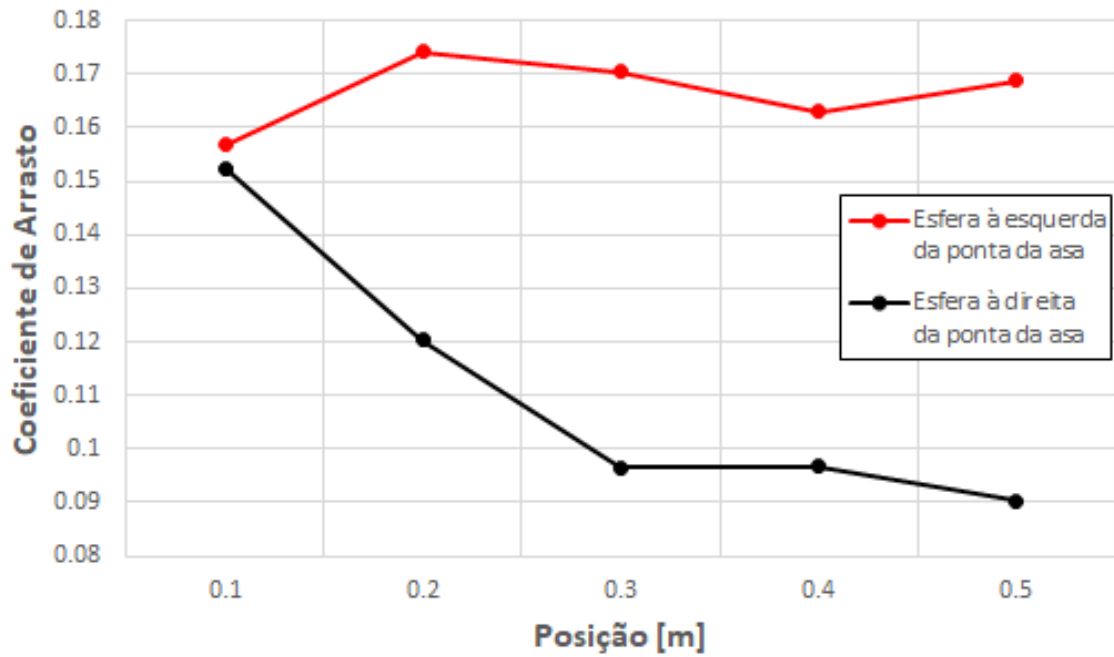


Figura 4.29: C_D x Posição [m].

Analisando a figura 4.29, percebe-se que quanto mais à esquerda está a esfera em relação a ponta da asa, maior é o C_D , pois o escoamento livre está incidindo cada vez mais na esfera, ficando assim fora da esteira de vórtices gerados pela ponta da asa. A figura 4.30 mostra as linhas de corrente que incidem sobre a esfera, e nela é possível perceber que os vórtices da asa já não têm mais influência sobre o escoamento incidente no corpo.

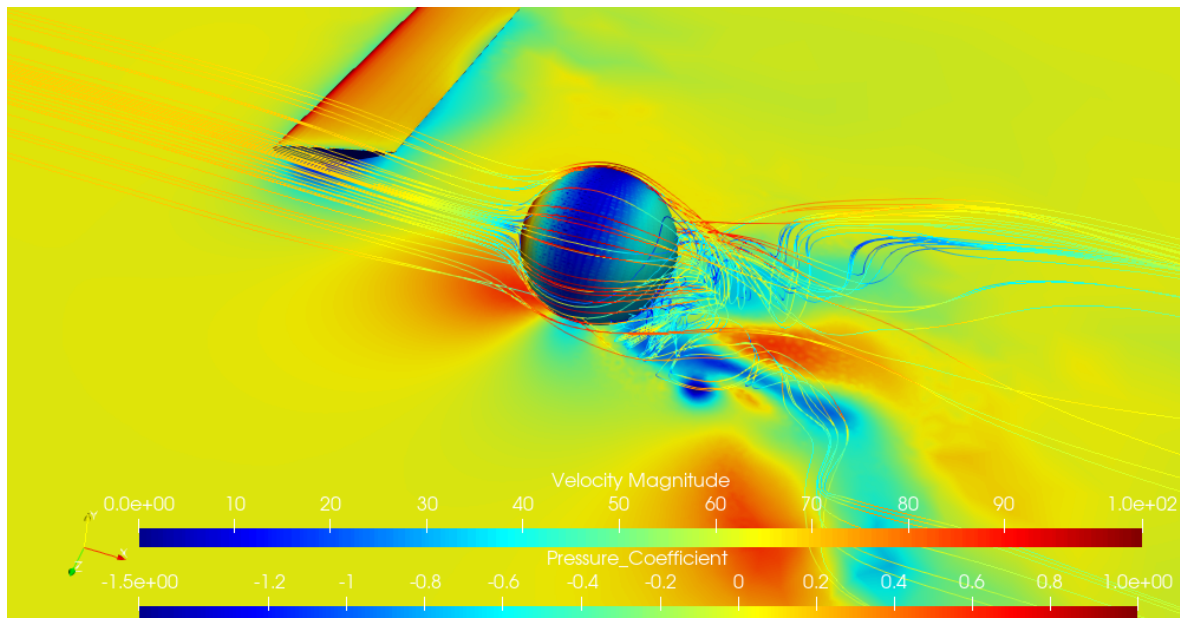


Figura 4.30: Esfera 0.5m à esquerda da ponta da asa

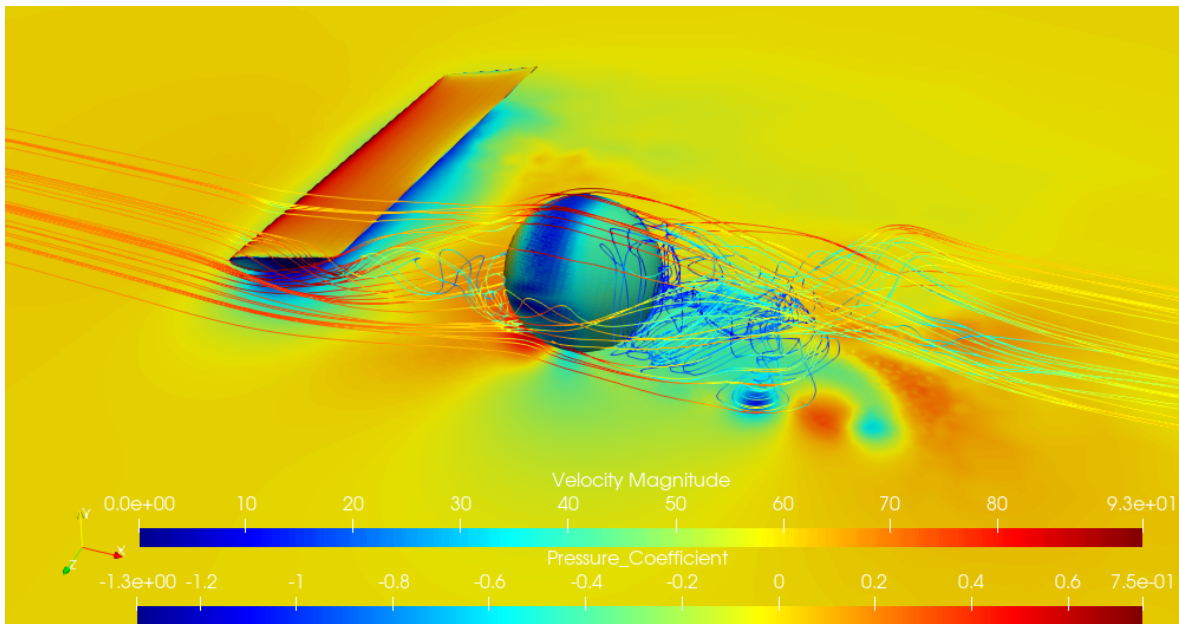


Figura 4.31: Esfera 0.5m à direita da ponta da asa

Já quando a esfera está à direita da ponta da asa, tem-se a diminuição do C_D . Nessas posições, a incidência dos vórtices é muito mais relevante, como é apresentado na figura 4.31, ao ponto que o alinhamento do vórtice da ponta da asa com a esfera poderia ser o causador de tal diminuição no coeficiente de arrasto, já que no centro do vórtice teria uma queda de pressão. Para verificar tal hipótese, foram realizadas simulações em toda a envergadura da asa. Entretanto, notou-se que entre as posições 0.5m e 2.5m o C_D permaneceu praticamente constante, variando somente próximo às pontas da asa. Tais resultados podem ser observados na tabela 4.9, sendo então gerado o gráfico apresentado na figura 4.32.

Posição [m]	C_D	Desvio Padrão	C_L	Desvio Padrão
0.1	0.152	0.006	-0.007	0.0103
0.2	0.120	0.004	-0.016	0.0098
0.3	0.096	0.005	0.097	0.0050
0.4	0.096	0.007	0.097	0.0074
0.5	0.090	0.002	-0.043	0.0062
2.5	0.096	0.002	-0.009	0.0039
2.6	0.089	0.003	0.0017	0.0055
2.7	0.087	0.002	0.0002	0.0027
2.8	0.106	0.004	0.0073	0.0030
2.9	0.145	0.005	0.0037	0.0113

Tabela 4.9: Coeficientes aerodinâmicos próximos às pontas da asa.

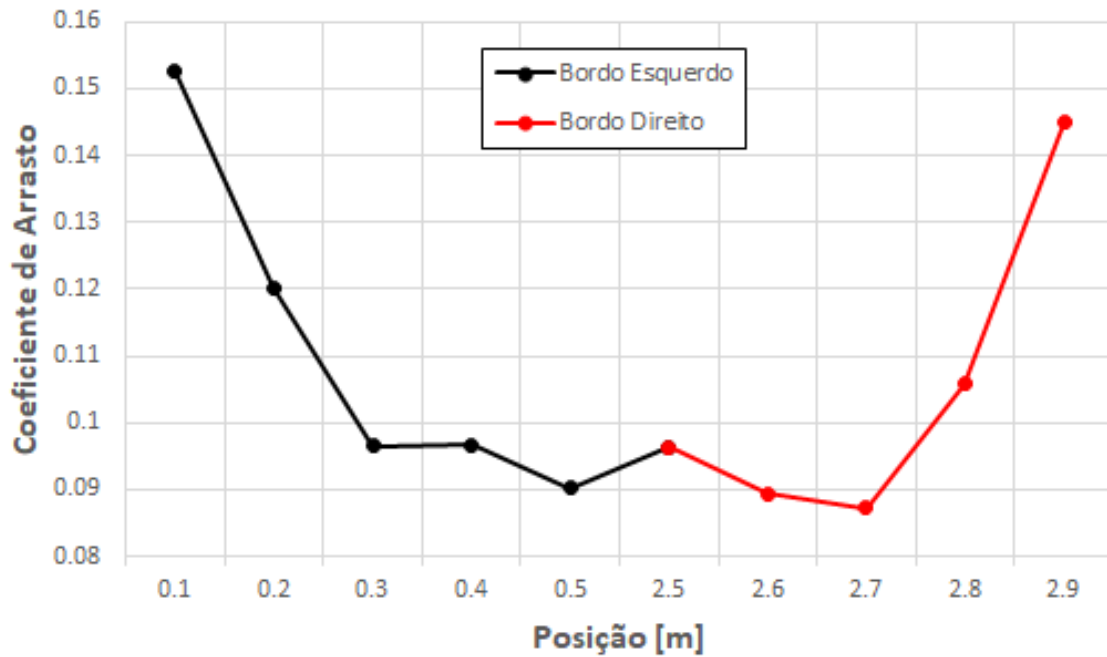


Figura 4.32: C_D x Posição [m].

As posições que apresentam os menores C_D são as mais ao centro da asa, e nas pontas são apresentados os maiores valores. Há diversas tentativas de justificar a estrutura apresentada no gráfico: o escoamento sofre uma desaceleração ao ultrapassar a asa, diminuindo o Reynolds na esfera e consequentemente diminuindo o coeficiente de arrasto; o ângulo de ataque da asa gera um upwash suficiente para deslocar o escoamento de forma que tenha uma menor incidência do fluxo sobre a esfera; a influência do efeito solo sobre a asa e sobre a esfera; e a influência dos vórtices de ponta de asa sobre a esfera. Contudo, apesar dos diversos modelos e simulações realizadas, não foi possível definir qual o fenômeno tem a maior influência sobre o escoamento que incide na esfera.

Capítulo 5

Conclusão

As simulações de escoamentos tridimensionais possuem um alto grau de complexidade, apresentando diversas variáveis e exigindo um alto custo computacional para uma solução precisa dos modelos propostos.

Na tentativa de melhor compreensão da influência do vórtice de ponta de asa no corpo rombudo, foram utilizados diversos parâmetros, percebendo-se alguns comportamentos interessantes.

A incidência de vórtices no corpo rombudo apresentou variações significativas nos coeficientes aerodinâmicos, entretanto, ao introduzir a asa geradora de vórtices também foram introduzidos outros efeitos inerentes à geometria do perfil da asa, por exemplo o upwash. Ao movimentar a asa em relação à esfera, verificou-se que exista uma tendência de diminuição do coeficiente de arrasto à medida que este se distanciava da ponta da asa, tendo seu menor valor a partir do ponto onde não existia mais influência dos vórtices gerados. Contudo, o upwash também tinha grande influência nas regiões próximas à ponta da asa, tornando a análise única da influência dos vórtices uma missão complexa. Desse modo, junto aos fenômenos gerados pela asa, o efeito solo também teve grande influência no escoamento incidente na esfera, tornando ainda mais complexa a análise do problema, mostrando que é necessário uma maior simplificação, afim de obter uma melhor compreensão dos fenômenos descritos.

Capítulo 6

Trabalhos Futuros

Para trabalhos futuros, recomenda-se a simplificação do modelo, retirando a condição de efeito solo e realizando as devidas comparações para compreender melhor qual a influência sobre os coeficientes aerodinâmicos. Além disso, recomenda-se isolar os fenômenos aerodinâmicos gerados pela geometria da asa, utilizando geradores de vórtices e ondas produzidos pelo próprio SU2, diminuindo, dessa forma, a dificuldade em compreender a influência dos vórtices, upwash e downwash incididos na esfera.

Por fim, após a melhor compreensão desses fenômenos, analisar o comportamento de dois corpos complexos, como por exemplo, uma asa no qual é incidido um escoamento perturbado por outra asa. Também é recomendado a utilização de modelos transientes de simulação, para capturar com maior precisão os coeficientes aerodinâmicos.

Referências Bibliográficas

- [14-bis]14-BIS, A. S. D. *14-Bis*. Disponível em: <<https://www2.fab.mil.br/musal/index.php/aeronaves-em-exposicao/55-avioes/142-14bis>>. Acesso em: 26 abril 2022.
- [Anderson 1991]ANDERSON, J. D. *Fundamentals of Aerodynamics*. 2nd ed. ed. [S.l.]: The McGraw-Hill Companies, 1991. (McGraw-Hill series in aeronautical and aerospace engineering).
- [Baldwin, Barth e Center. 1990]BALDWIN, B. S.; BARTH, T. J.; CENTER., A. R. *A one-equation turbulence transport model for high Reynolds number wall-bounded flows*. [S.l.]: National Aeronautics and Space Administration, Ames Research Center ; For sale by the National Technical Information Service Moffett Field, Calif. : [Springfield, Va, 1990.
- [Courant, Friedrichs e Lewy 1928]COURANT, R.; FRIEDRICHS, K.; LEWY, H. Über die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik. *Mathematische annalen*, Springer, 1928.
- [Durbin 2002]DURBIN, P. A. A perspective on recent developments in rans modeling. In: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 5*. [S.l.]: Elsevier, 2002.
- [Economon et al. 2016]ECONOMON, T. D. et al. Su2: An open-source suite for multiphysics simulation and design. *Aiaa Journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 54, n. 3, p. 828–846, 2016.
- [Ferziger Milovan Perić 2020]FERZIGER MILOVAN PERIĆ, R. L. S. J. H. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 4th ed. 2020. ed. [S.l.]: Springer International Publishing, 2020.
- [Hanjalic 2002]HANJALIC, K. One-point closure models for buoyancy-driven turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 34, n. 1, 2002.
- [Hanjalic 2004]HANJALIC, K. Closure models for incompressible turbulent flows. *Lecture Notes at Von Kármán Institute*, v. 75, 2004.
- [Hirsch 1994]HIRSCH, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows, Volume 2: Computational methods for inviscid and viscous flows*. 1. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons; Chichester, UK, 1994.

- [Hirsch 2007]HIRSCH, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows (Second Edition)*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2007.
- [Hubbard e Garcia-Navarro 2000]HUBBARD, M.; GARCIA-NAVARRO, P. Flux difference splitting and the balancing of source terms and flux gradients. *Journal of Computational Physics*, 2000.
- [Hunt 1984]HUNT, J. Turbulence structure in thermal convection and shear-free boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, 1984.
- [McCormick 1994]MCCORMICK, B. W. *Aerodynamics, Aeronautics, and Flight Mechanics*. 2. ed. [S.l.]: Wiley, 1994.
- [Miranda 2011]MIRANDA, L. Fundamentos da engenharia aeronáutica: Aplicações ao projeto sae-aerodesign. *Sao Paulo: Instituto Federal de Educacion*, 2011.
- [News 2021]NEWS, R. *Ferrari embarca em onda nacionalista e apresenta novo carro com pintura italiana*. 2021. Disponível em: <<https://www.romanews.com.br/esportes/ferrari-embarca-em-onda-nacionalista-e-apresenta-novo-carro-com/111802/>>. Acesso em: 24 out. 2021.
- [Raymer 1999]RAYMER, D. P. *Aircraft Design: A Conceptual Approach*. 3rd. ed. [S.l.]: AIAA (American Institute of Aeronautics and Ast, 1999. (Aiaa Education Series).
- [Saad 1993]SAAD, Y. A flexible inner-outer preconditioned gmres algorithm. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 1993.
- [Saad e Schultz 1986]SAAD, Y.; SCHULTZ, M. H. Gmres: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 1986.
- [Secundov e Kozlov 1990]SECUNDOV, S.; KOZLOV, G. One-equation eddy viscosity model (modified lsj kovaszny model), short summary of the equations. *Personal Communication*, 1990.
- [Silva 2021]SILVA, C. B. *ESTUDO DA INFLUÊNCIA AERODINÂMICA DO VÓRTICE DE PONTA DE ASA EM UM CORPO ROMBUDO POSICIONADO À JUSANTE NO ESCOAMENTO*. Monografia (Graduação). [S.l.]: Brasília: Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia, Departamento de Engenharia Mecânica, 2021.
- [Spalart e Allmaras 1992]SPALART, P.; ALLMARAS, S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA*, p. 439, 1992.
- [Spalart e Rumsey 2007]SPALART, P. R.; RUMSEY, C. L. Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations. *AIAA journal*, 2007.

[SU2 2021]SU2. *Multiphysics Simulation and Design Software*. 2021. Disponível em: <<https://su2code.github.io>>.

[Torres 2019]TORRES, G. de O. *Simulação Numérica da Influência de Aerofólios em Motocicletas Esportivas. Monografia (Graduação)*. [S.l.]: Brasília: Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia, Departamento de Engenharia Mecânica, 2019.

[van Leer 1979]van Leer, B. Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of Computational Physics*, 1979.

[VENKATAKRISHNAN 1993]VENKATAKRISHNAN, V. *On the accuracy of limiters and convergence to steady state solutions*. [S.l.: s.n.], 1993. 880 p.

[White 2010]WHITE, F. *Fluid Mechanics, 7th Ed. (Mcgraw-Hill Series in Mechanical Engineering)*. 7th ed.. ed. [S.l.]: The McGraw-Hill Companies, 2010.

Apêndice

Setup Numérico

Reynolds	Growth law	Maximum Size	Initial Height	Height Ratio	Number of layers	Total Height	Max Element	y^+
10^0	Linear	0.01	0.01	1.2	70	5.53	4	2
10^1	Linear	0.01	0.006	1.2	50	1.77	4	2
10^2	Linear	0.01	0.002	1.17	50	0.5165	4	4
10^3	Linear	0.01	0.001	1.2	36	0.162	4	3
10^4	Linear	0.01	0.001	1.1	25	0.055	4	2
10^5	Linear	0.01	0.001	1.01	15	0.01605	4	4
10^6	Linear	0.01	0.001	1.2	45	0.243	3	5
10^7	Linear	0.01	0.001	1.1	50	0.1725	3	3
10^8	Linear	0.01	0.001	1.1	40	0.118	3	2
10^9	Linear	0.008	0.0005	1.2	40	0.098	20	4

Tabela 6.1: Setup numérico utilizado nas malhas geradas em ICEM

Curvas $C_L x Re$

Por não apresentarem resultados consistentes, as curvas $C_L x Re$ são apresentadas somente nos apêndices.

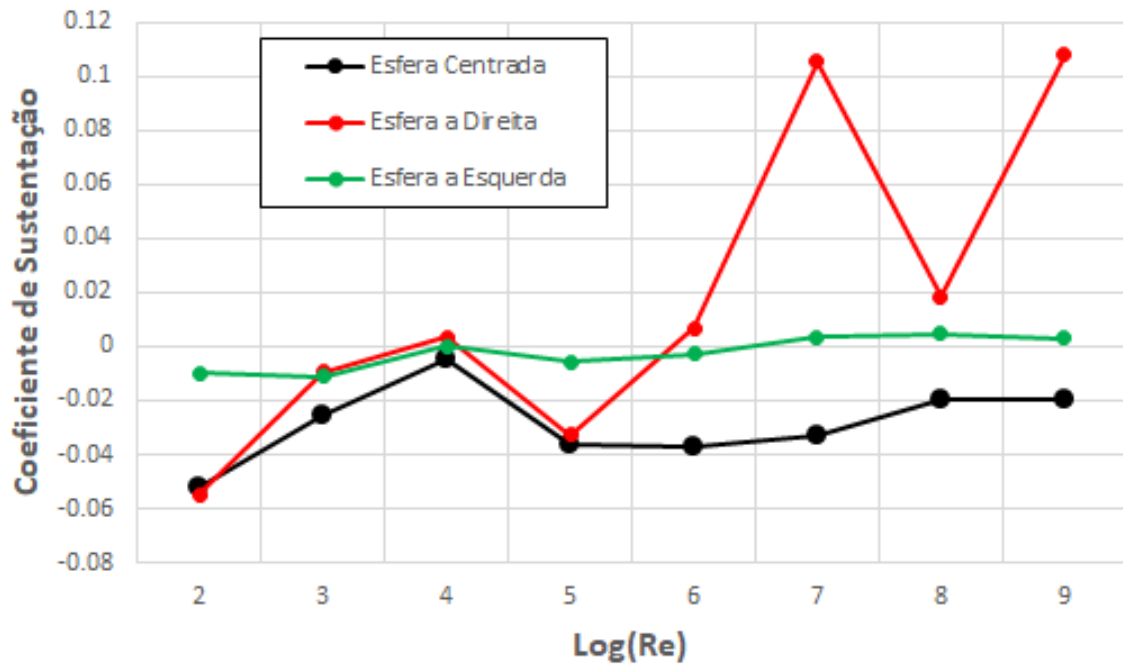


Figura 6.1: $C_L \times Re$

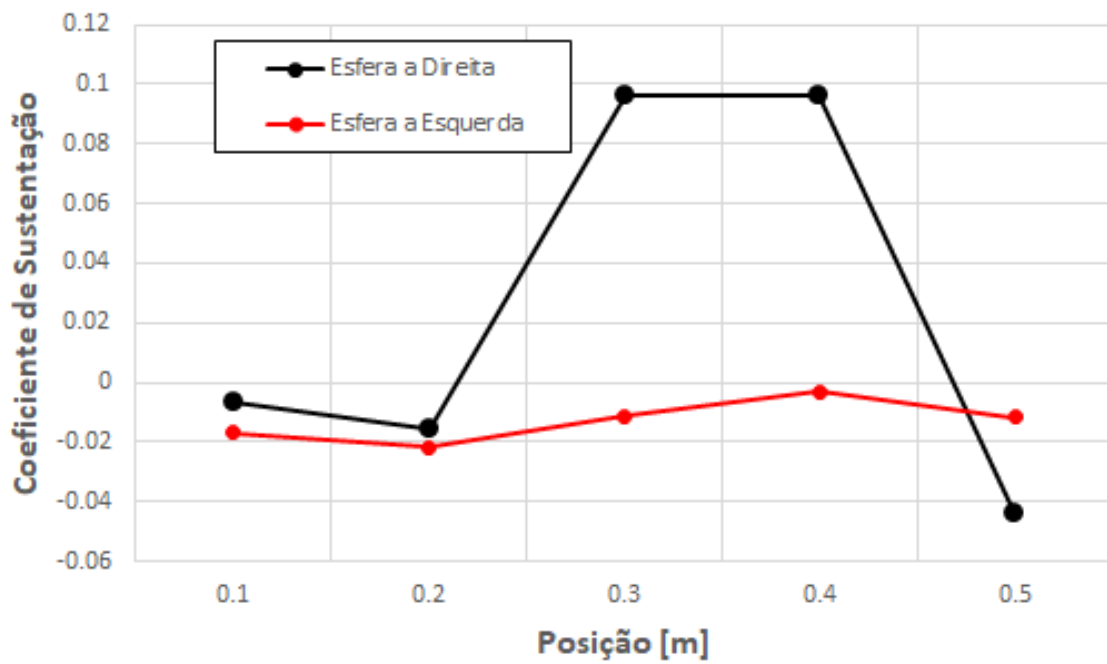


Figura 6.2: $C_L \times Posicao$ - Posições a esquerda e direita

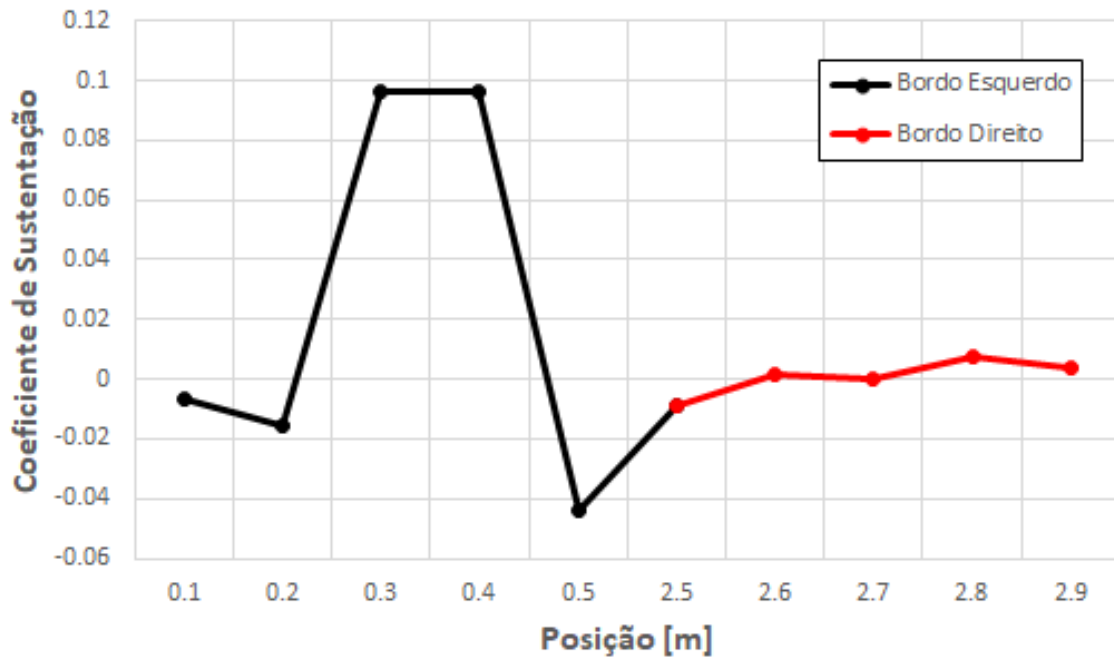


Figura 6.3: $C_L \times Posicao$ - Posições internas

Linhas de Corrente - Centro do Campo de Escoamento

$$Re = 10^0$$

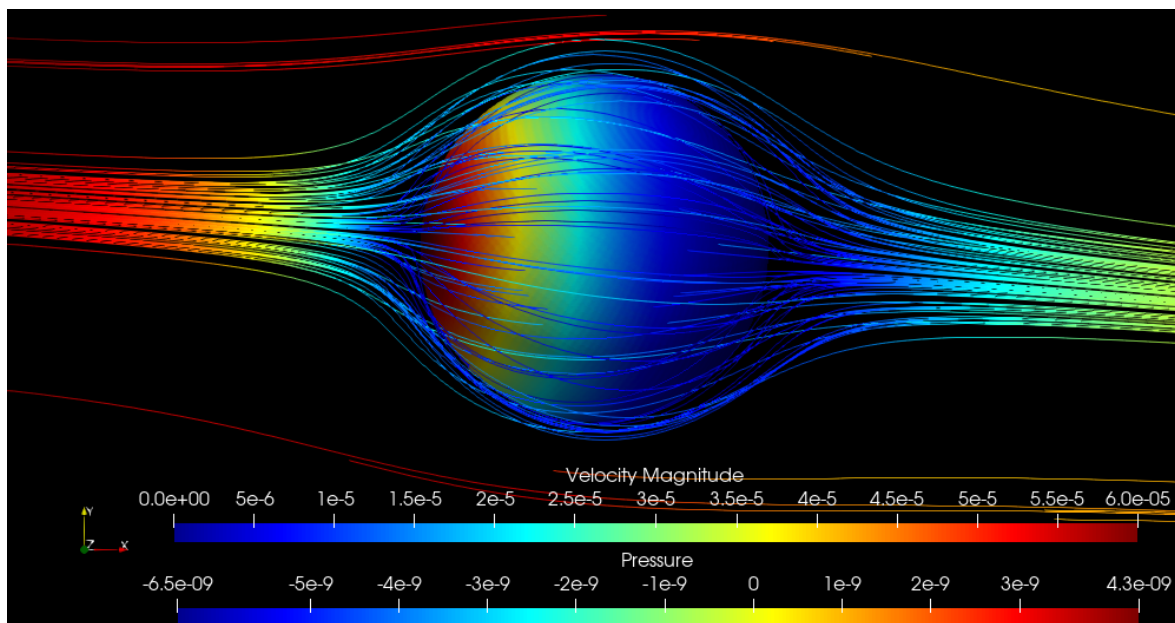


Figura 6.4: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^0$).

$Re = 10^1$

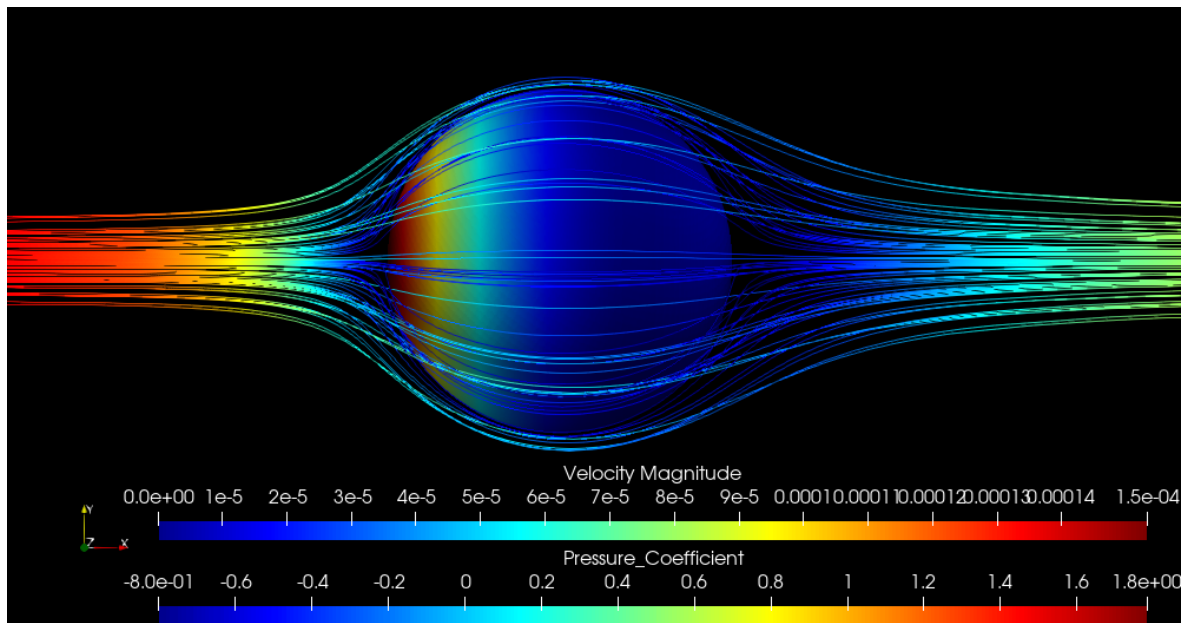


Figura 6.5: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^1$).

$Re = 10^2$

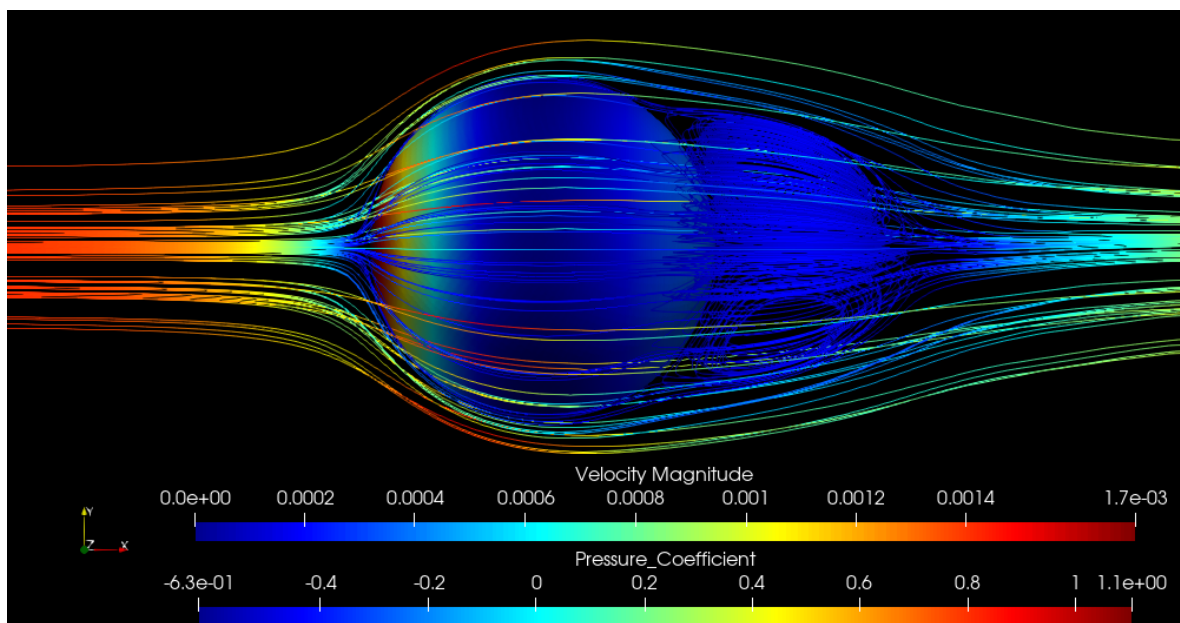


Figura 6.6: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^2$).

$Re = 10^3$

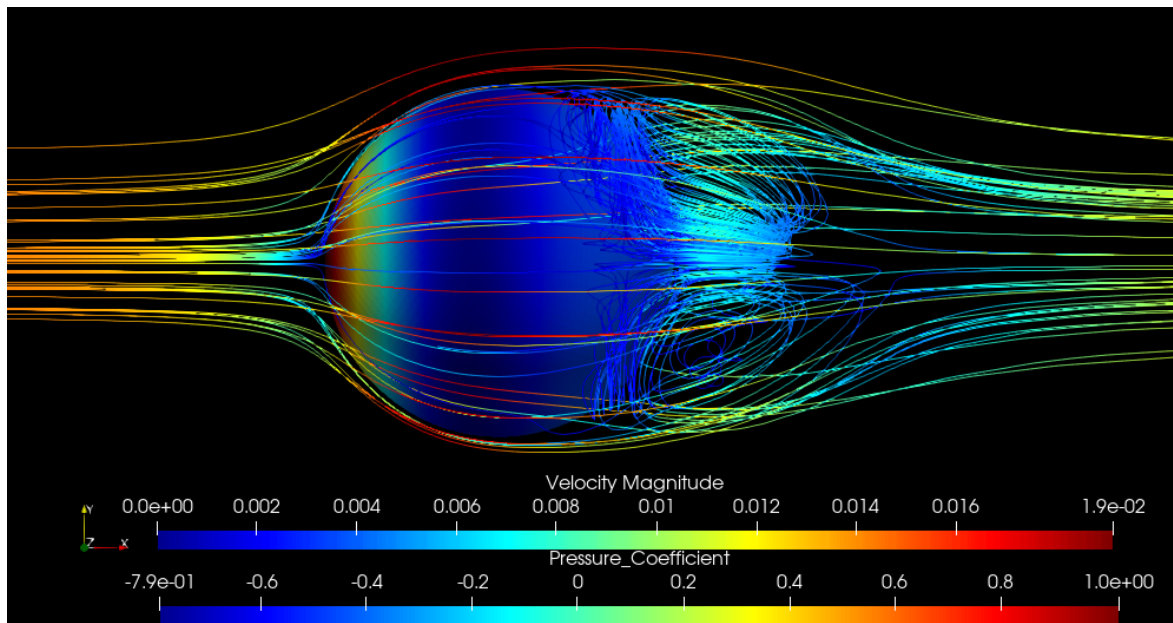


Figura 6.7: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^3$).

$Re = 10^4$

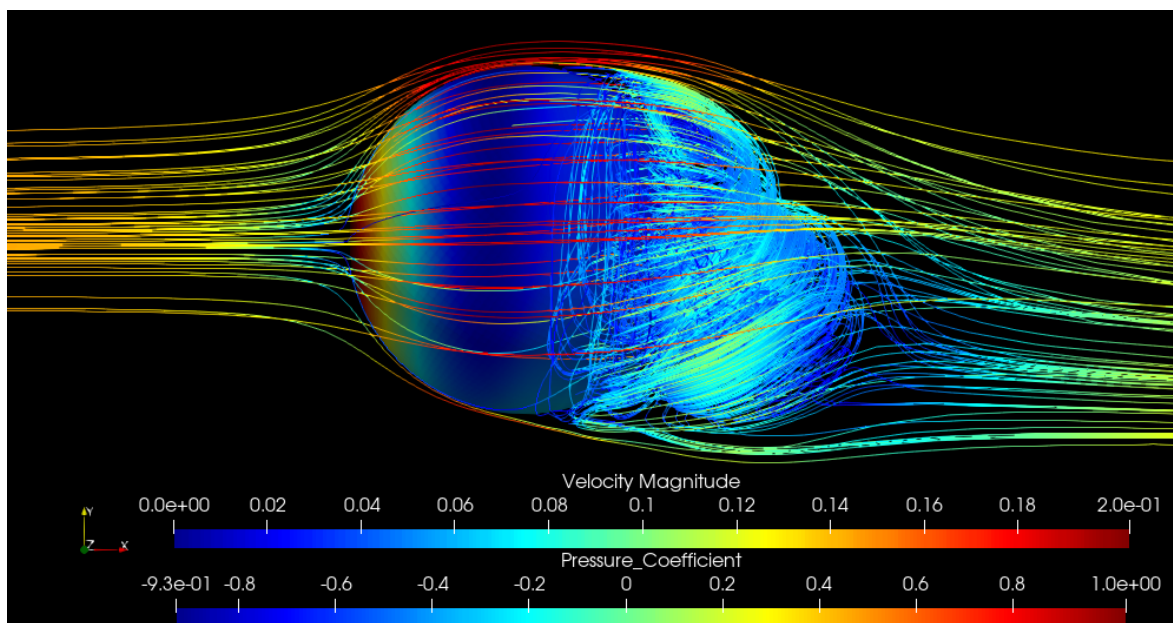


Figura 6.8: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^4$).

$Re = 10^5$

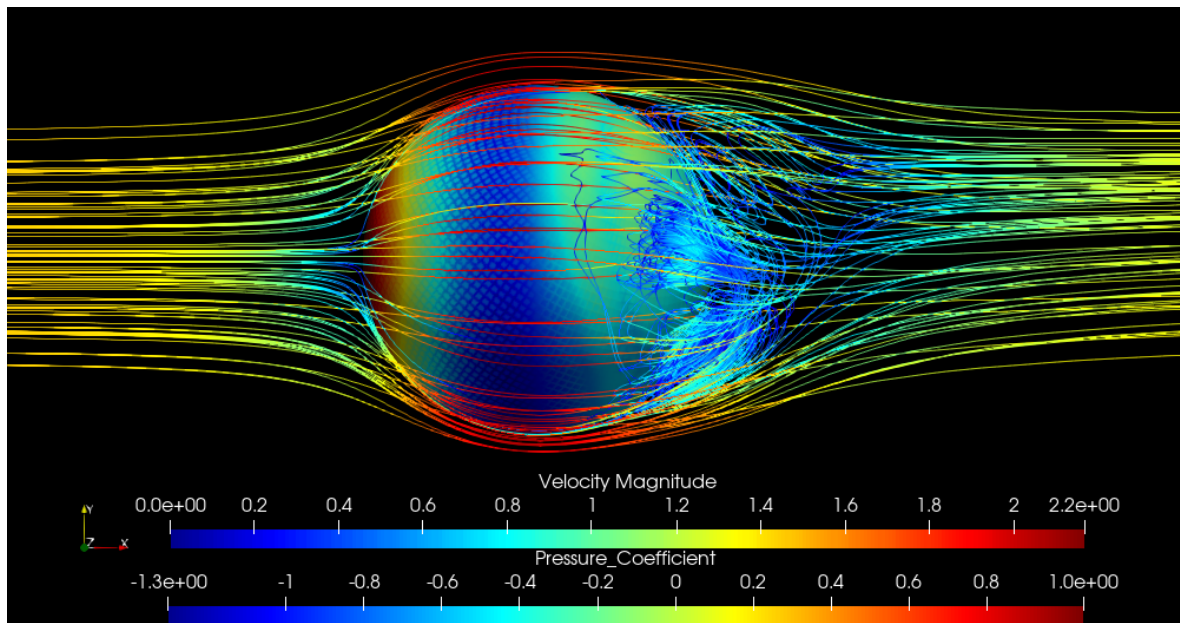


Figura 6.9: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^5$).

$Re = 10^6$

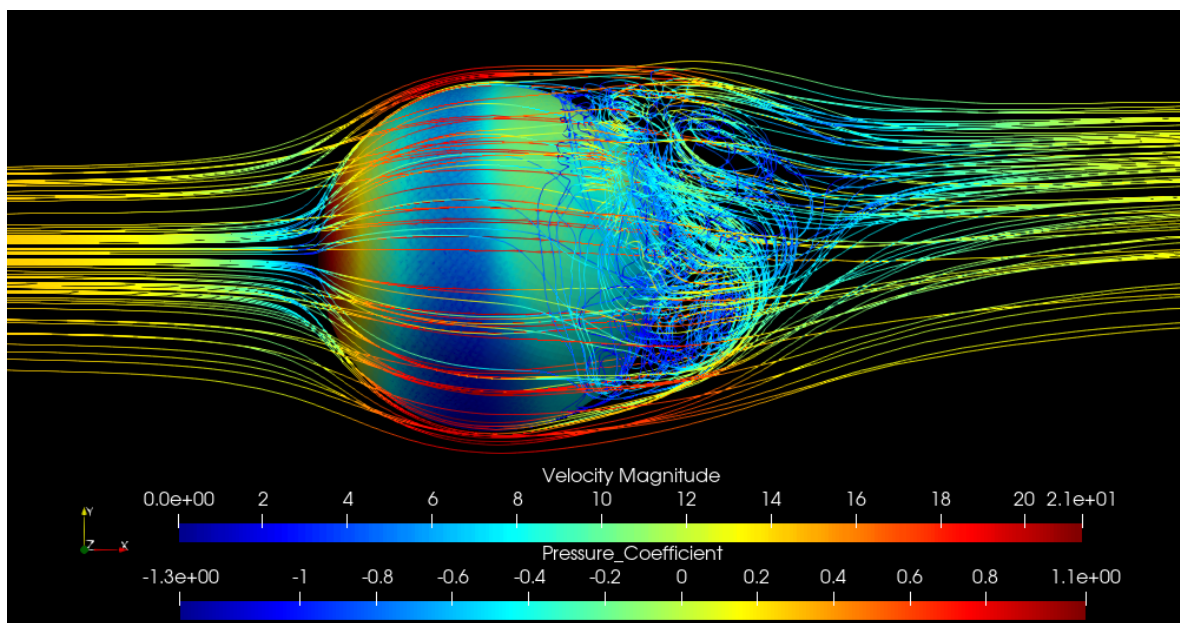


Figura 6.10: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^6$).

$Re = 10^7$

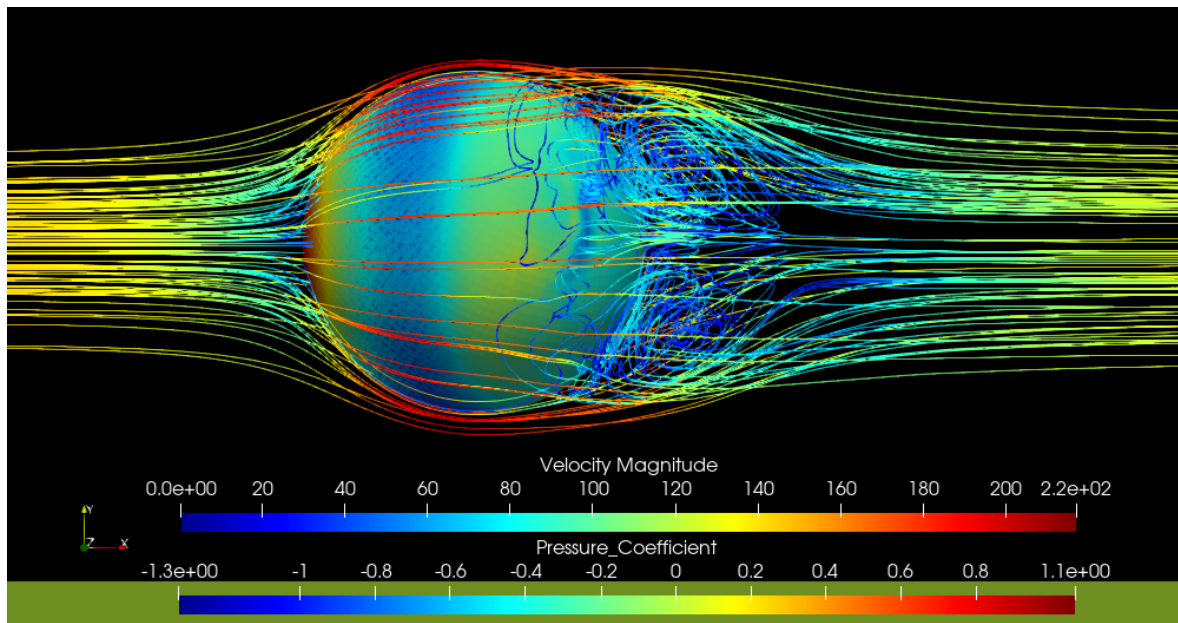


Figura 6.11: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^7$).

$Re = 10^8$

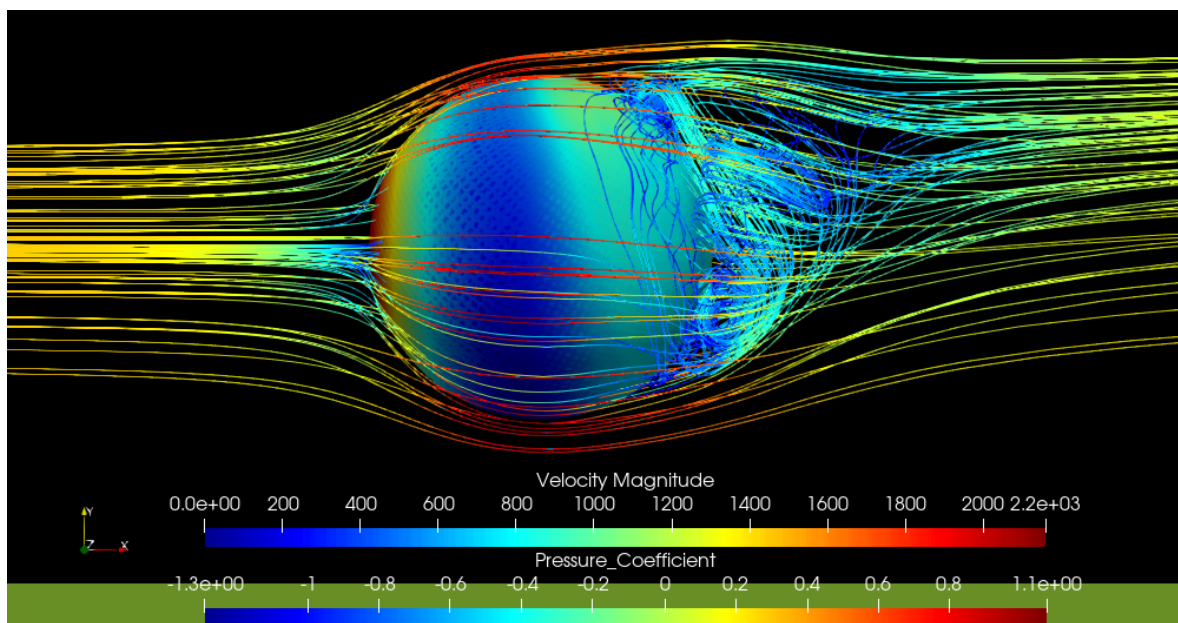


Figura 6.12: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^8$).

$$Re = 10^9$$

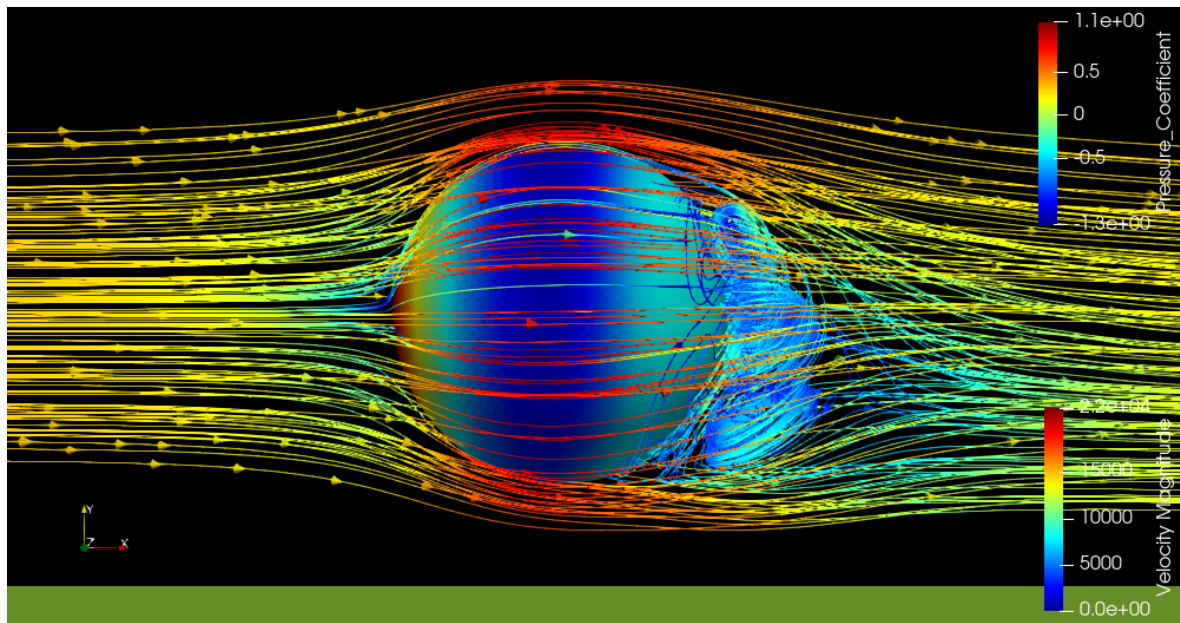


Figura 6.13: Linhas de corrente - esfera no centro do campo de escoamento ($Re = 10^9$).

Linhas de Corrente - Efeito Solo

$$Re = 10^0$$

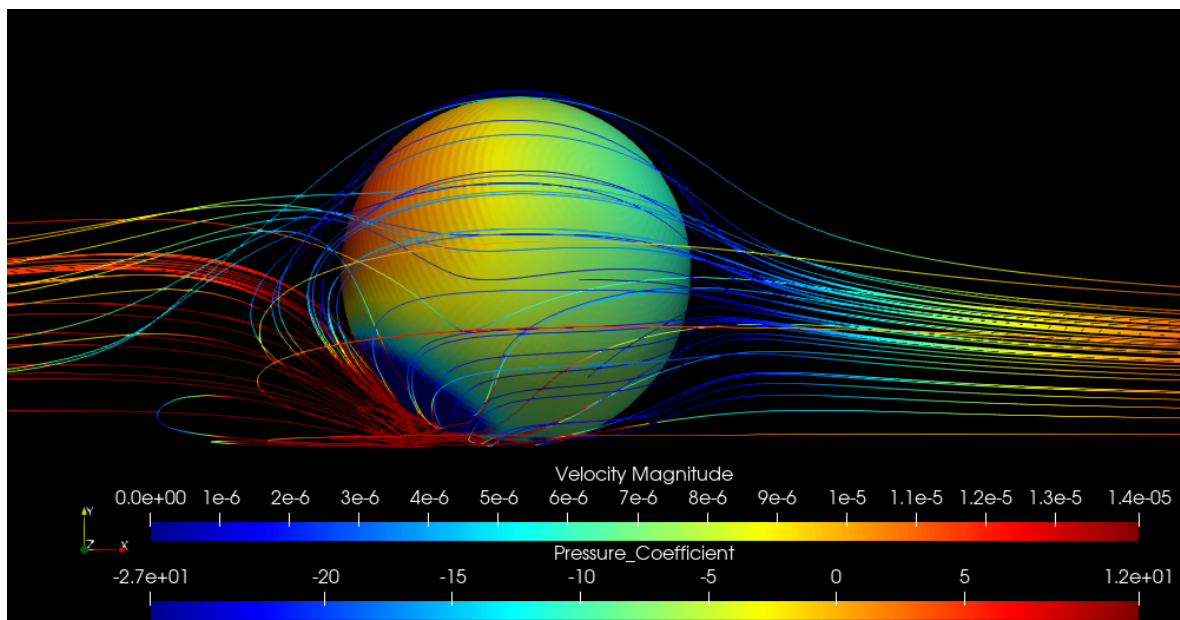


Figura 6.14: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^0$).

$$Re = 10^1$$

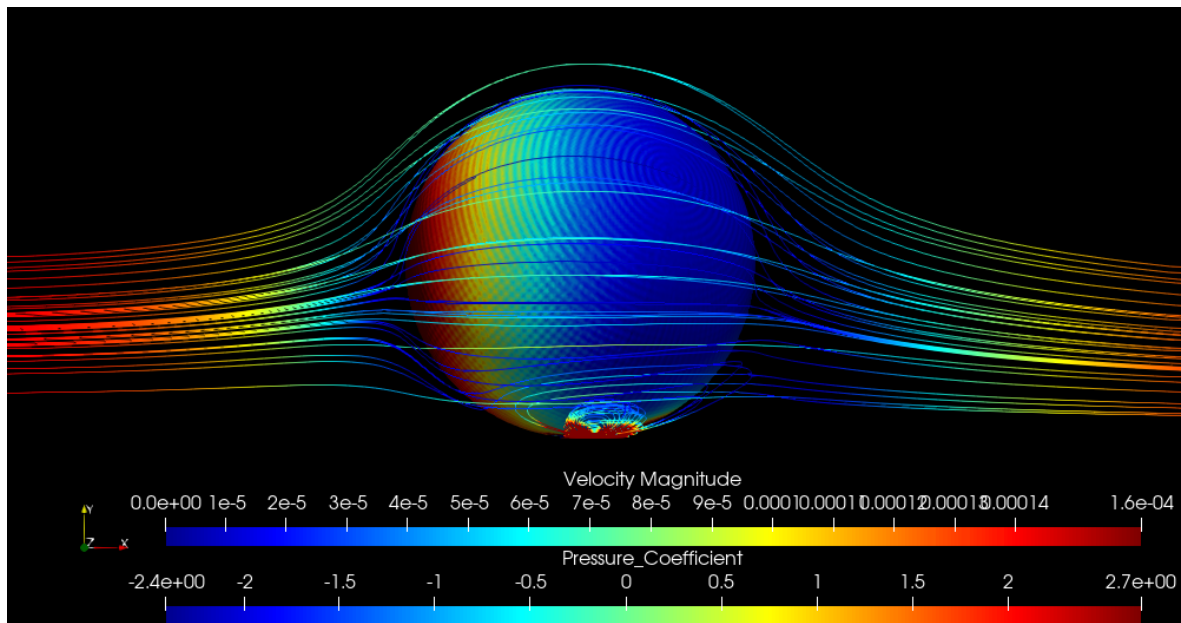


Figura 6.15: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^1$).

$$Re = 10^2$$

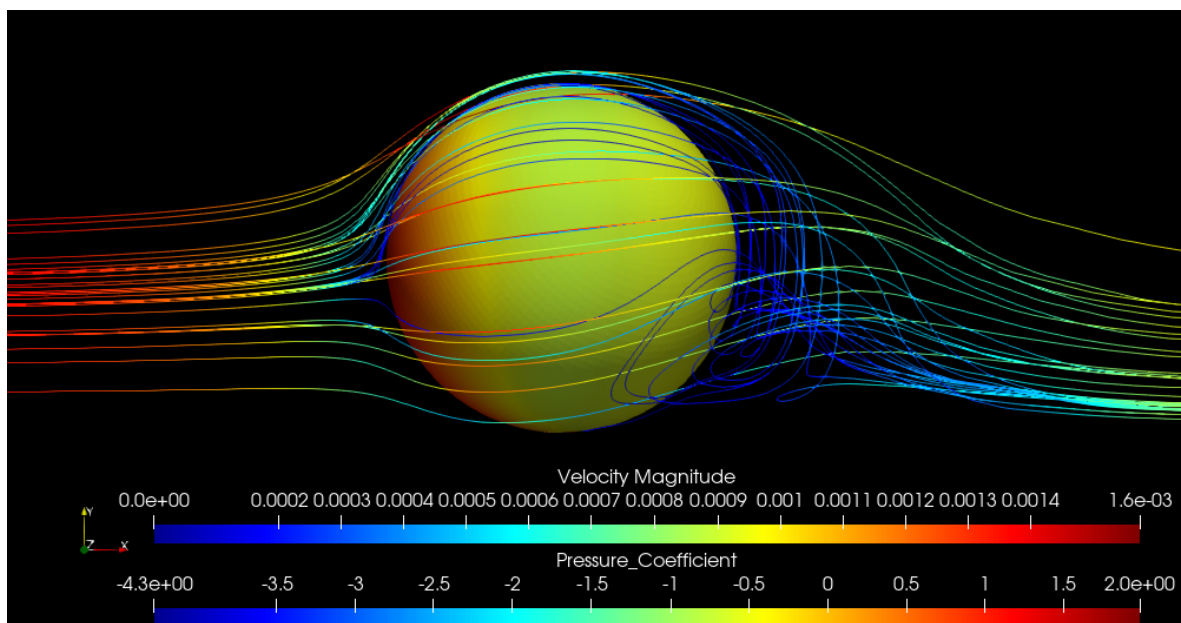


Figura 6.16: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^2$).

$$Re = 10^3$$

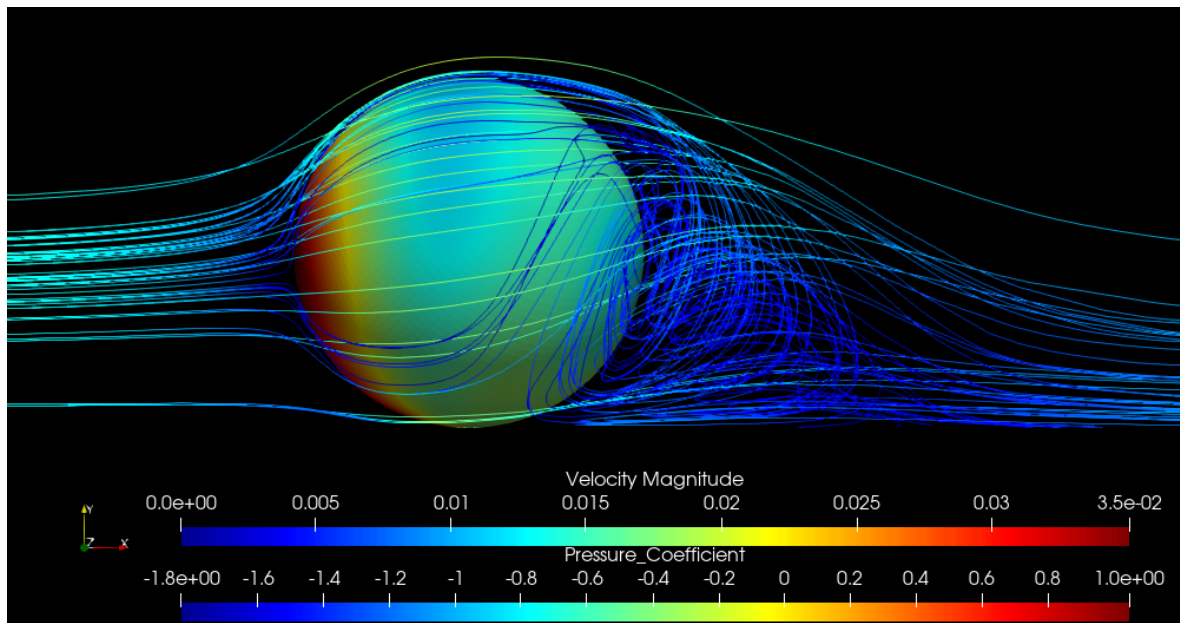


Figura 6.17: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^3$).

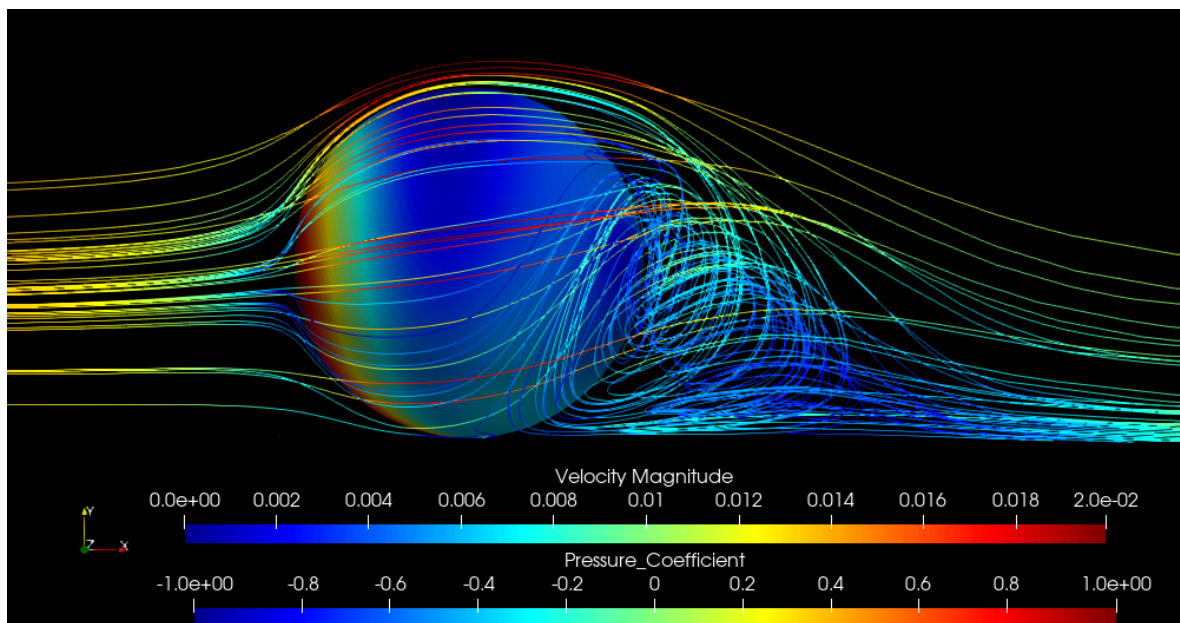


Figura 6.18: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^3$).

$$Re = 10^4$$

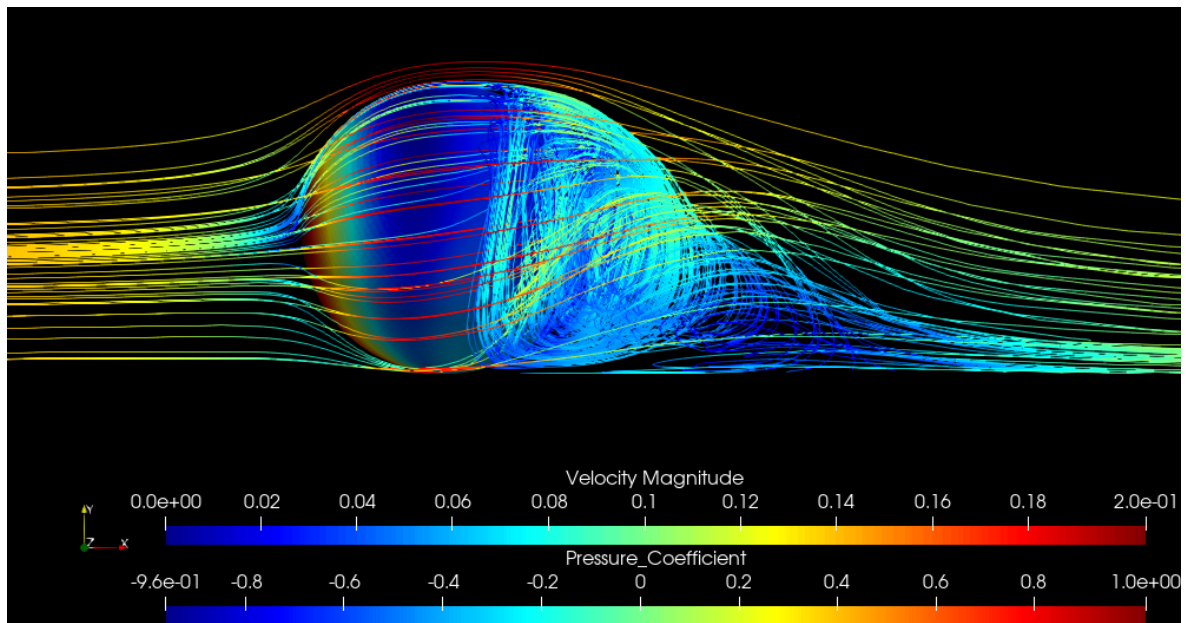


Figura 6.19: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^4$).

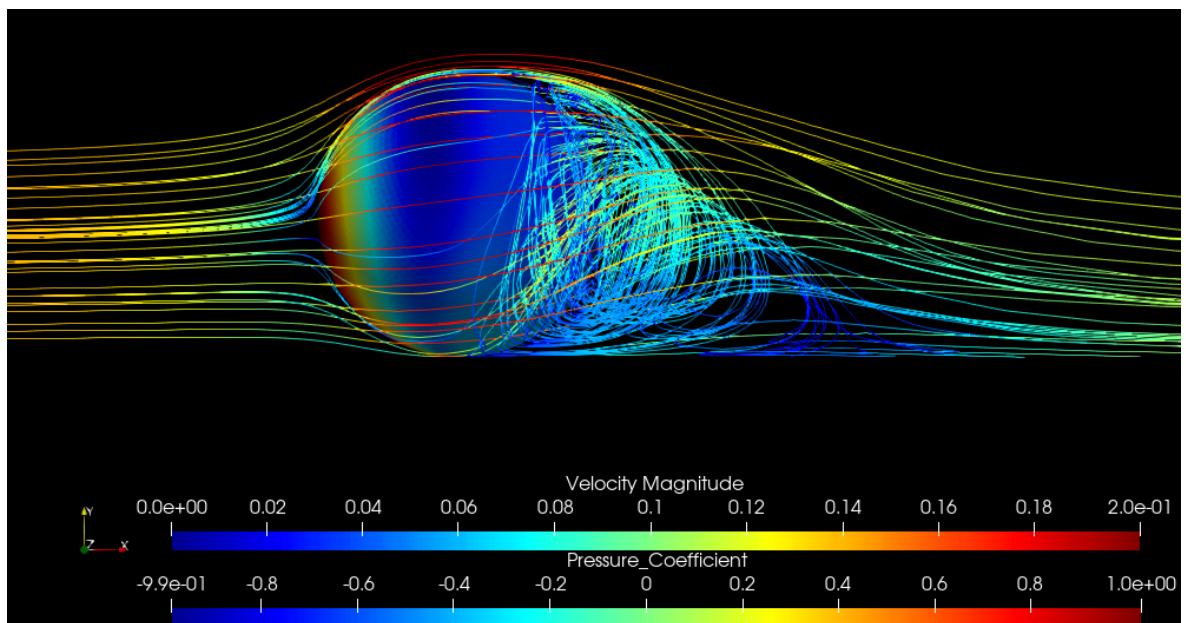


Figura 6.20: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^4$).

$$Re = 10^5$$

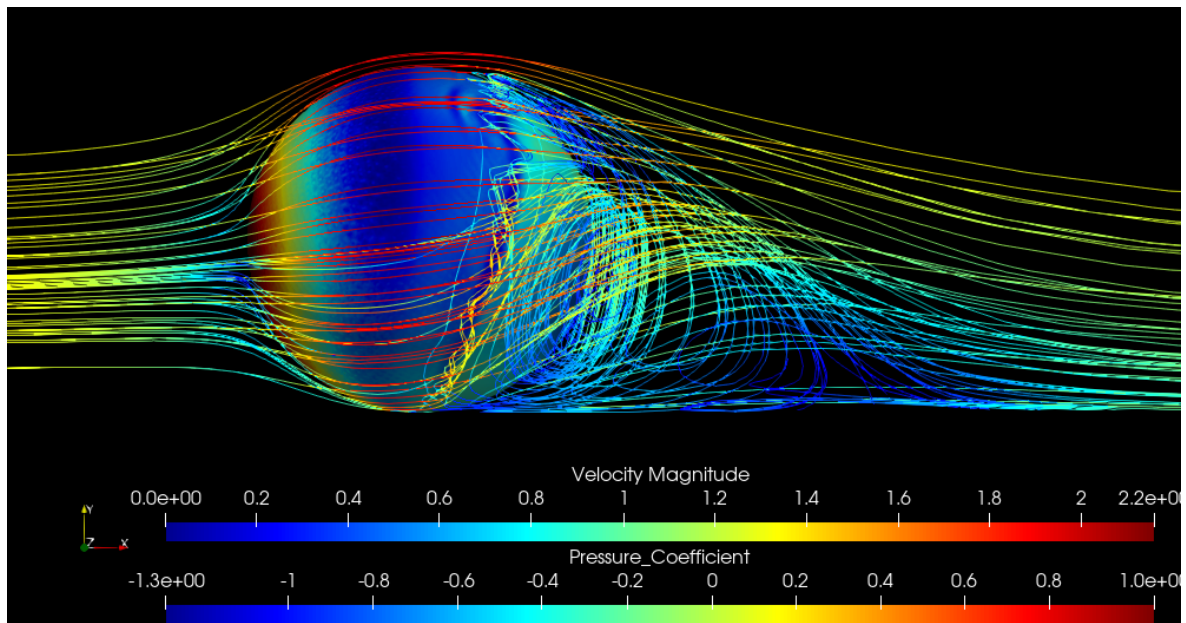


Figura 6.21: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^5$).

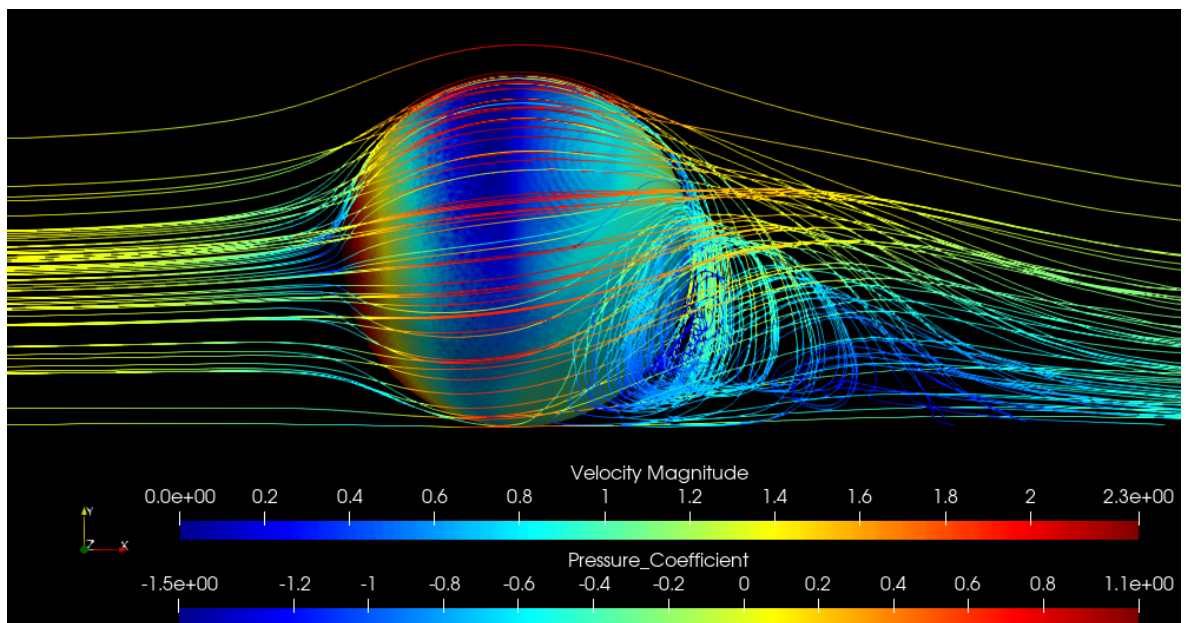


Figura 6.22: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^5$).

$$Re = 10^6$$

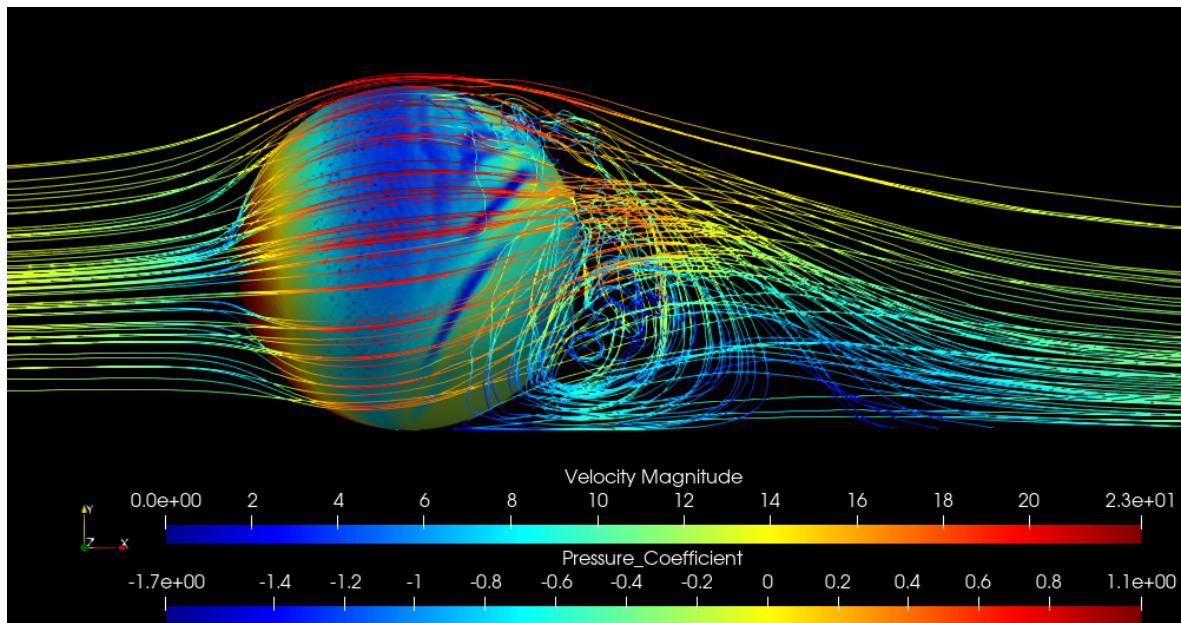


Figura 6.23: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^6$).

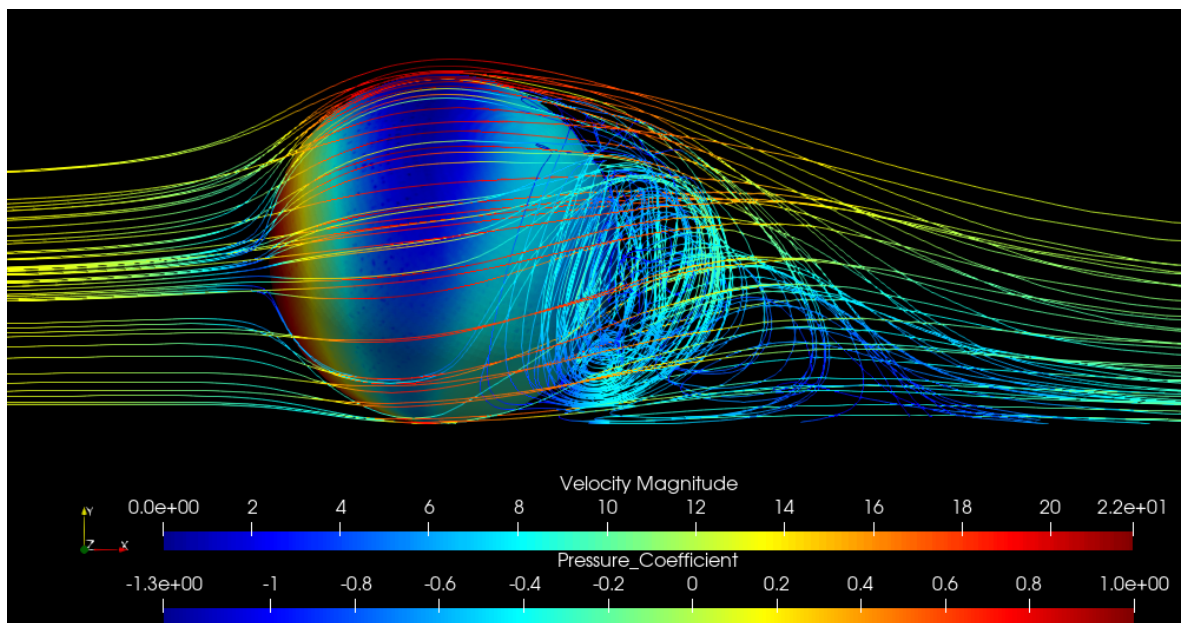


Figura 6.24: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^6$).

$Re = 10^7$

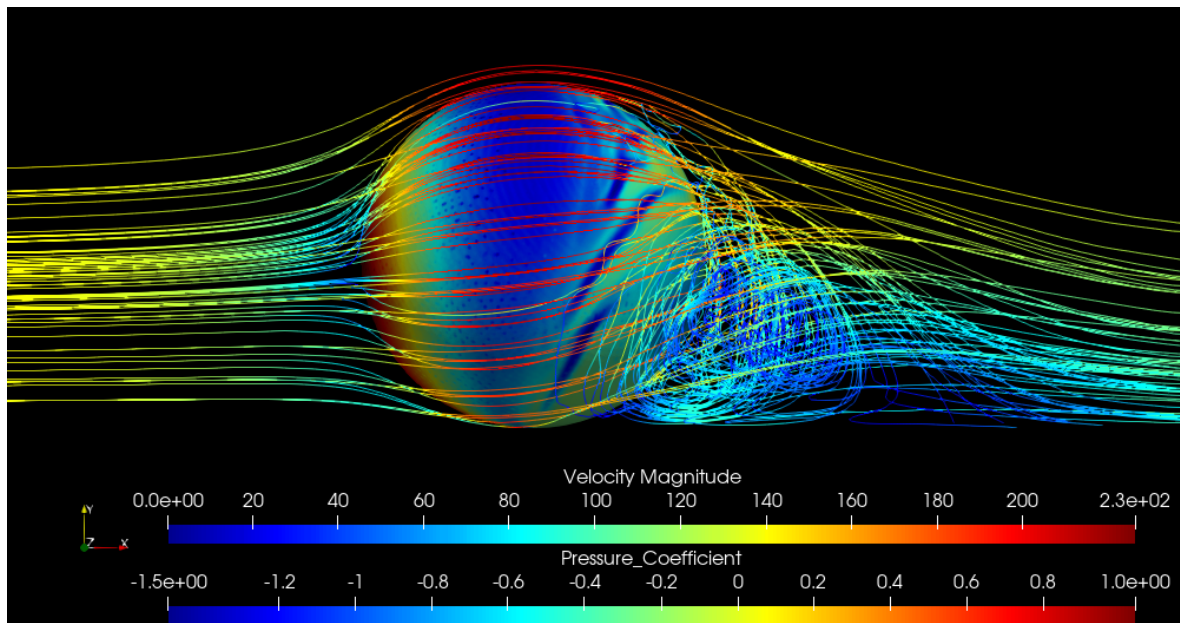


Figura 6.25: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^7$).

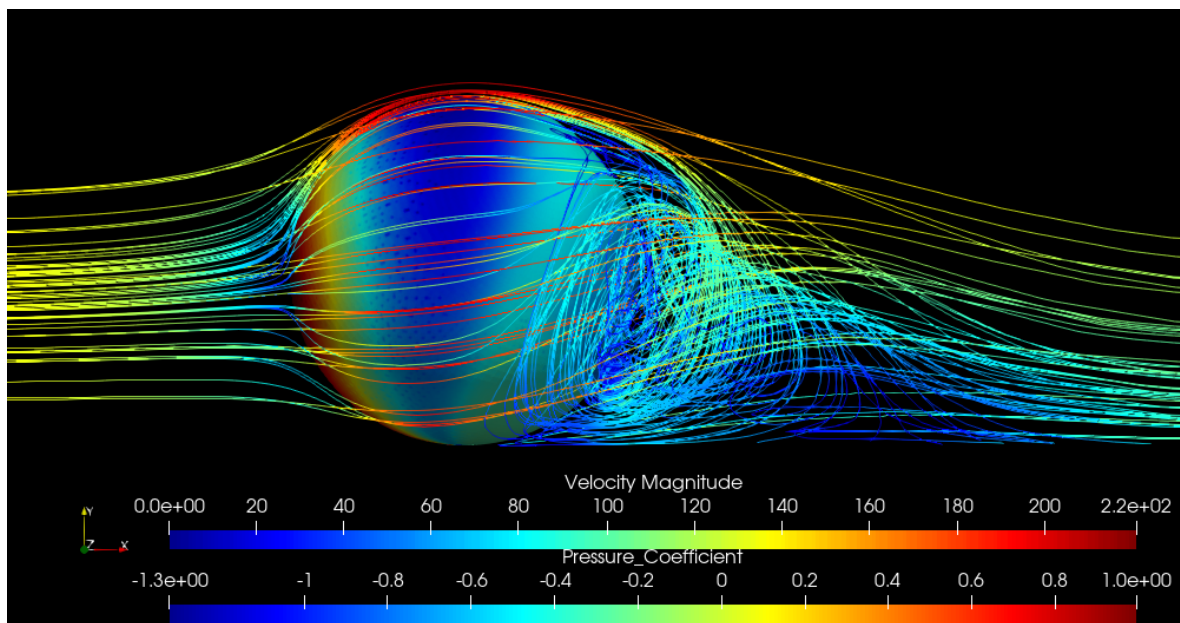


Figura 6.26: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^7$).

$$Re = 10^8$$

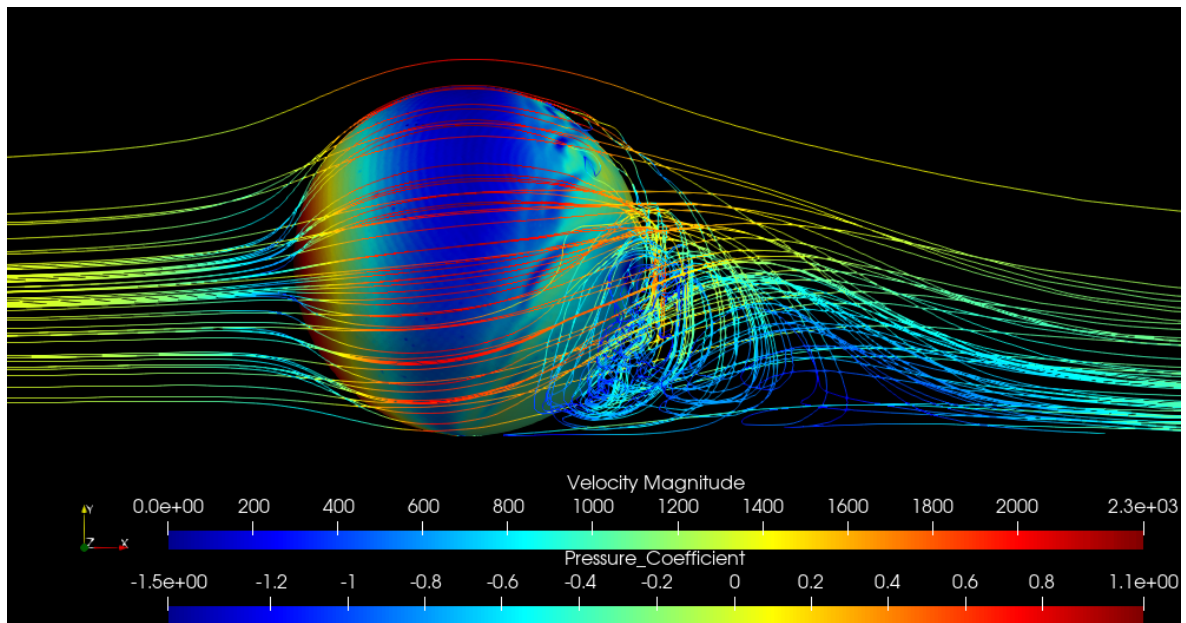


Figura 6.27: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^8$).

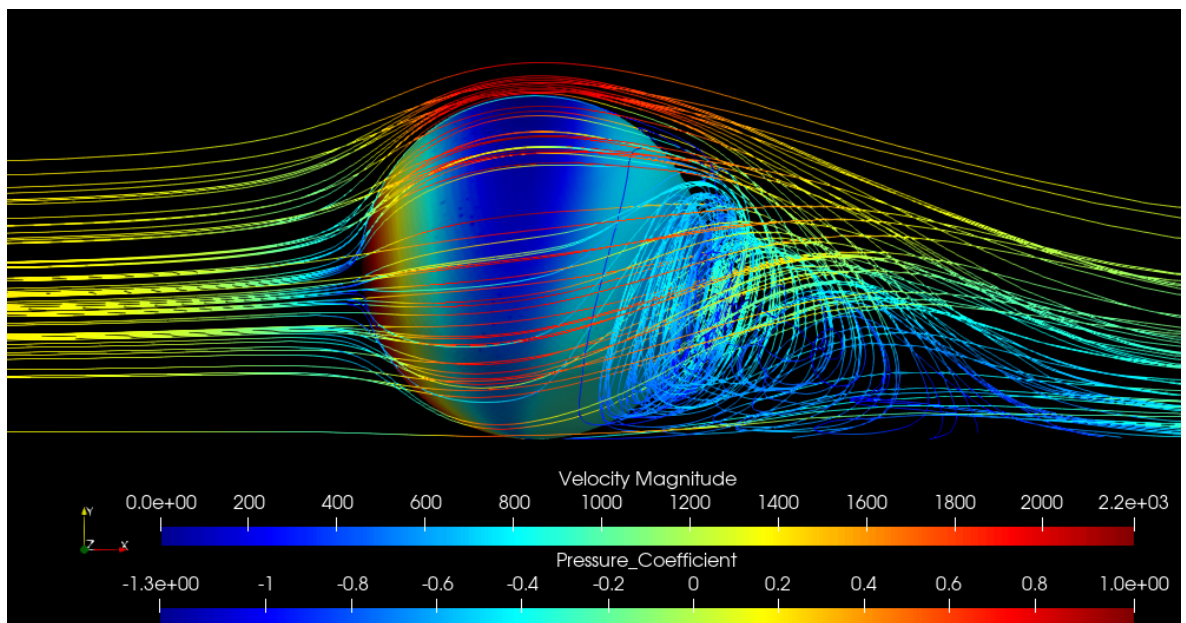


Figura 6.28: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^8$).

$$Re = 10^9$$

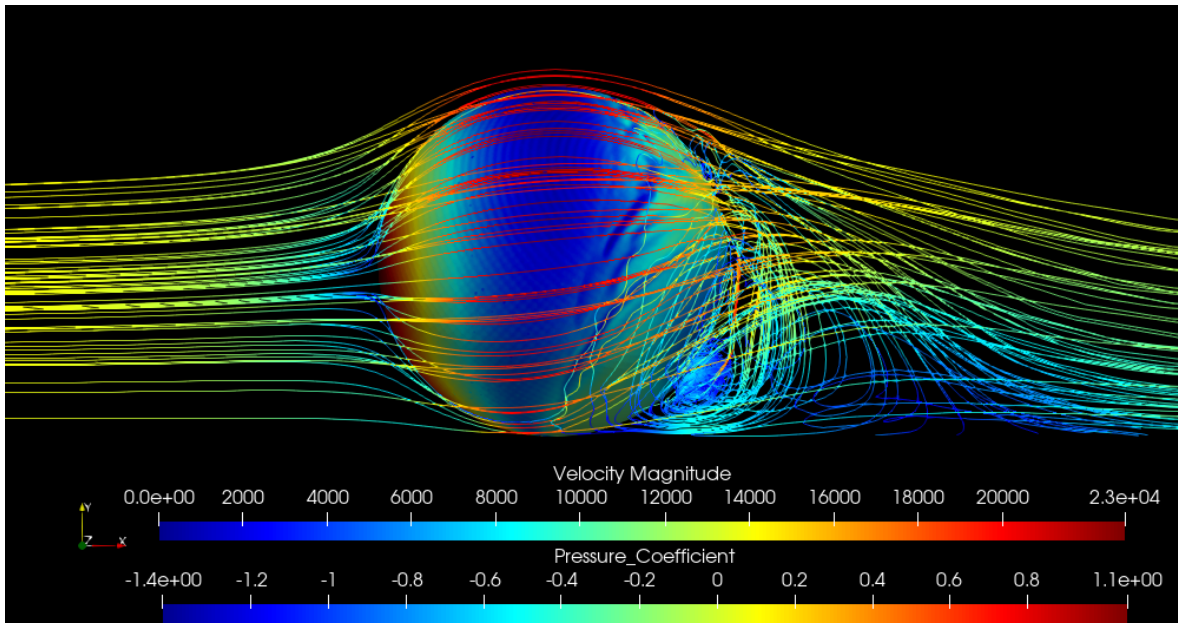


Figura 6.29: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Sem Turbulência ($Re = 10^9$).

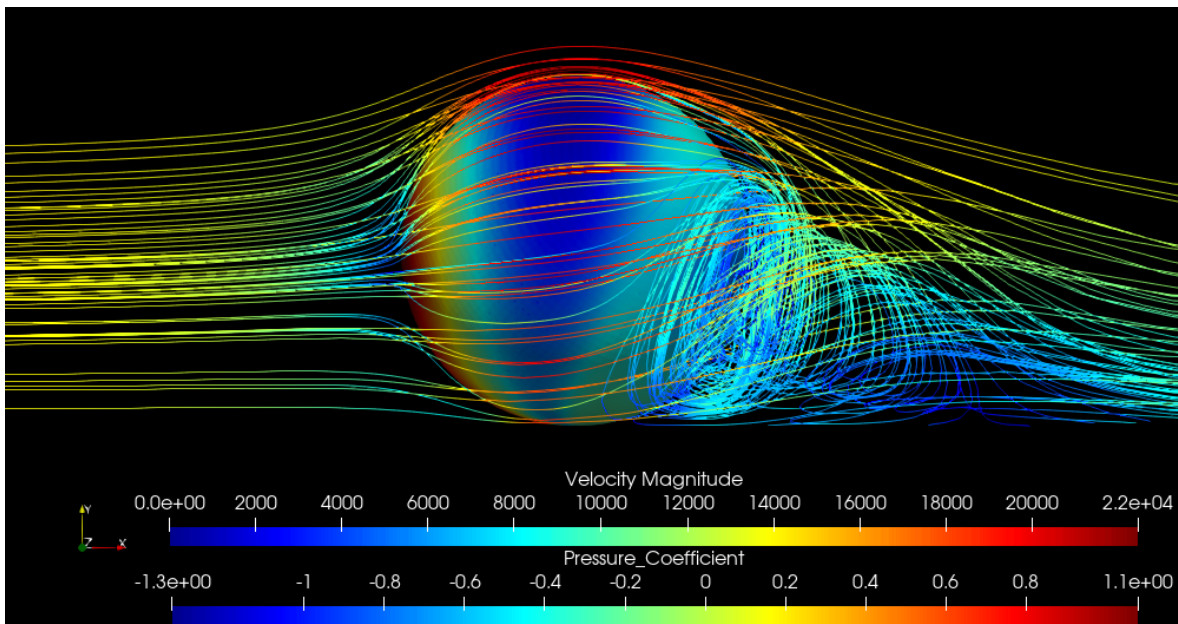


Figura 6.30: Linhas de corrente - esfera em efeito solo - Com Turbulência ($Re = 10^9$).

Linhas de Corrente - Asa e Esfera

Centrado

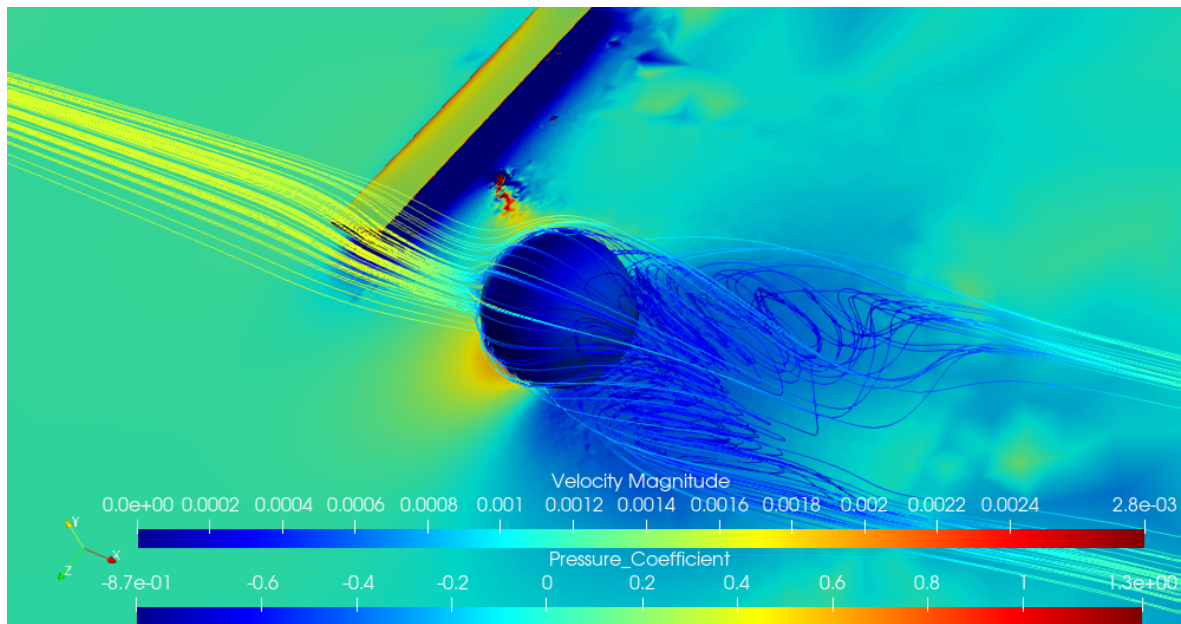


Figura 6.31: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^2$).

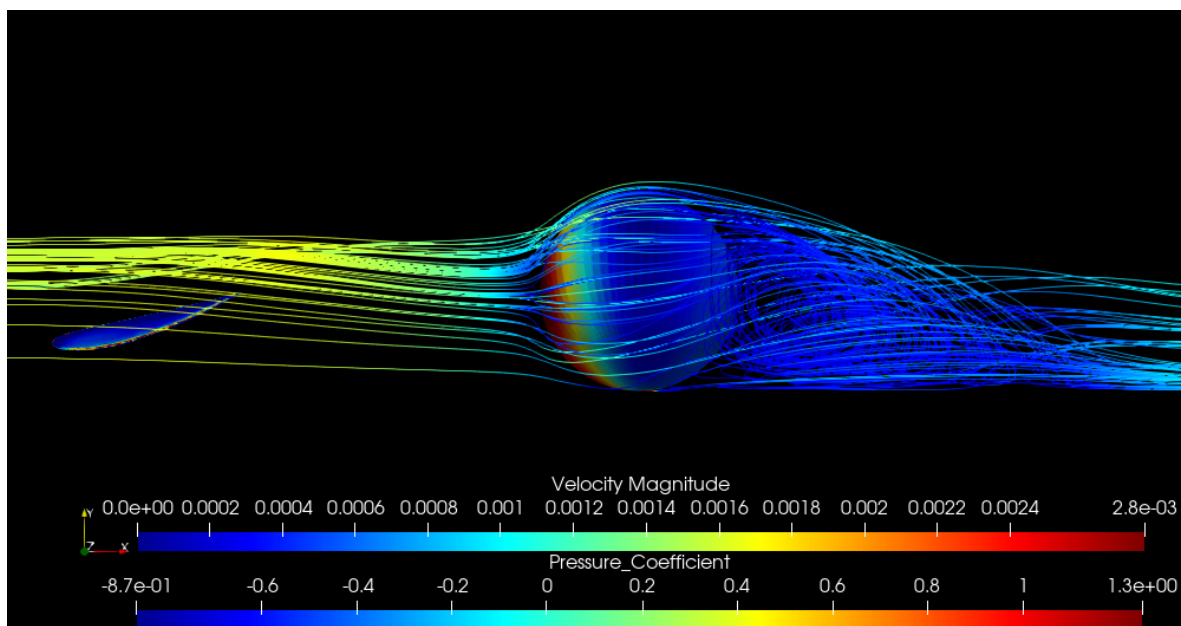


Figura 6.32: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^2$).

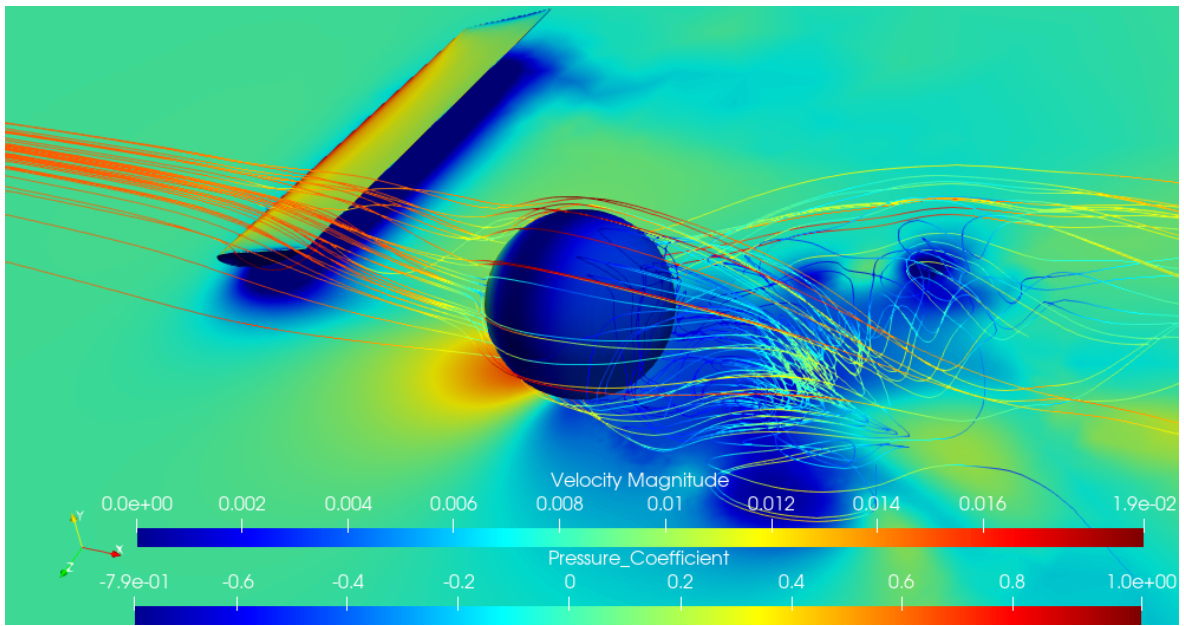


Figura 6.33: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^3$).

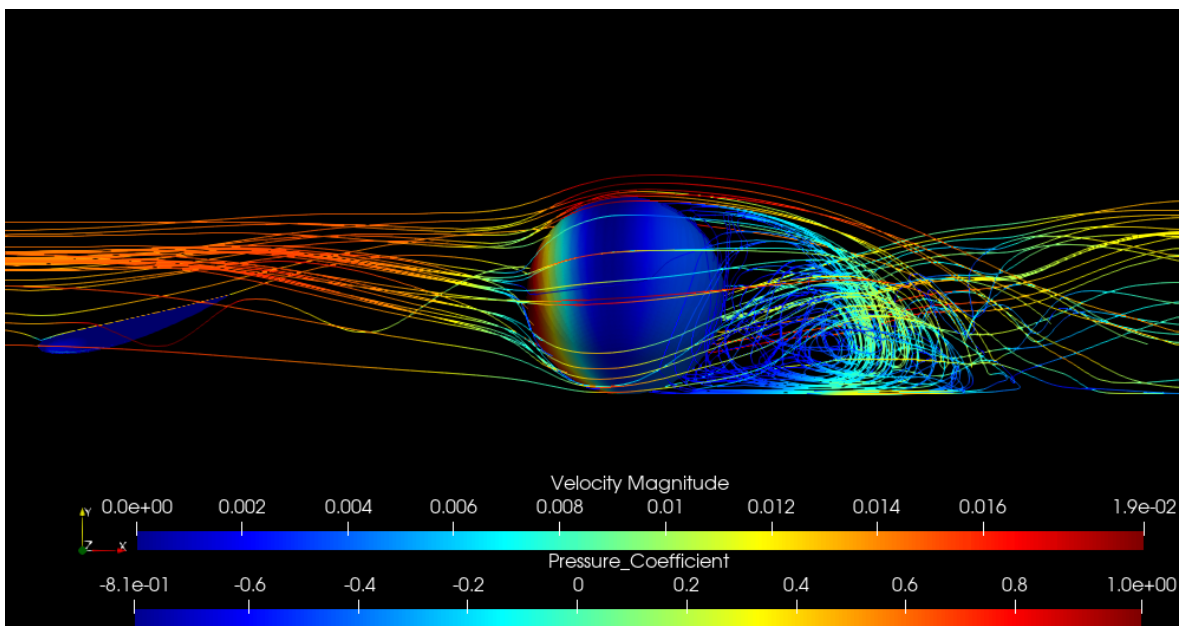


Figura 6.34: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^3$).

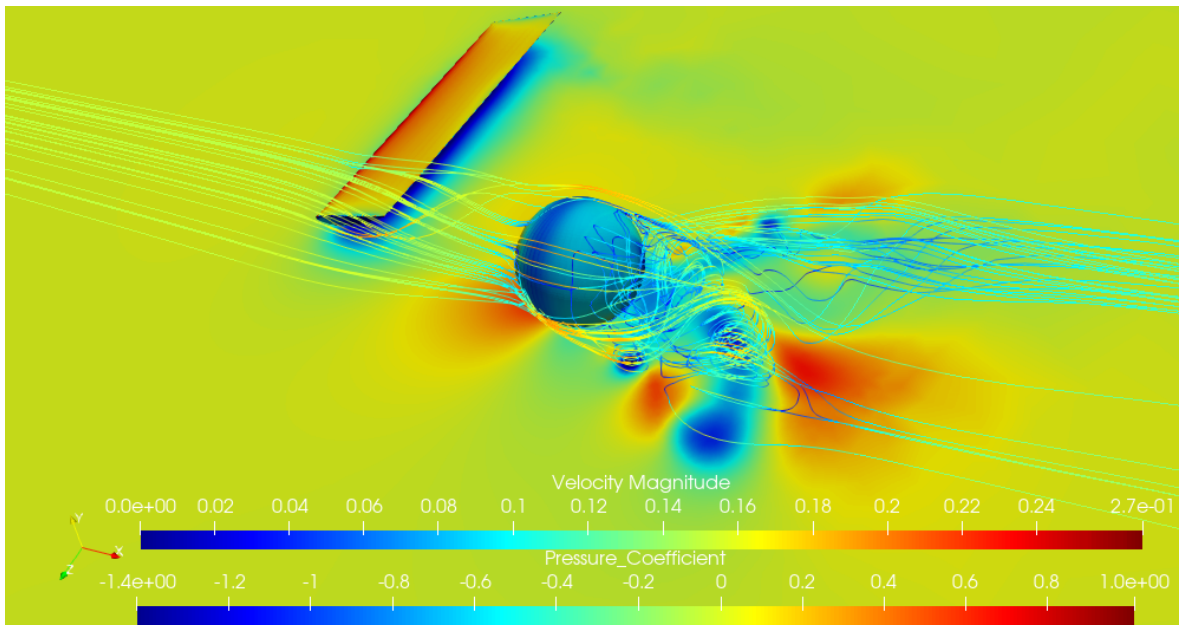


Figura 6.35: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^4$).

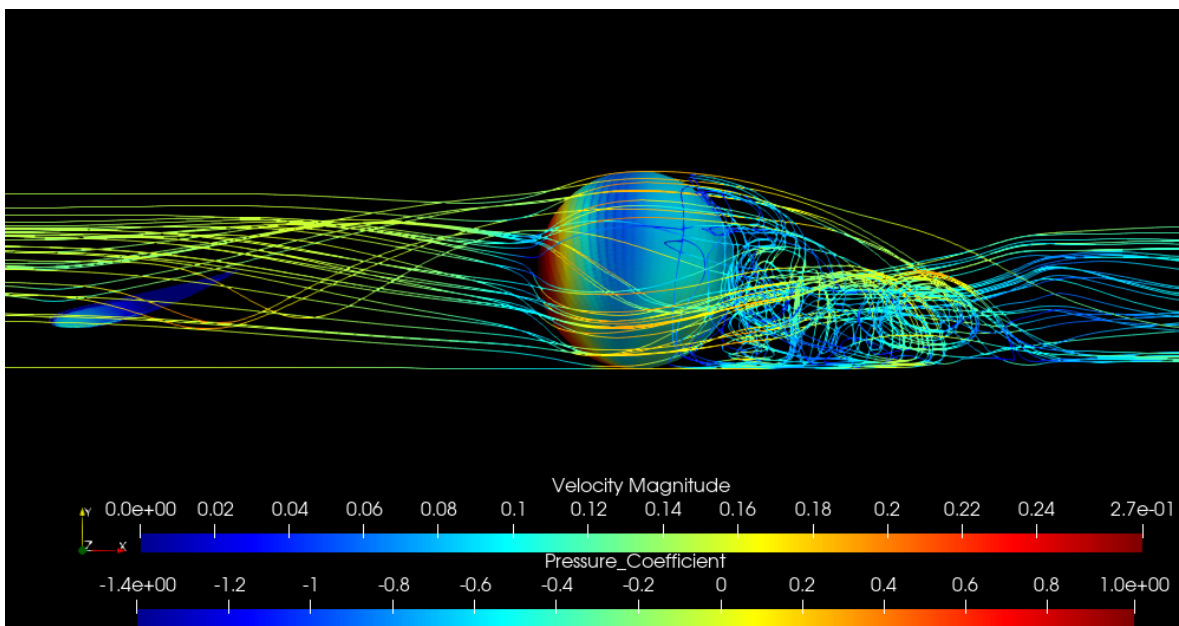


Figura 6.36: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^4$).

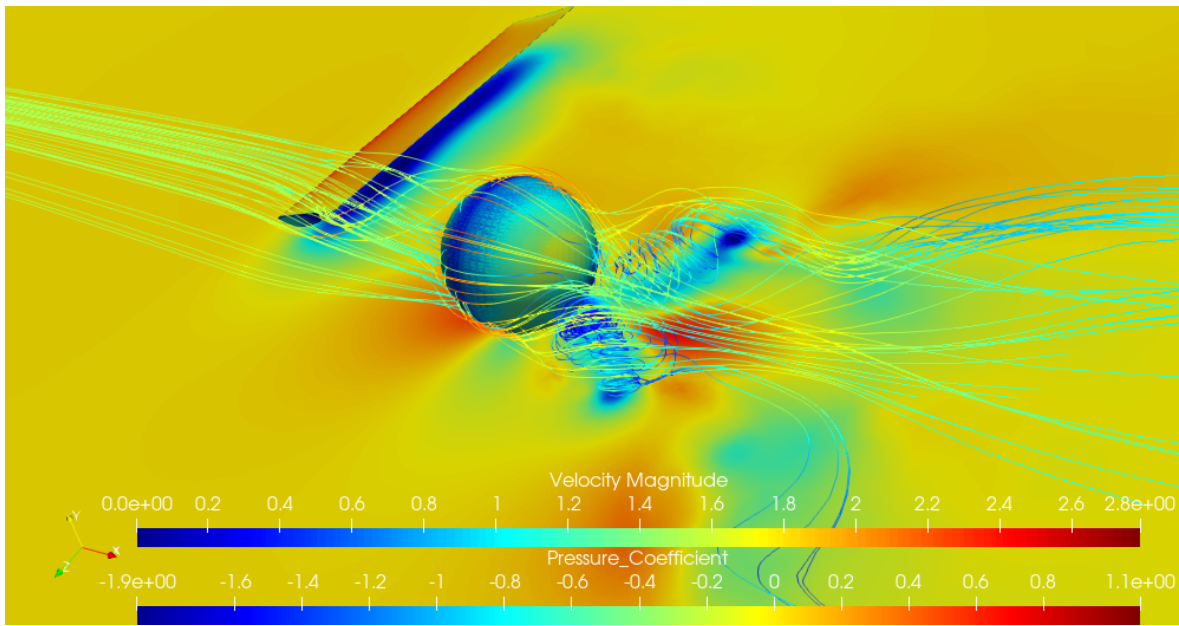


Figura 6.37: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^5$).

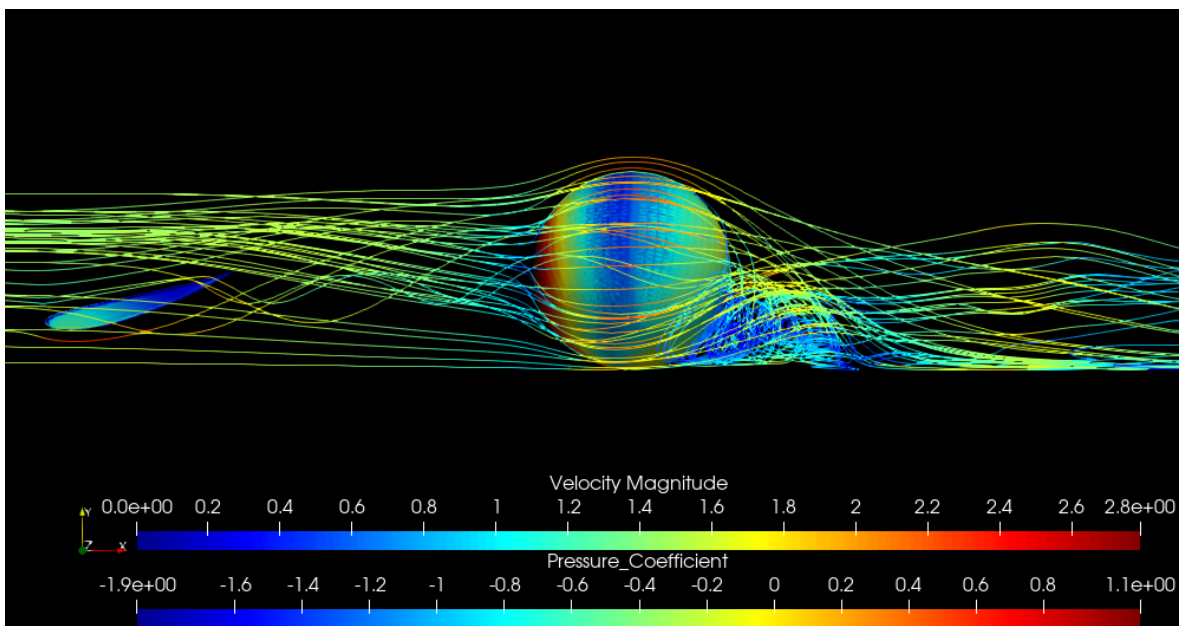


Figura 6.38: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^5$).

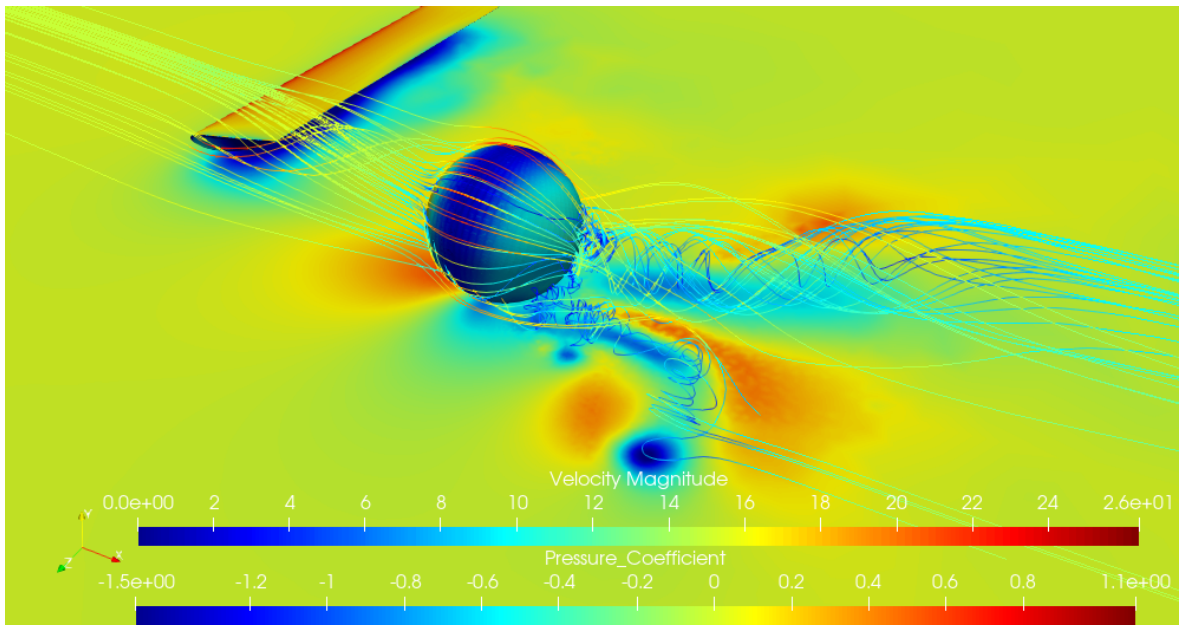


Figura 6.39: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^6$).

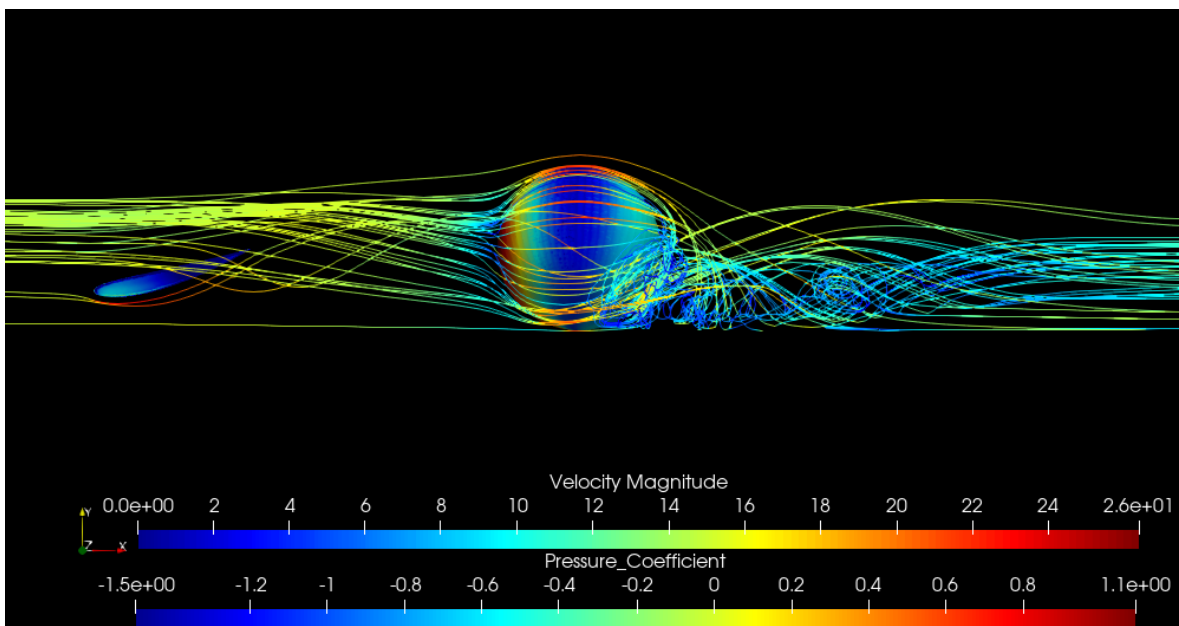


Figura 6.40: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^6$).

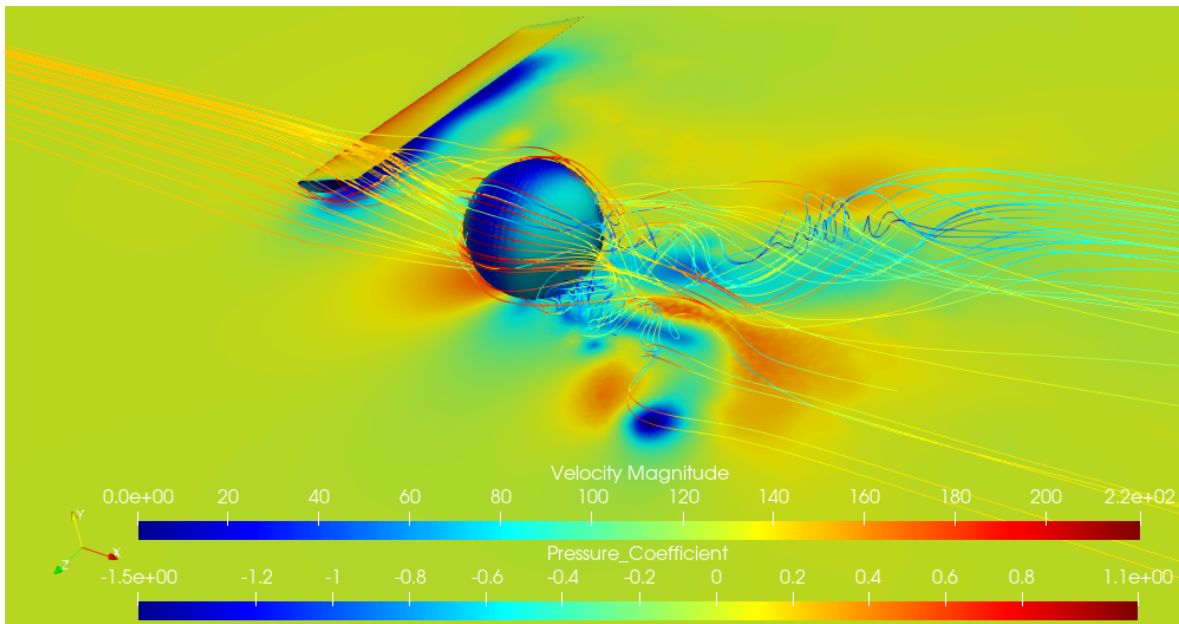


Figura 6.41: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^7$).

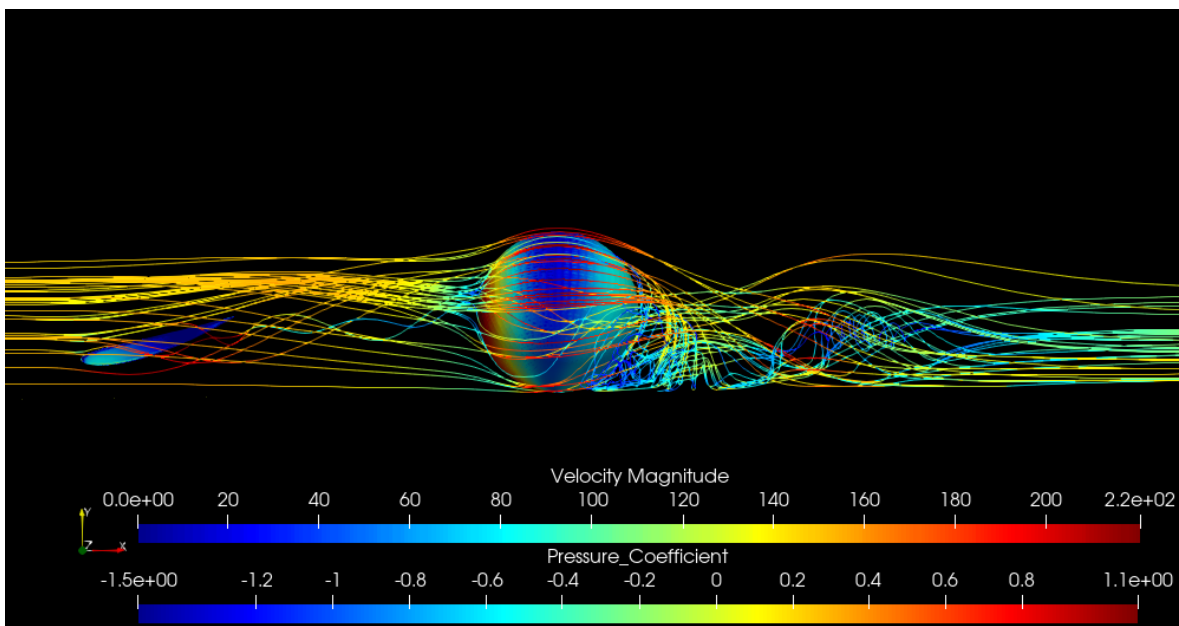


Figura 6.42: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^7$).

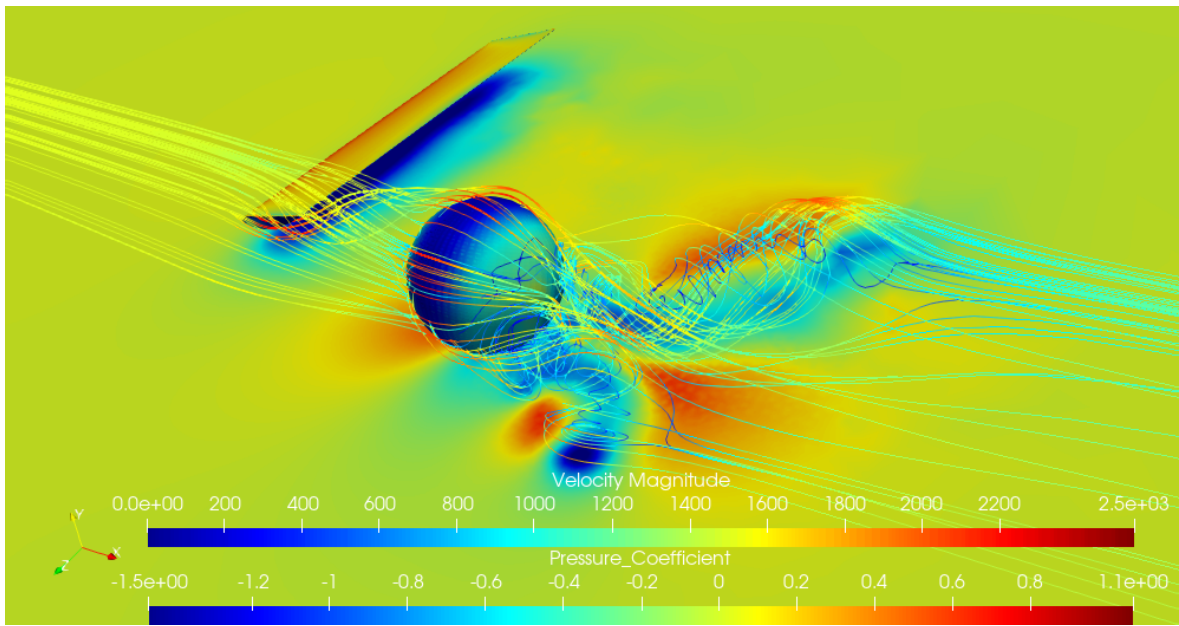


Figura 6.43: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^8$).

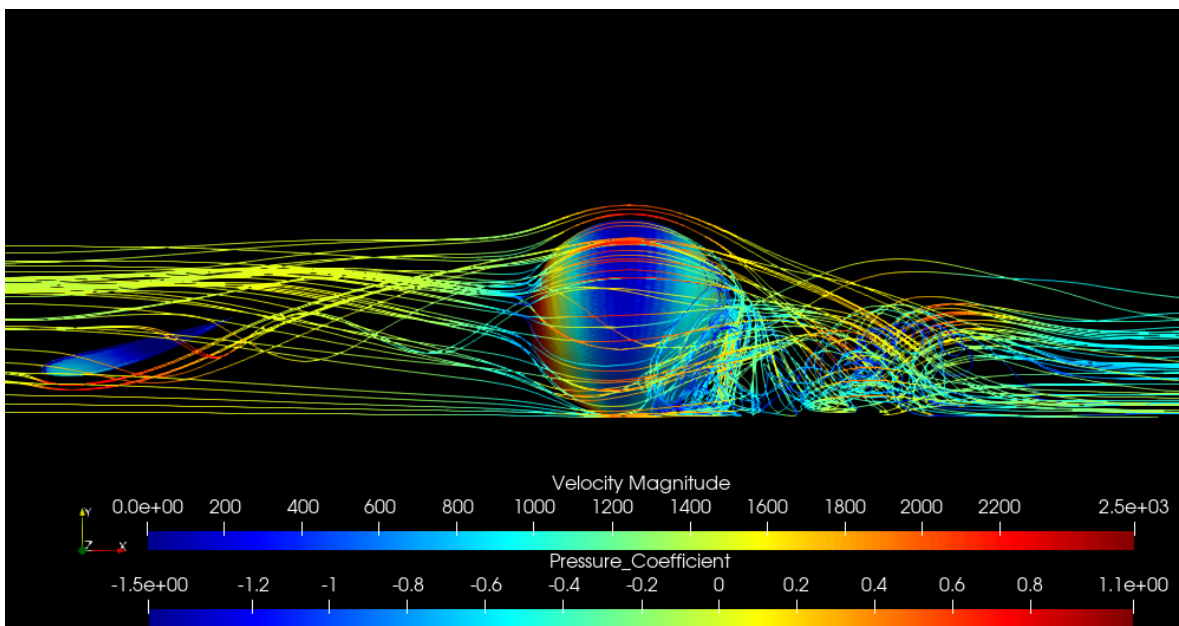


Figura 6.44: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^8$).

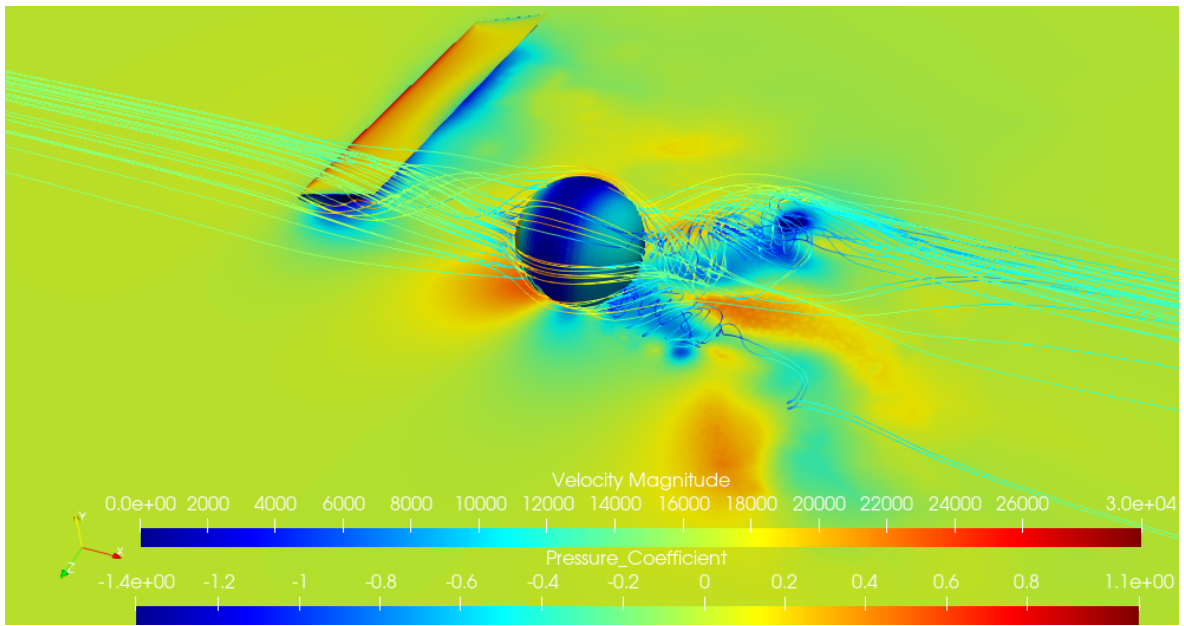


Figura 6.45: Linhas de corrente - esfera centrada - vista isométrica ($Re = 10^9$).

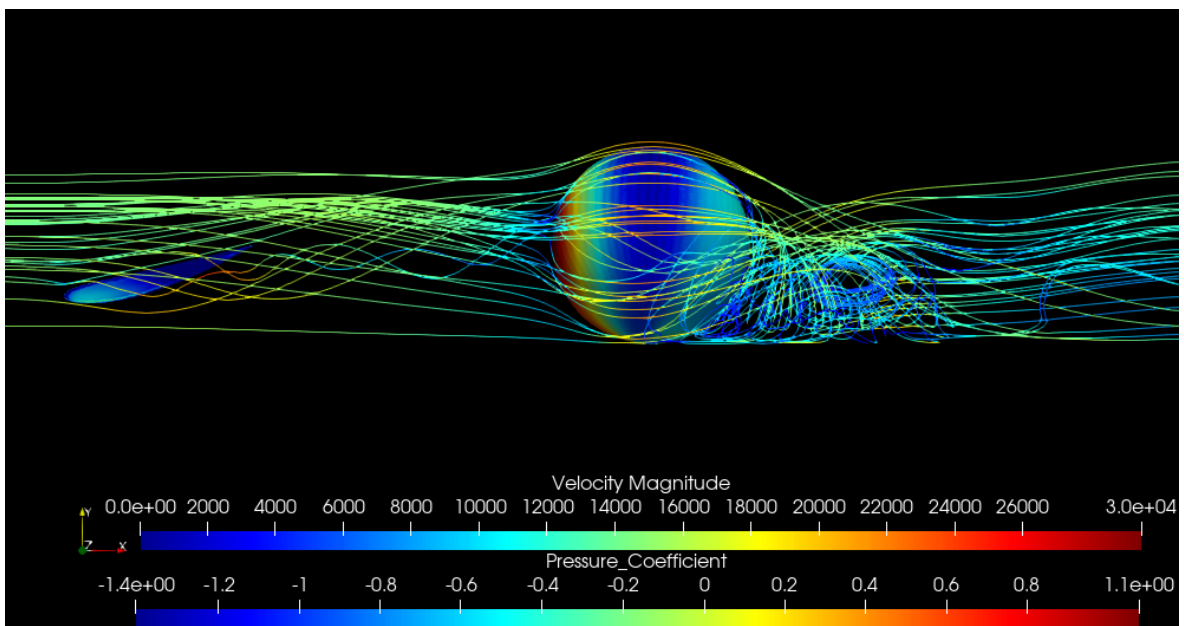


Figura 6.46: Linhas de corrente - esfera centrada - vista lateral ($Re = 10^9$).

Esfera à Esquerda

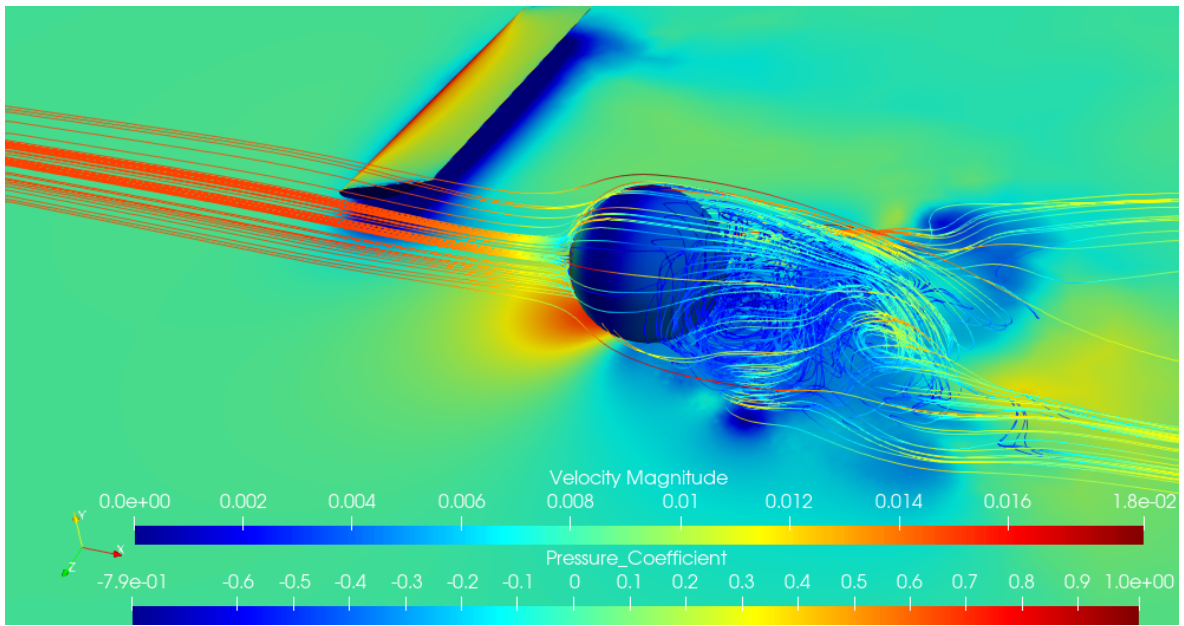


Figura 6.47: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^3$).

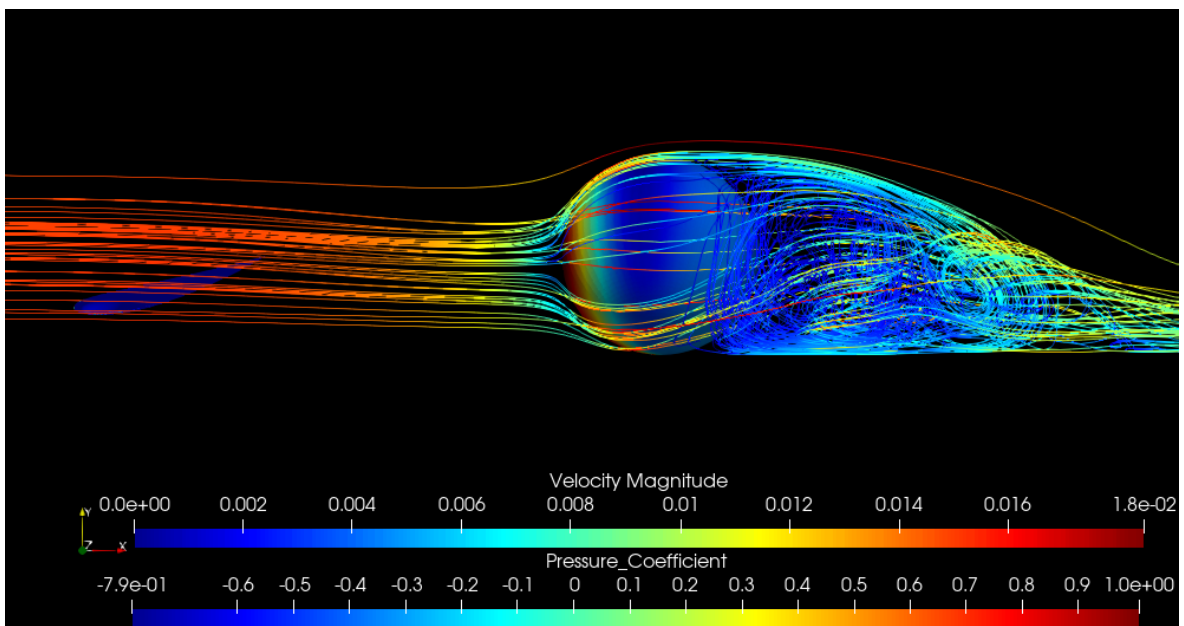


Figura 6.48: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^3$).

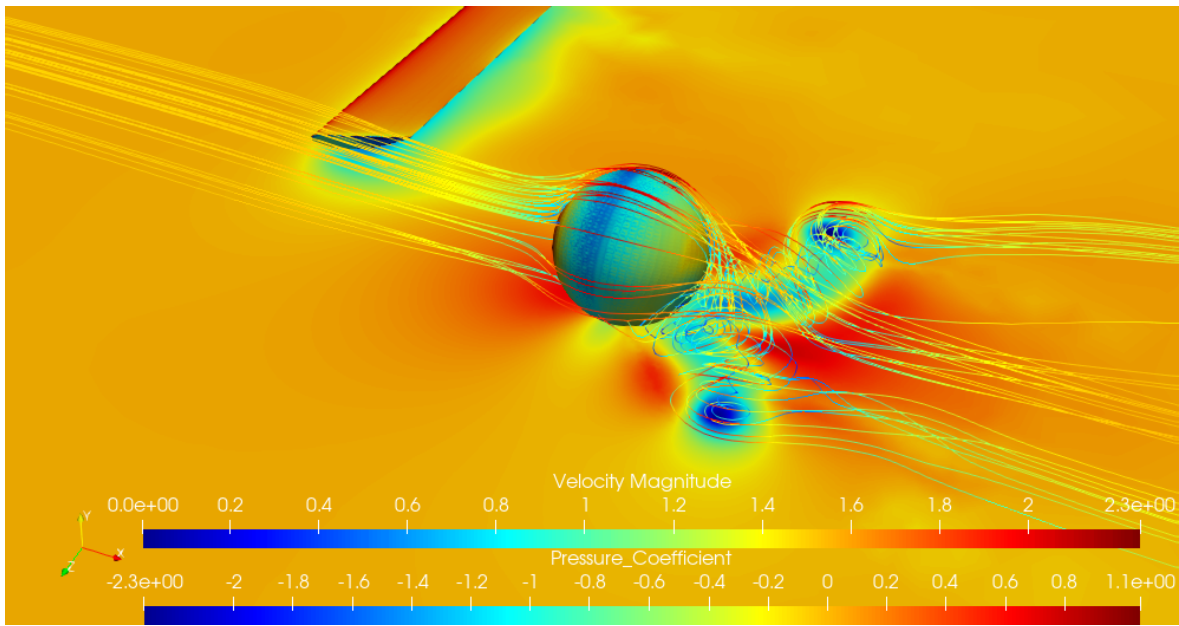


Figura 6.49: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^5$).

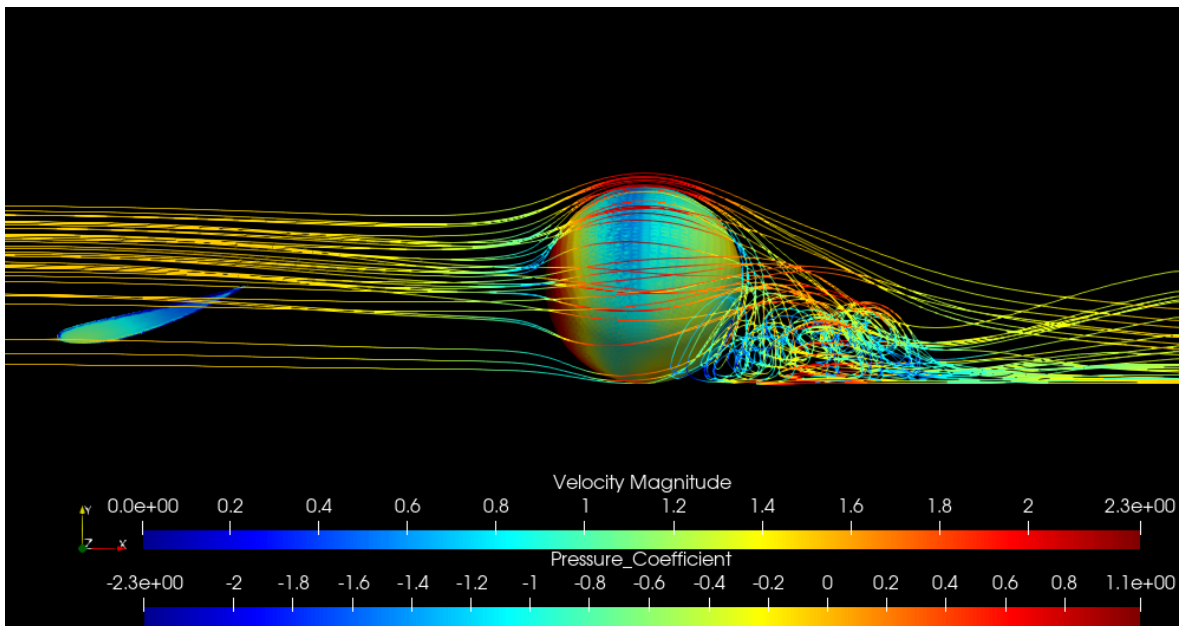


Figura 6.50: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^5$).

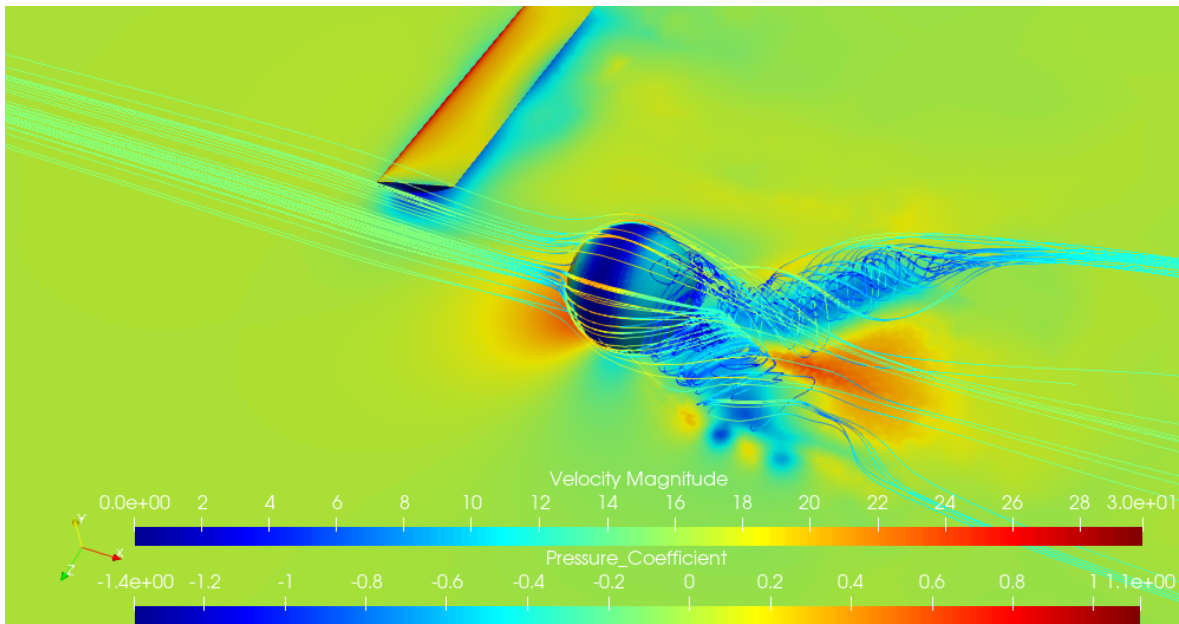


Figura 6.51: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^6$).

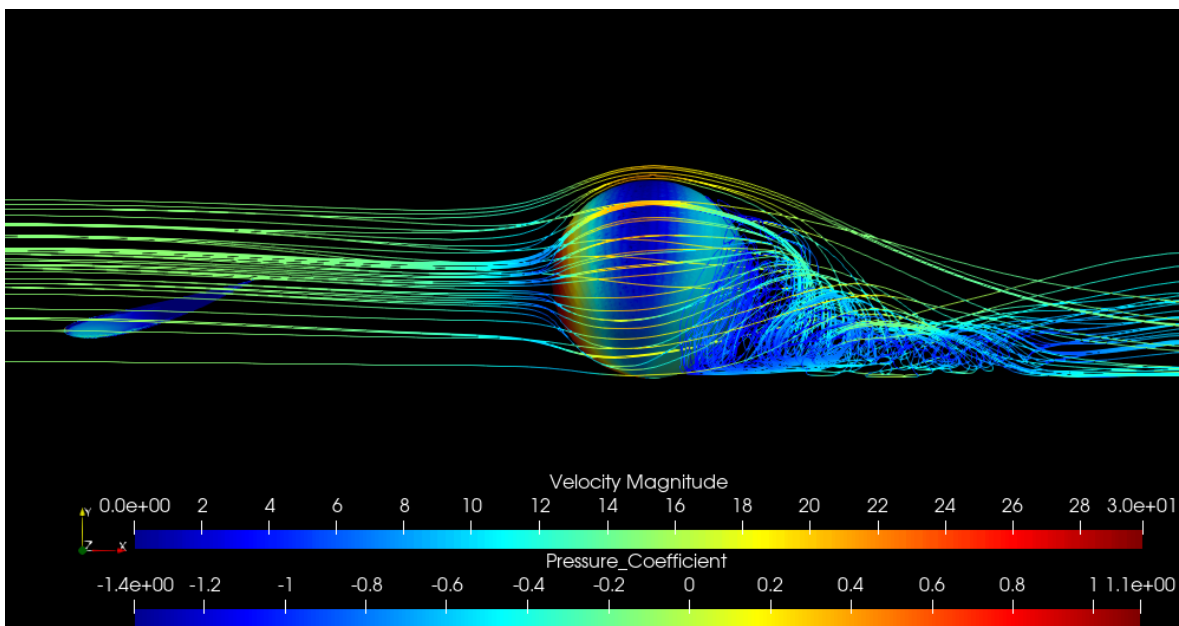


Figura 6.52: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^6$).

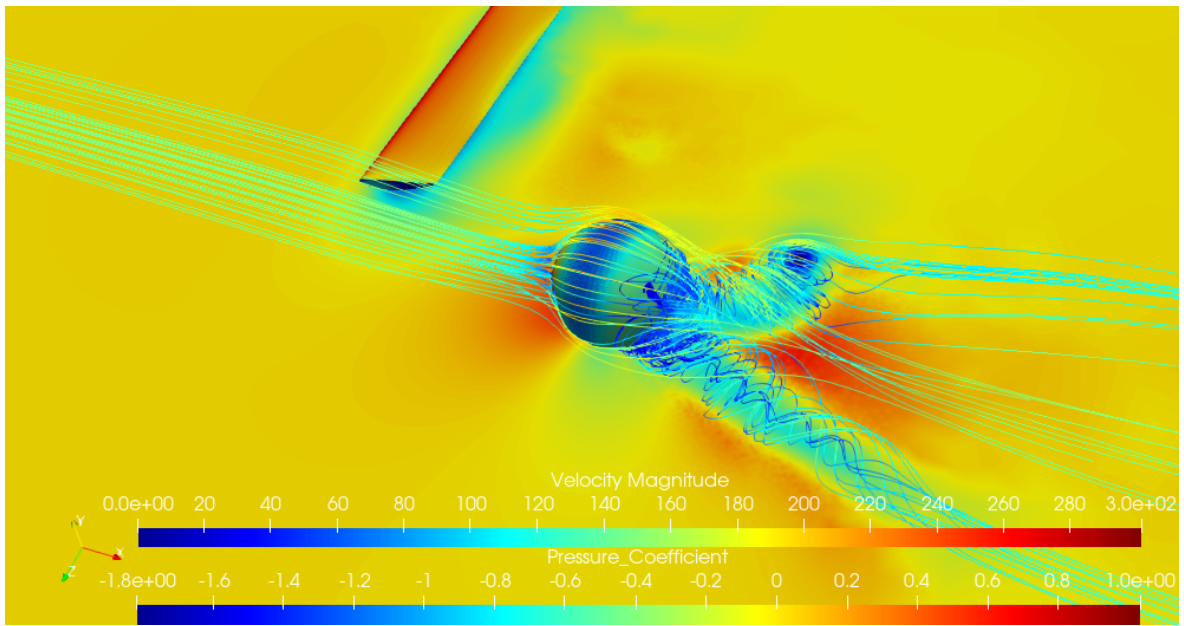


Figura 6.53: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^7$).

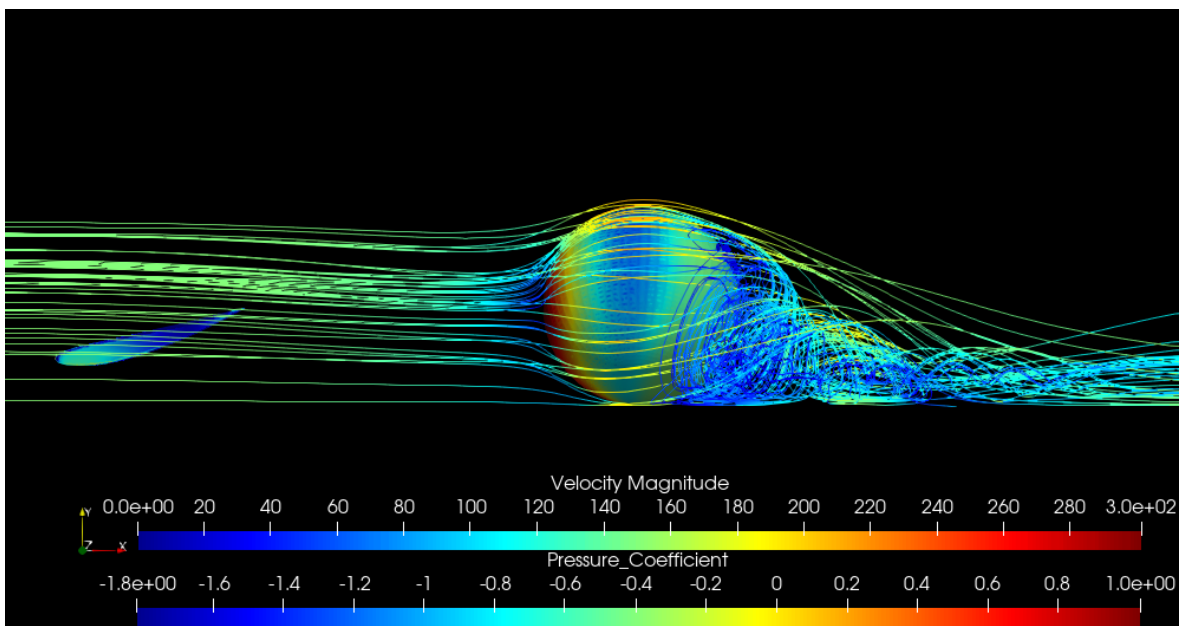


Figura 6.54: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^7$).

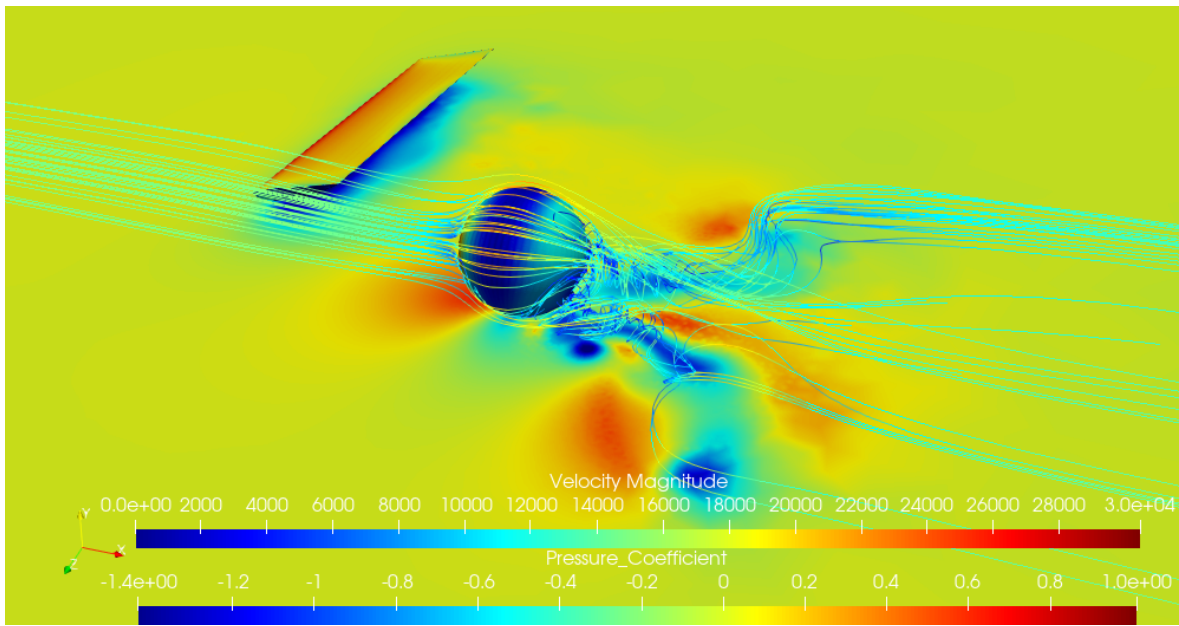


Figura 6.55: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista isométrica ($Re = 10^9$).

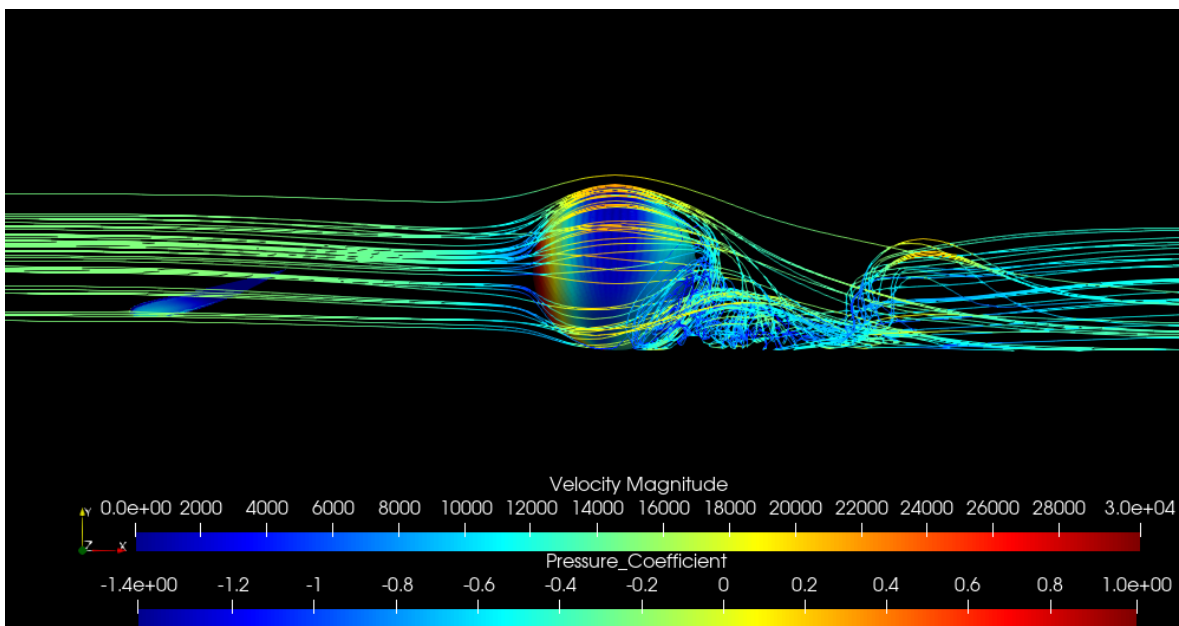


Figura 6.56: Linhas de corrente - esfera à esquerda - vista lateral ($Re = 10^9$).

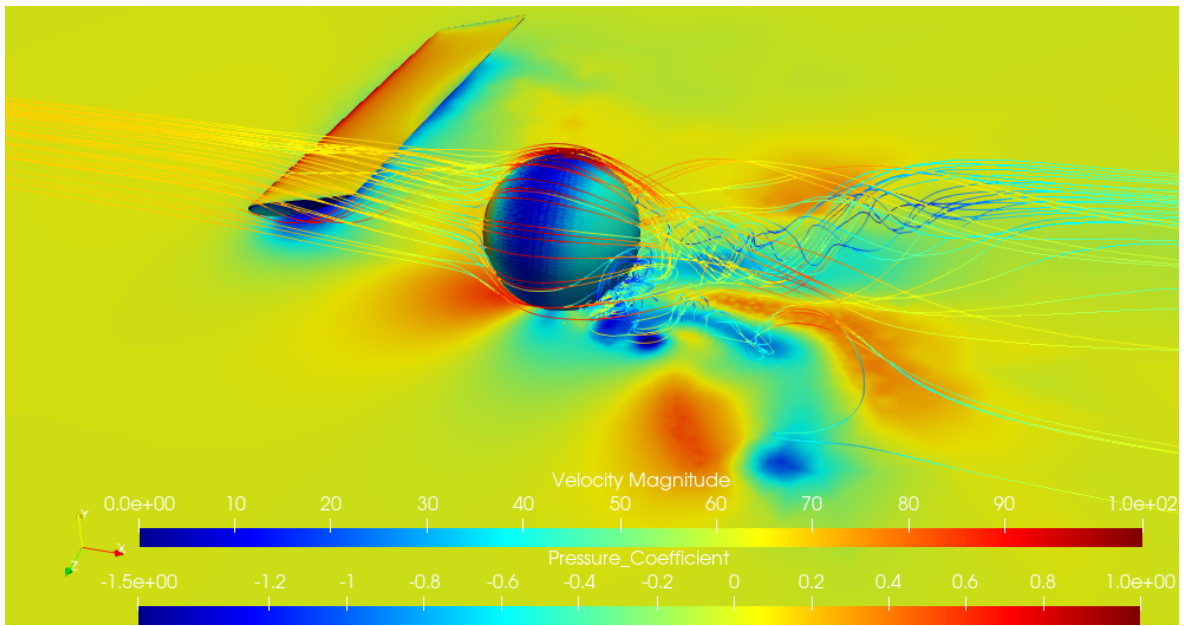


Figura 6.57: Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

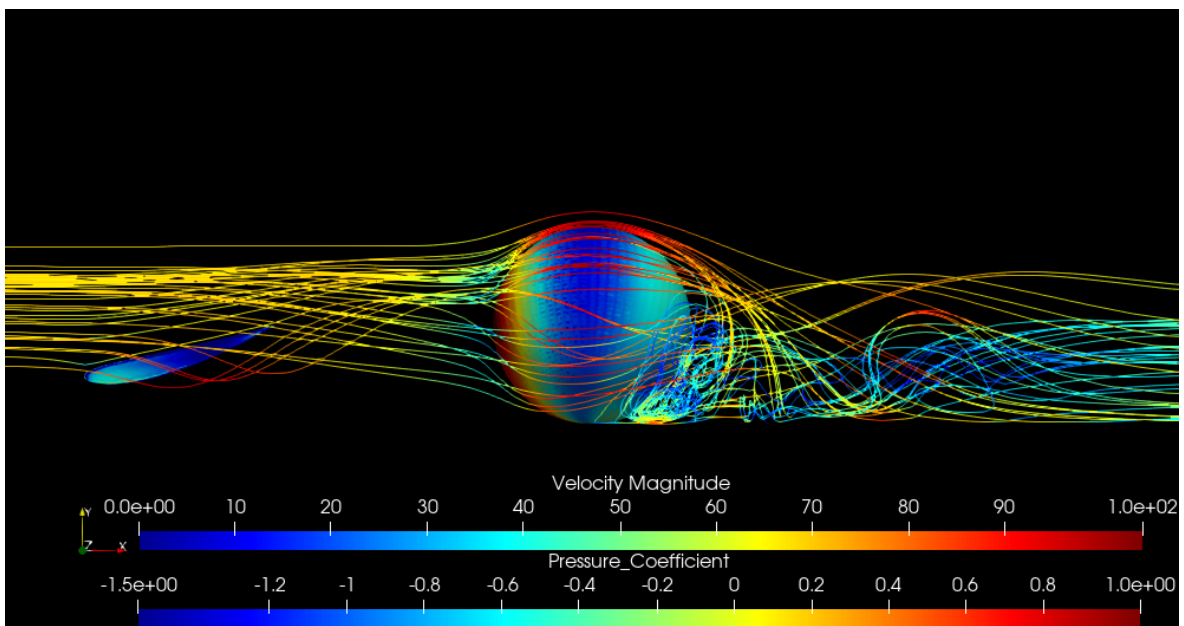


Figura 6.58: Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

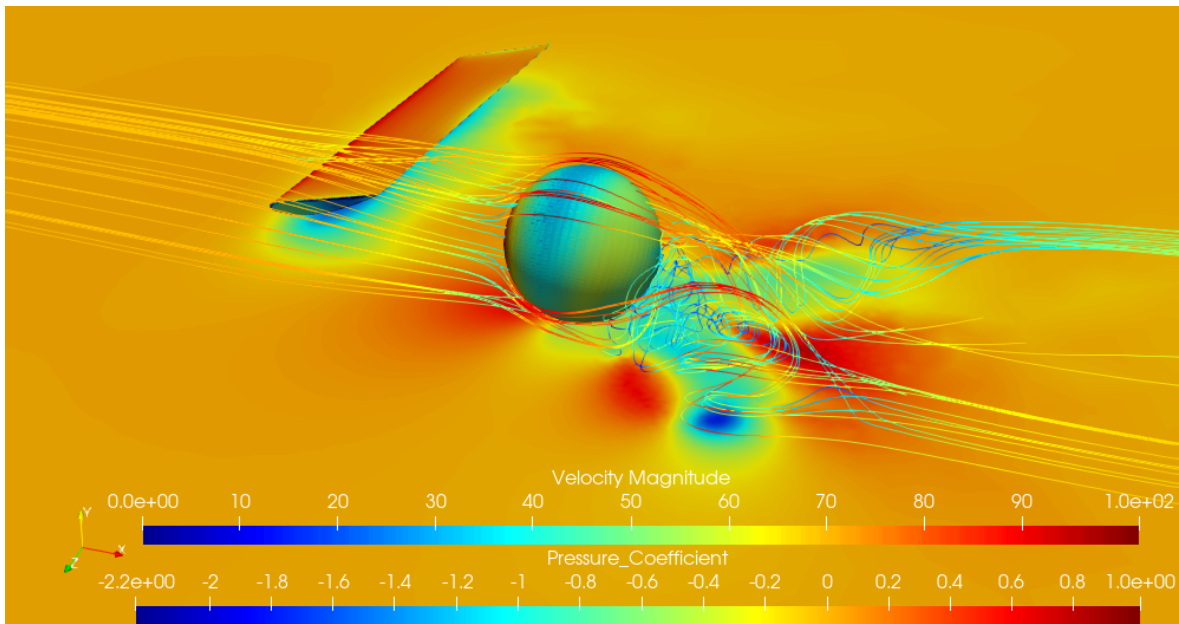


Figura 6.59: Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

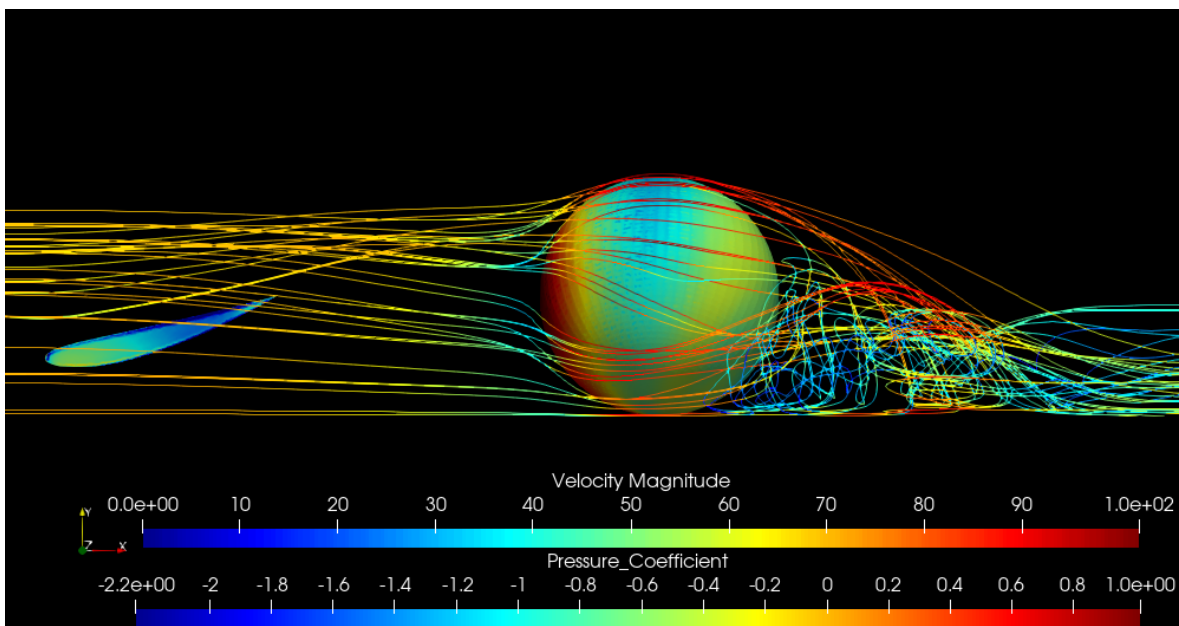


Figura 6.60: Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

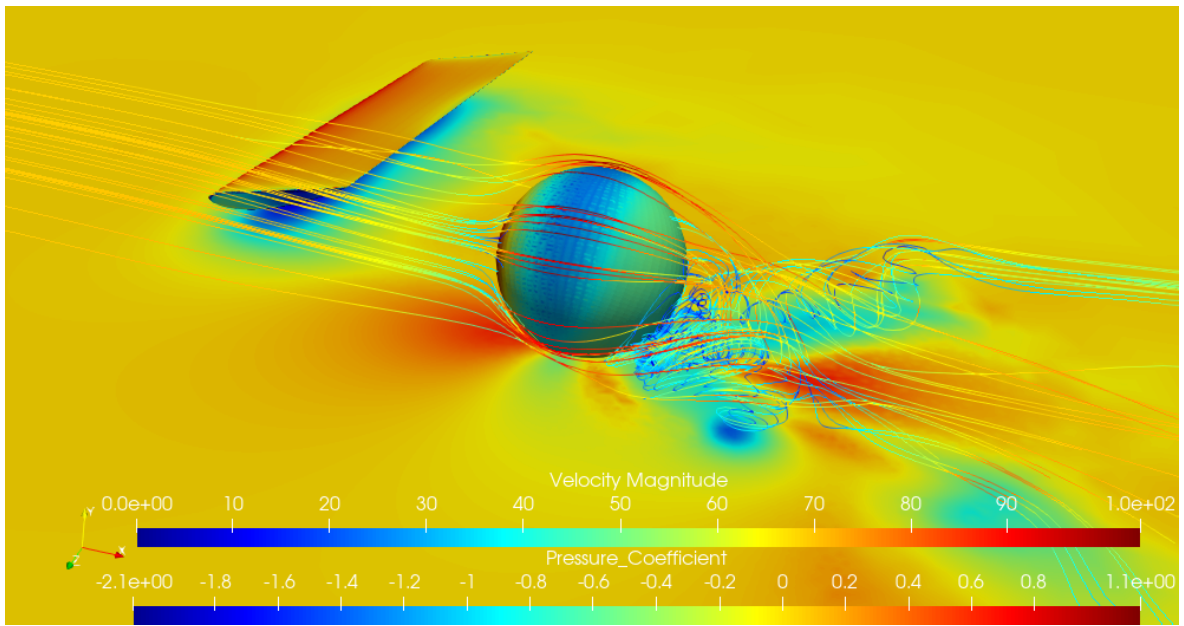


Figura 6.61: Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

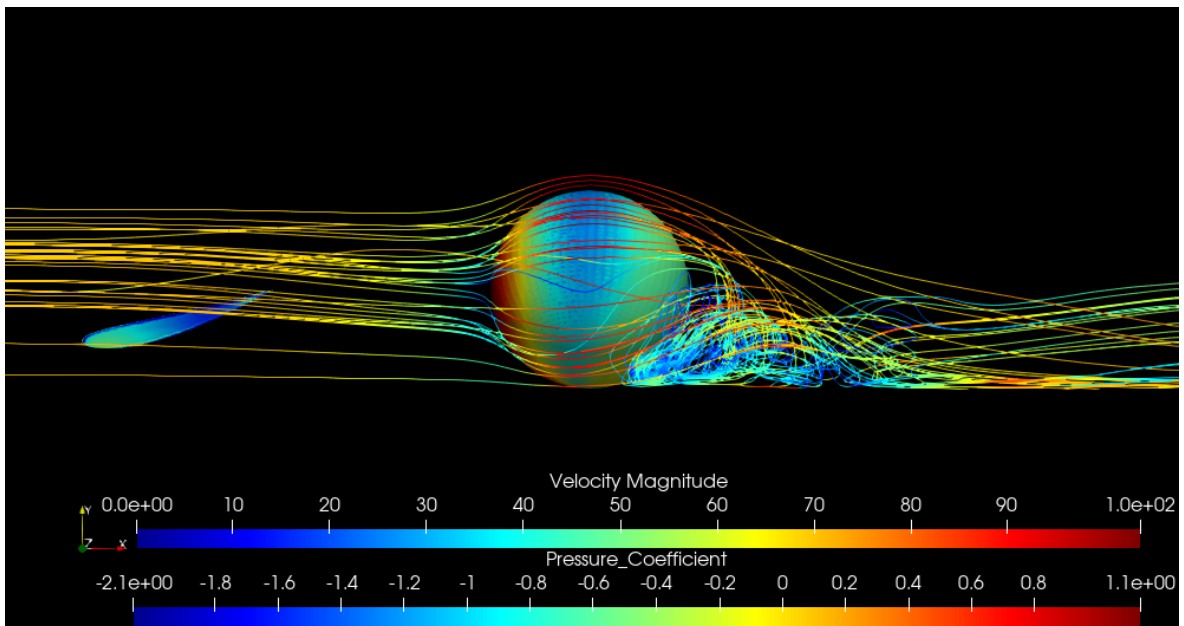


Figura 6.62: Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

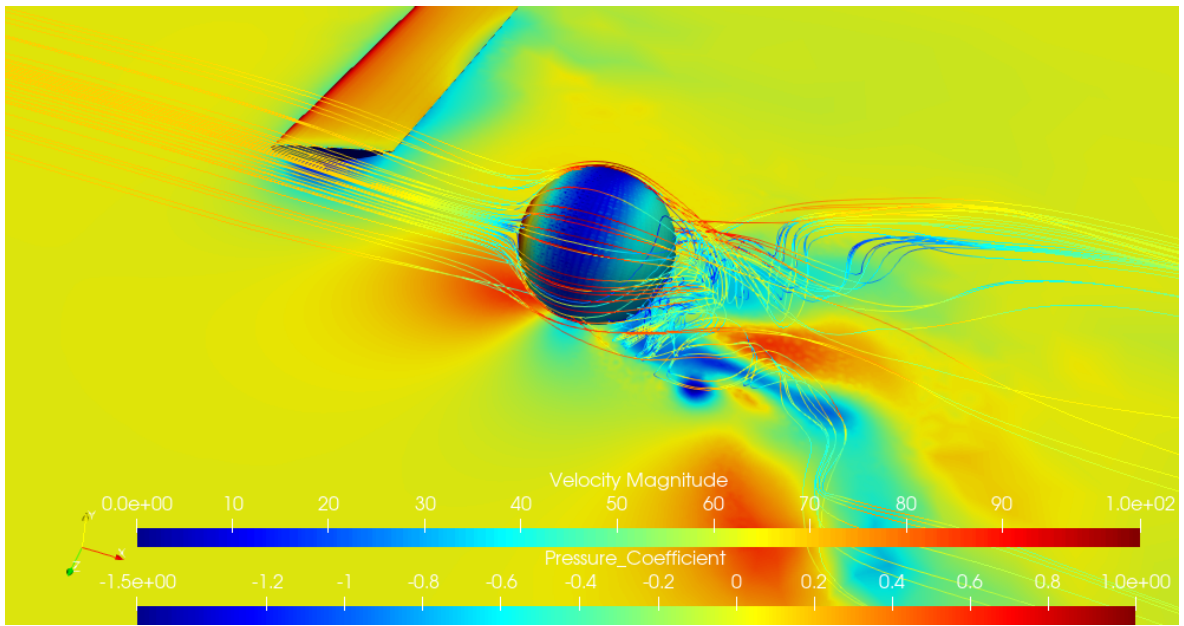


Figura 6.63: Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

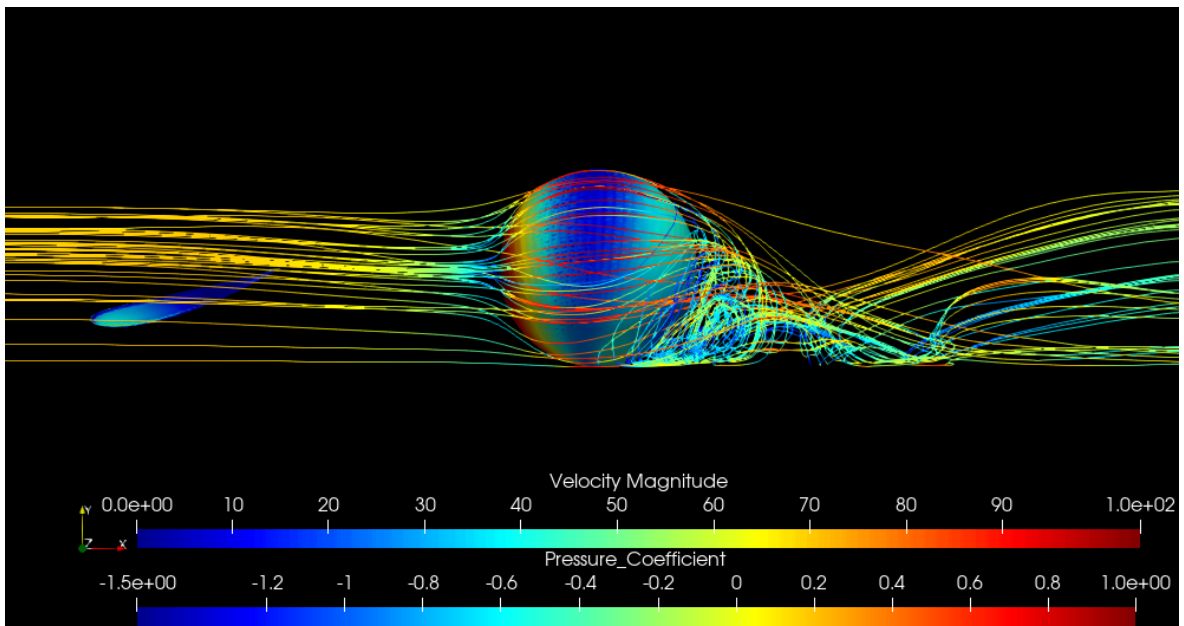


Figura 6.64: Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

Esfera à Direita

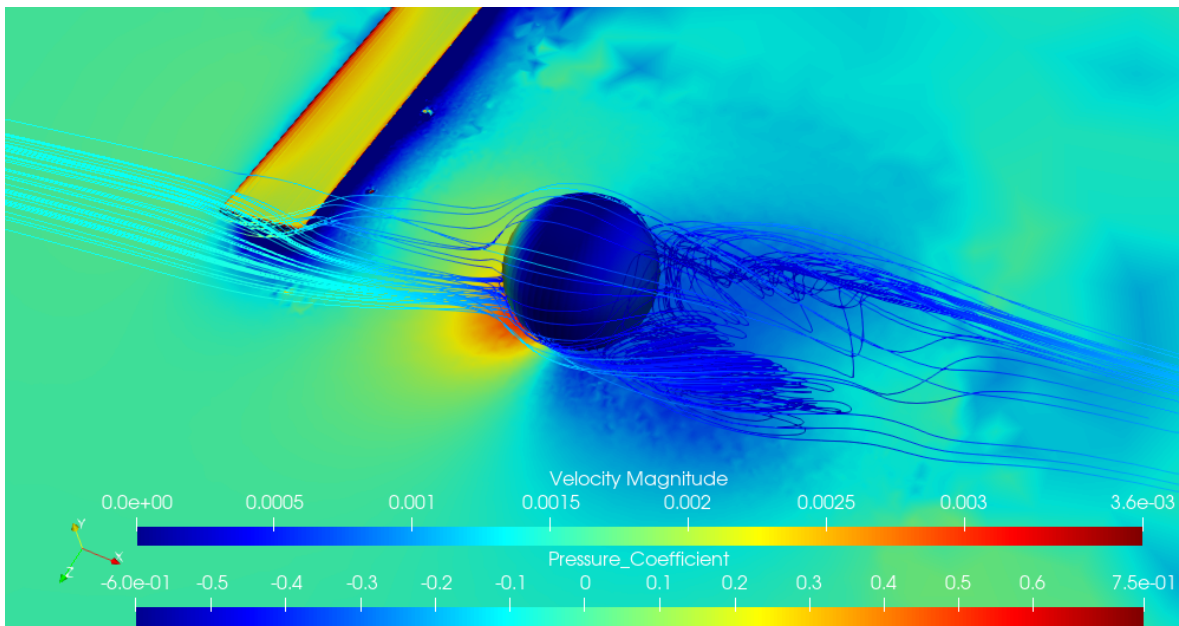


Figura 6.65: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^2$).

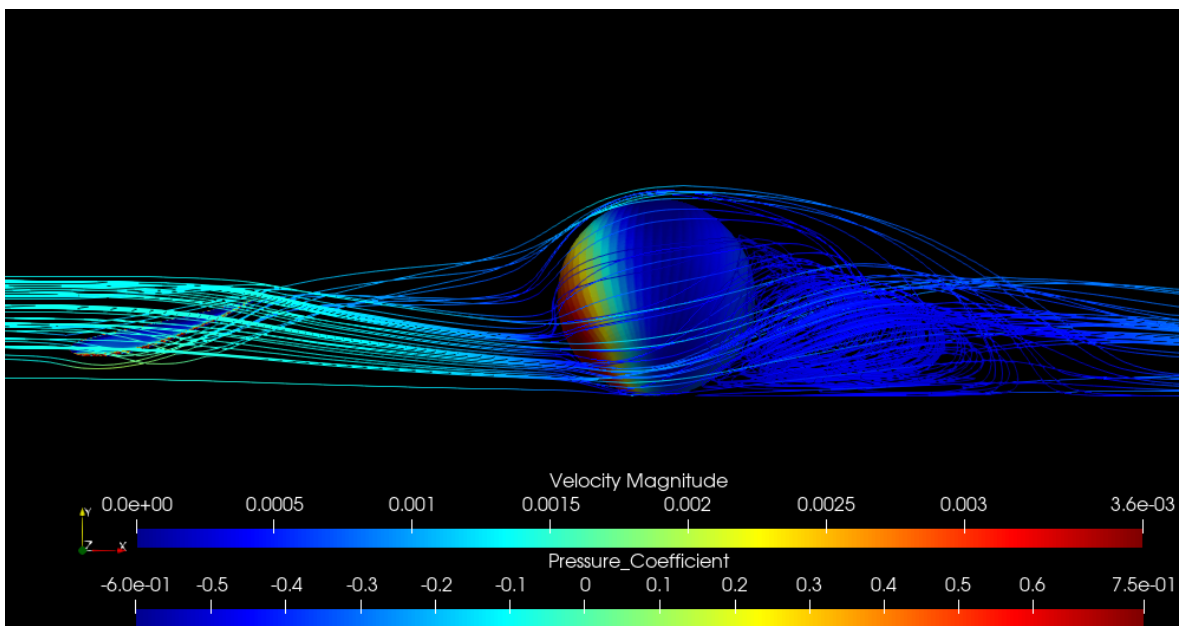


Figura 6.66: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^2$).

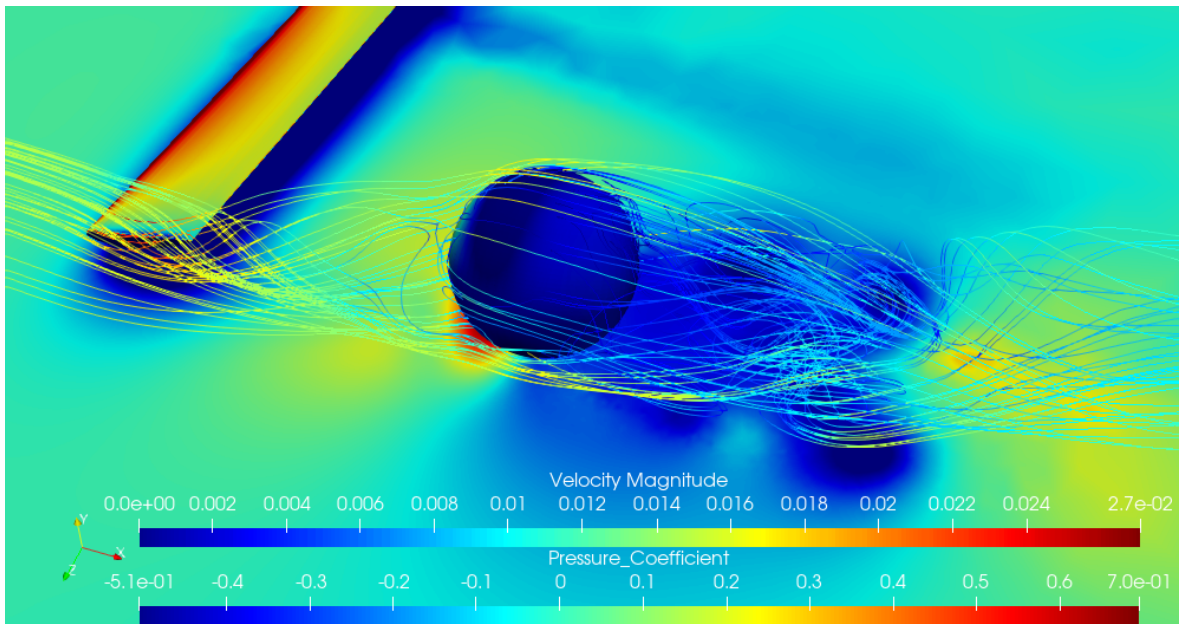


Figura 6.67: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^3$).

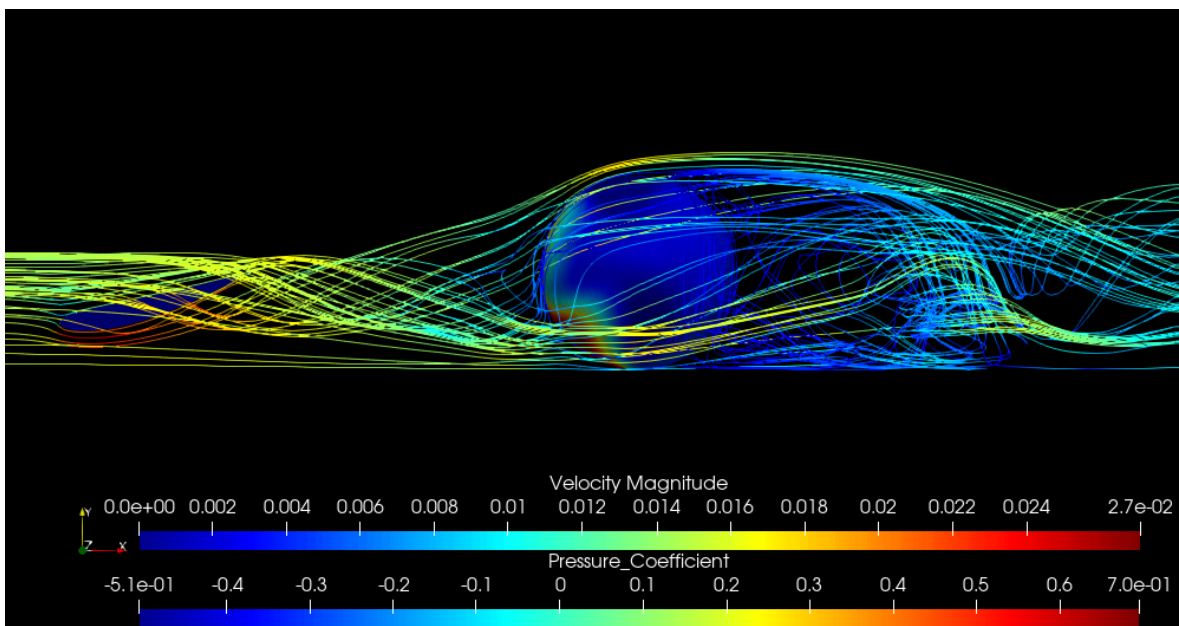


Figura 6.68: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^3$).

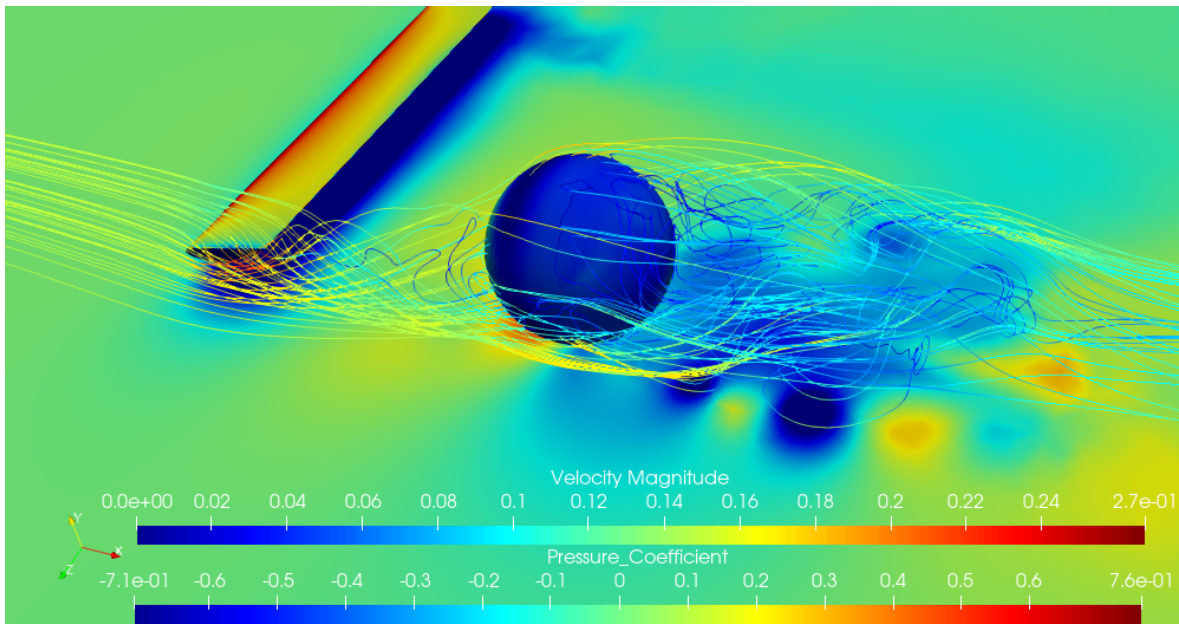


Figura 6.69: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^4$).

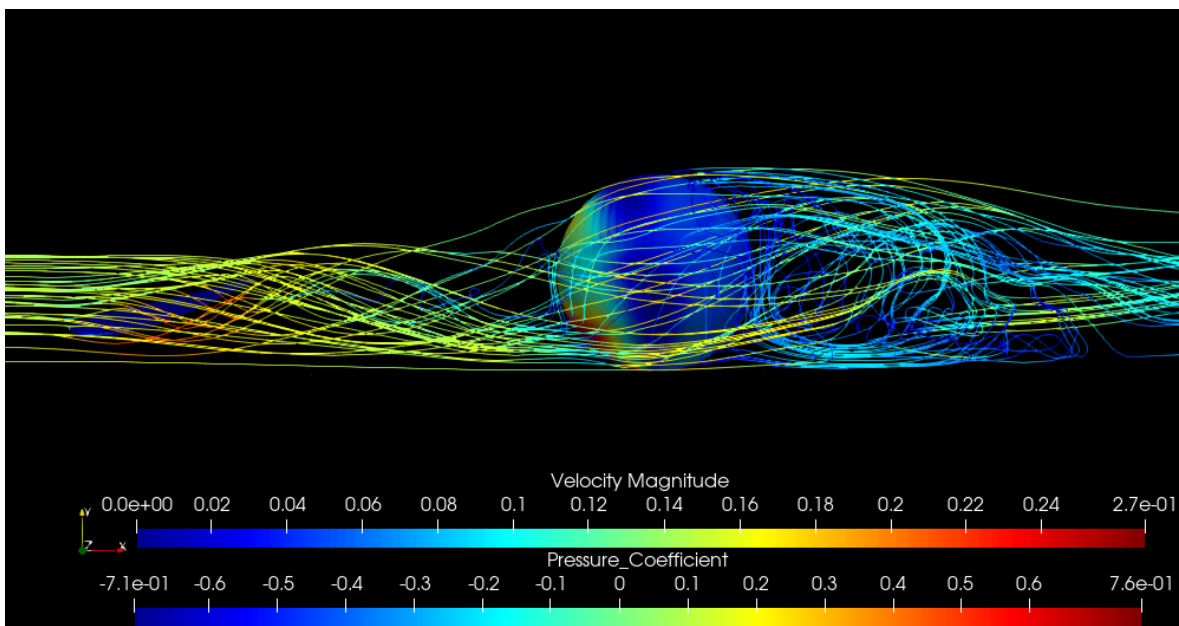


Figura 6.70: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^4$).

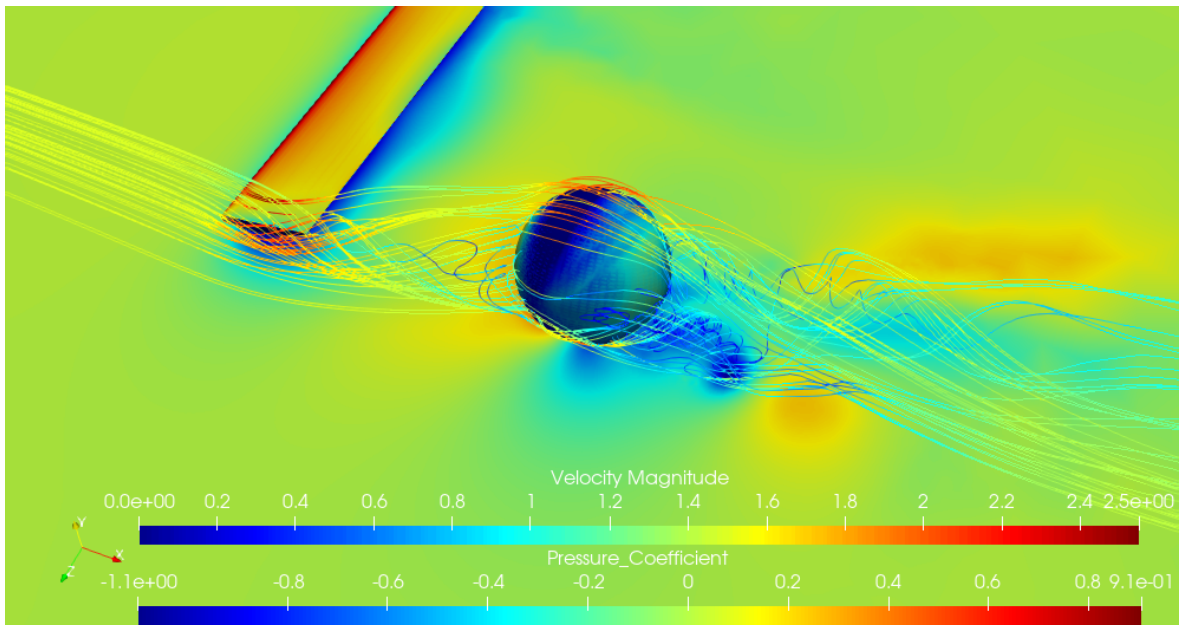


Figura 6.71: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^5$).

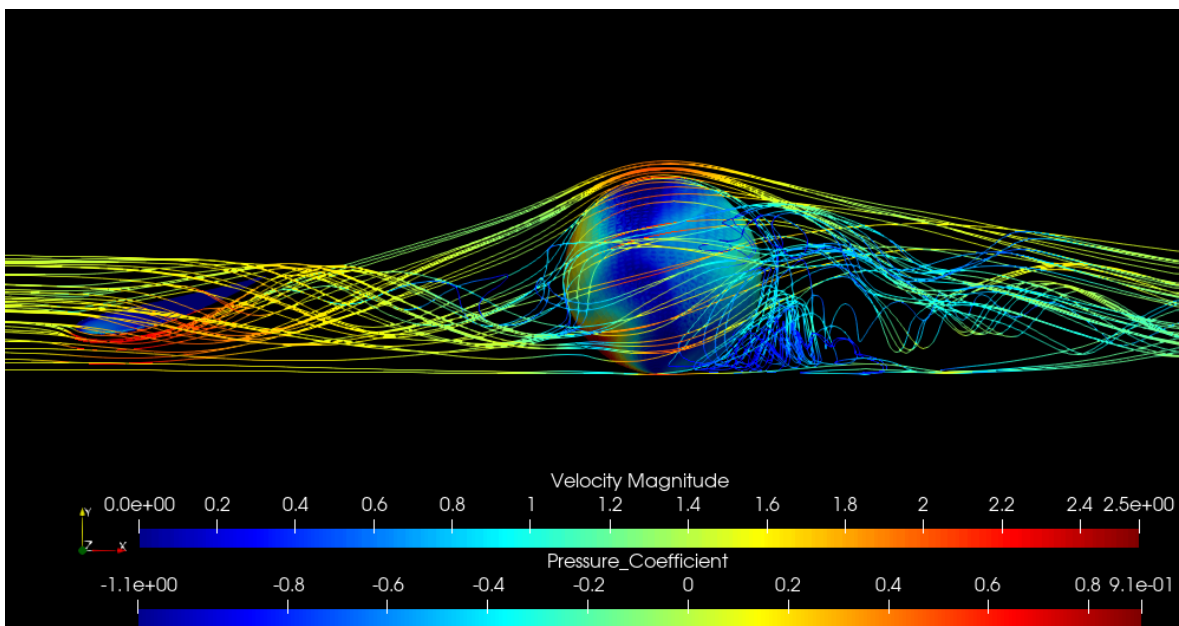


Figura 6.72: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^5$).

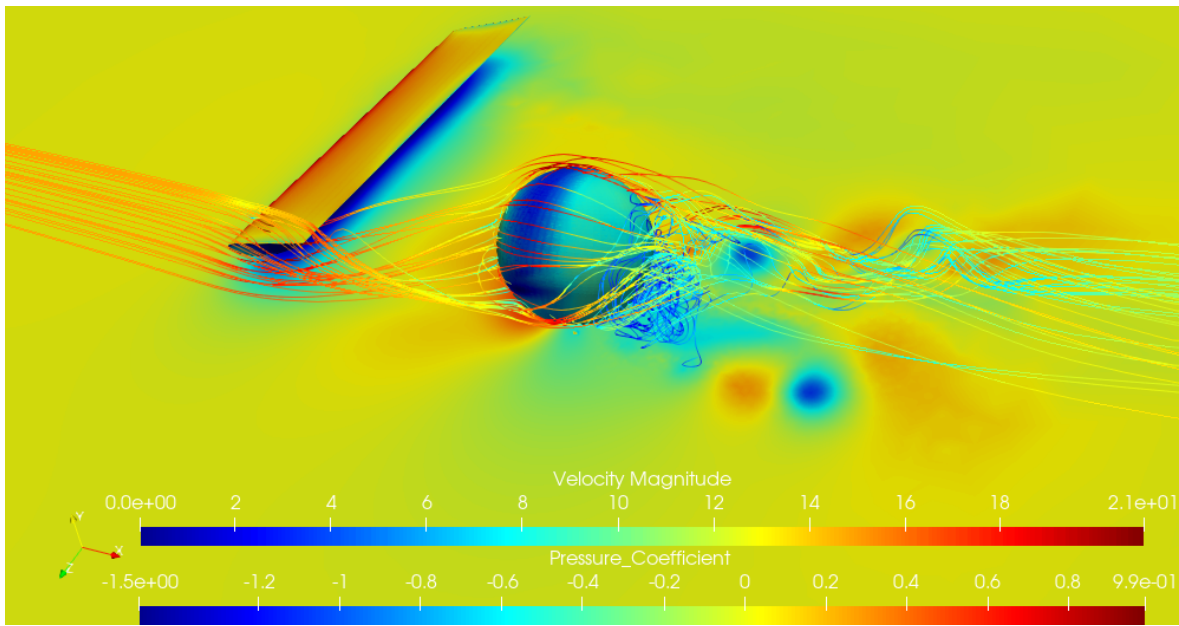


Figura 6.73: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^6$).

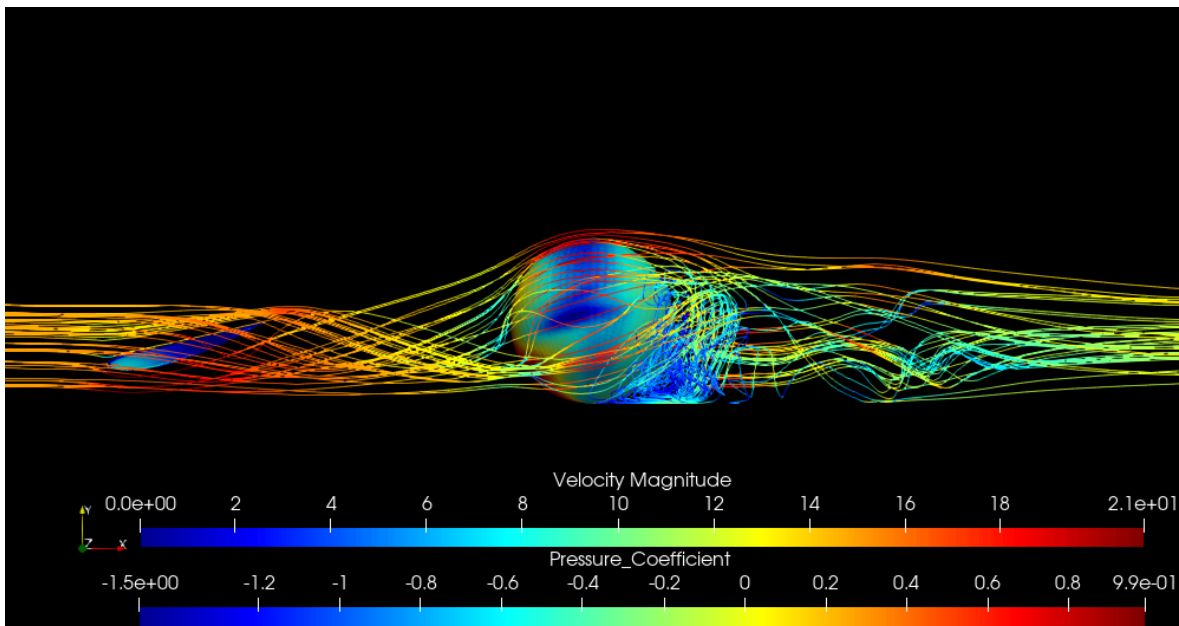


Figura 6.74: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^6$).

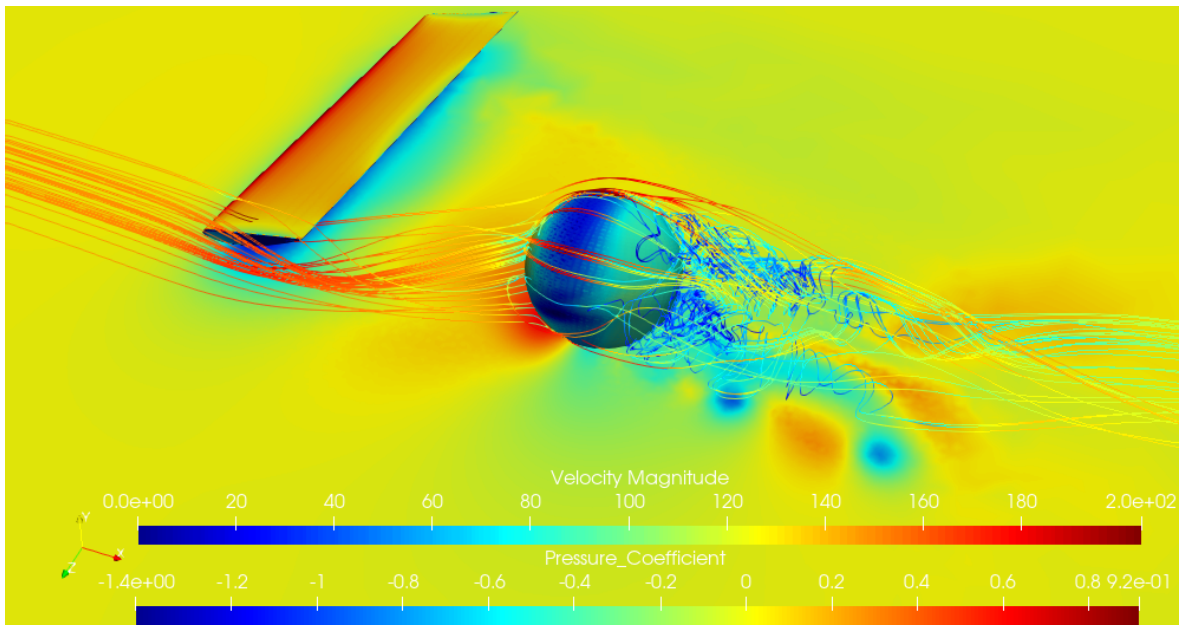


Figura 6.75: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^7$).

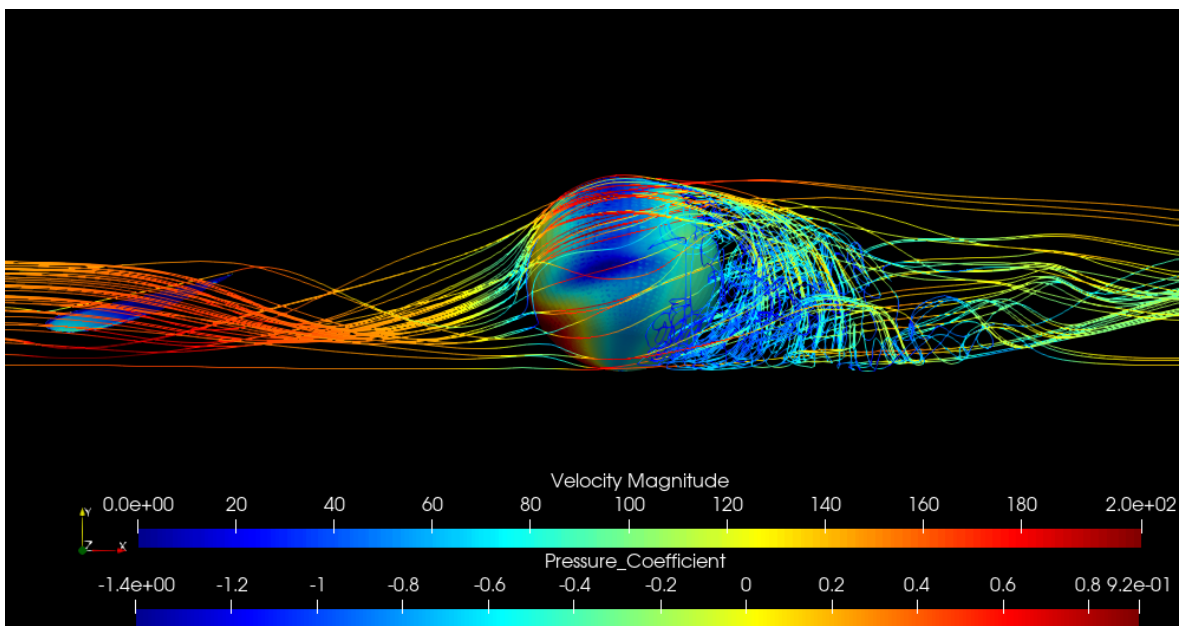


Figura 6.76: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^7$).

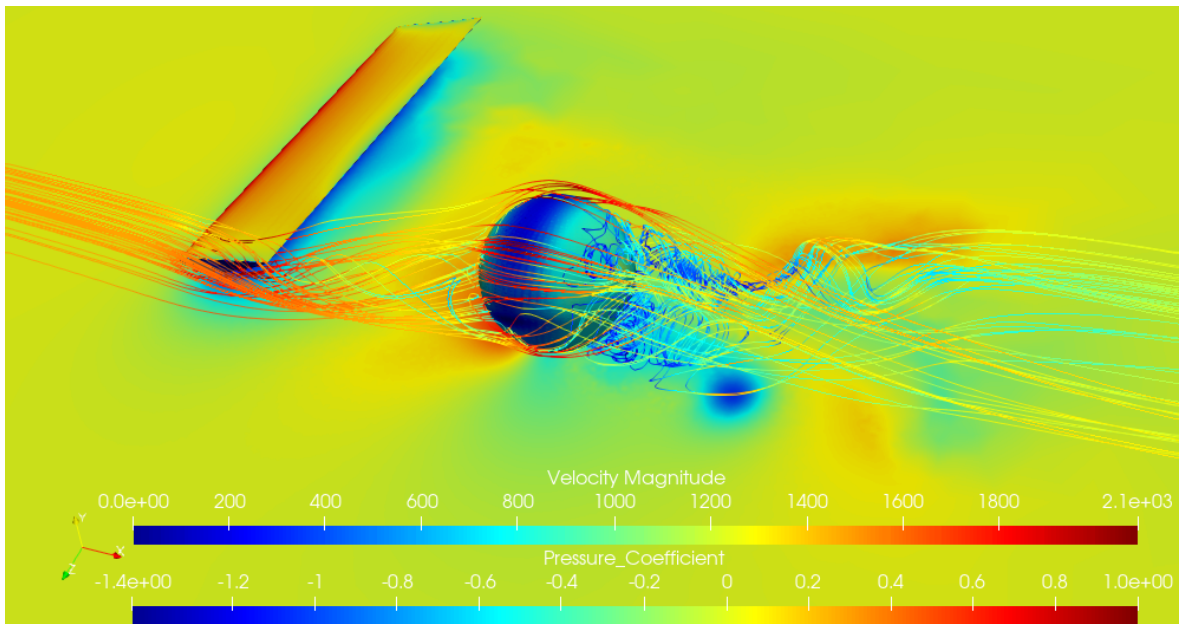


Figura 6.77: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^8$).

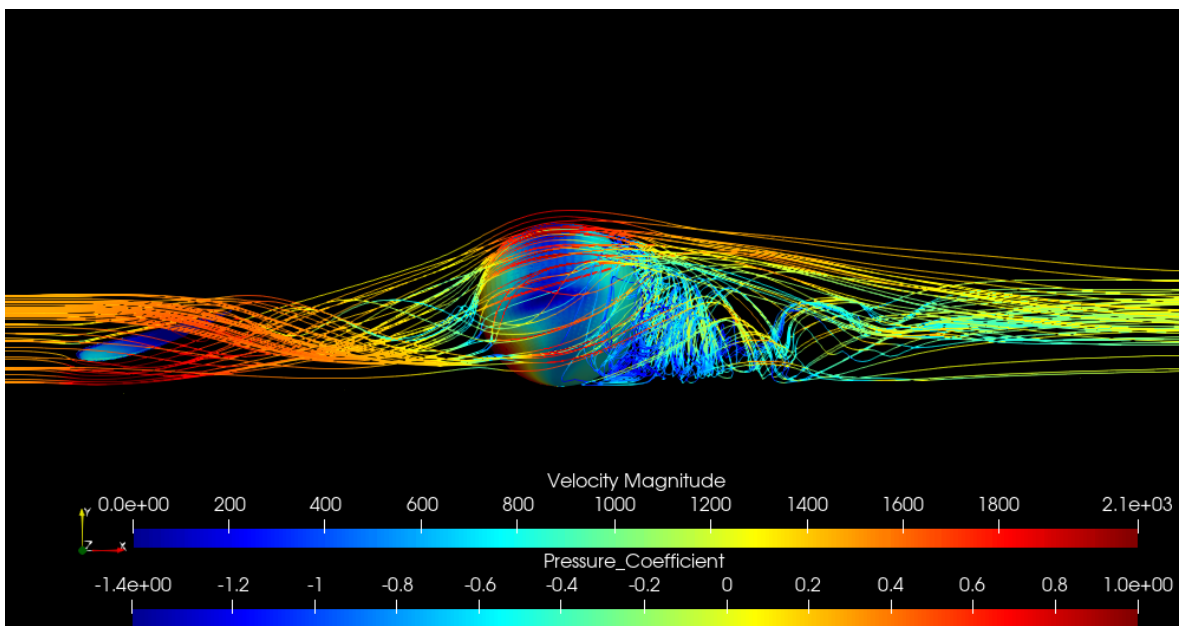


Figura 6.78: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^8$).

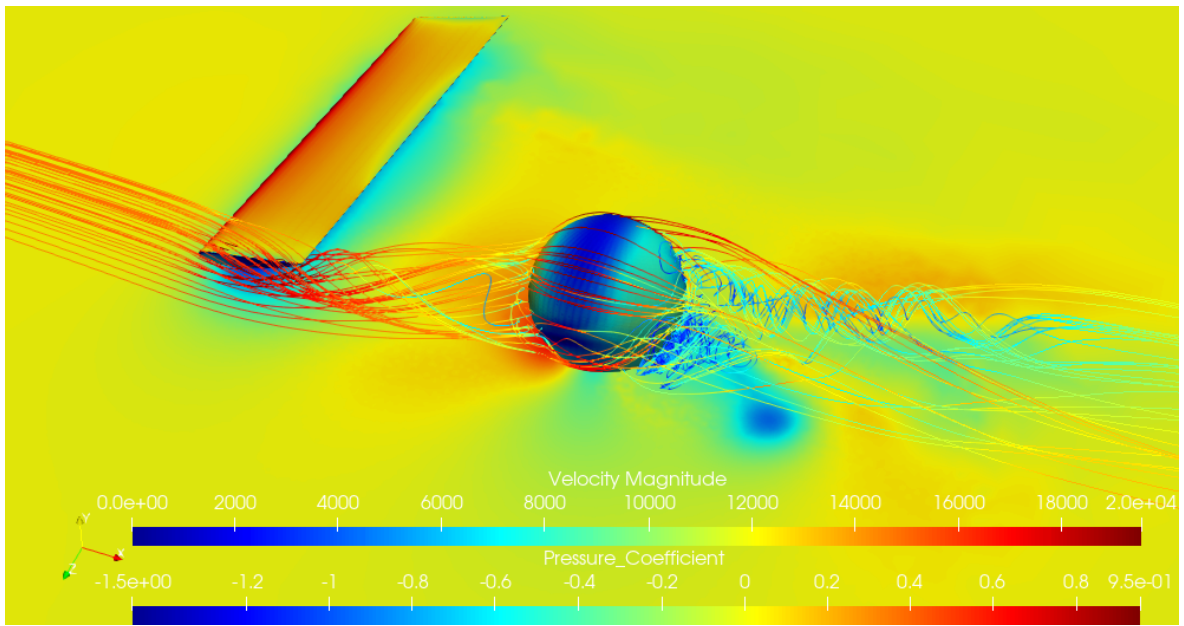


Figura 6.79: Linhas de corrente - esfera à direita - vista isométrica ($Re = 10^9$).

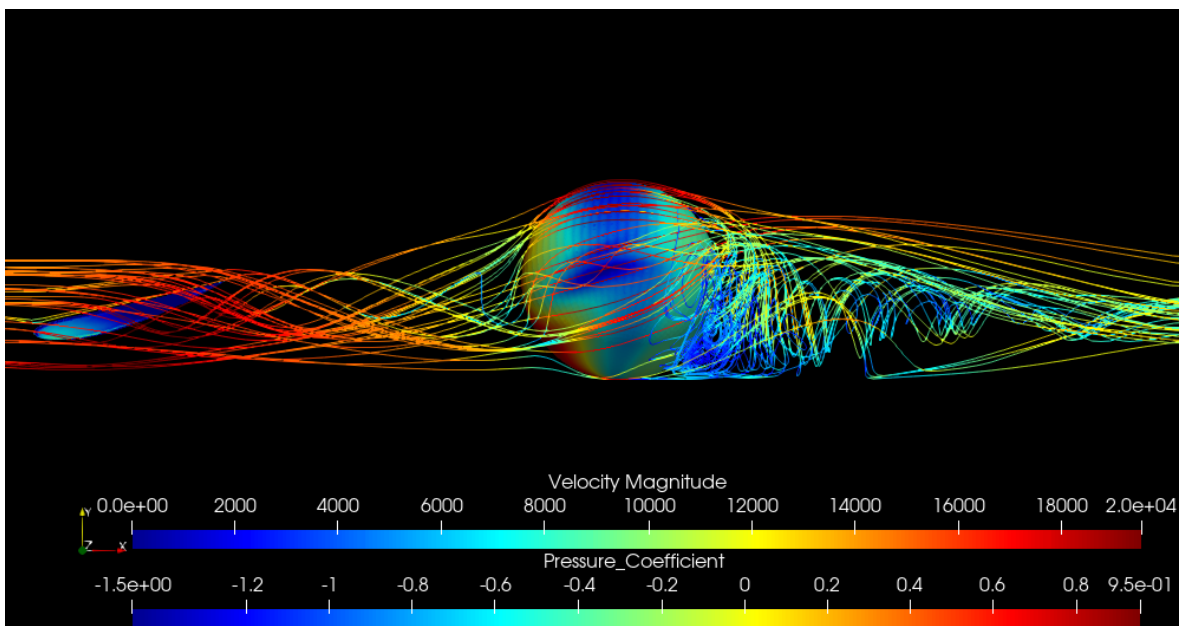


Figura 6.80: Linhas de corrente - esfera à direita - vista lateral ($Re = 10^9$).

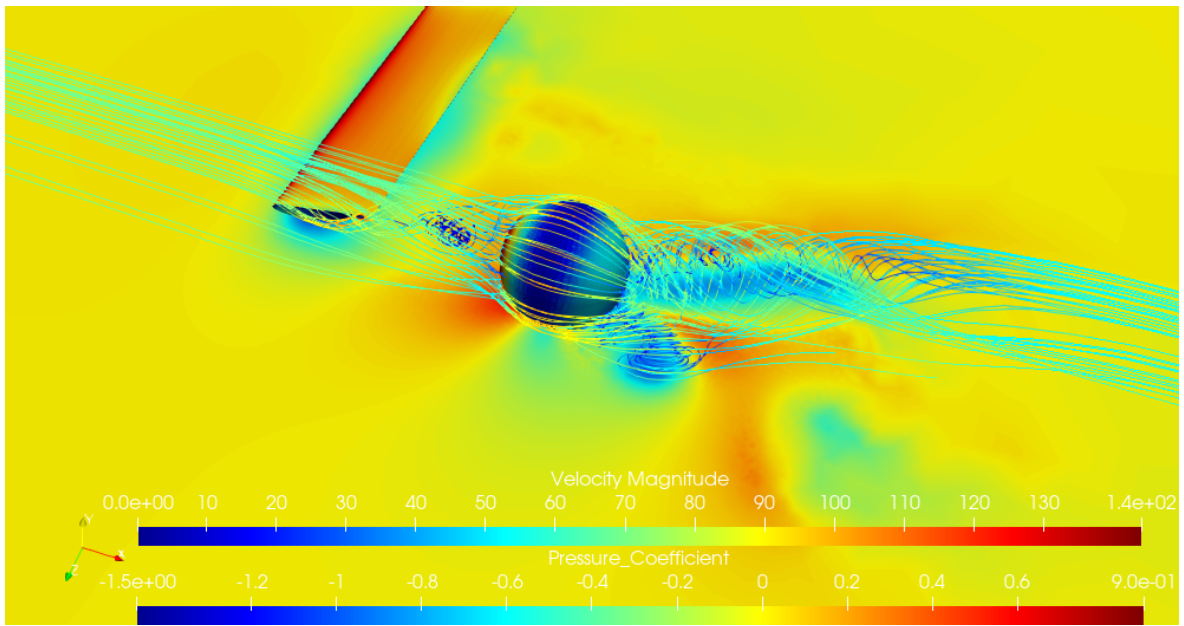


Figura 6.81: Linhas de corrente - esfera 0.1m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

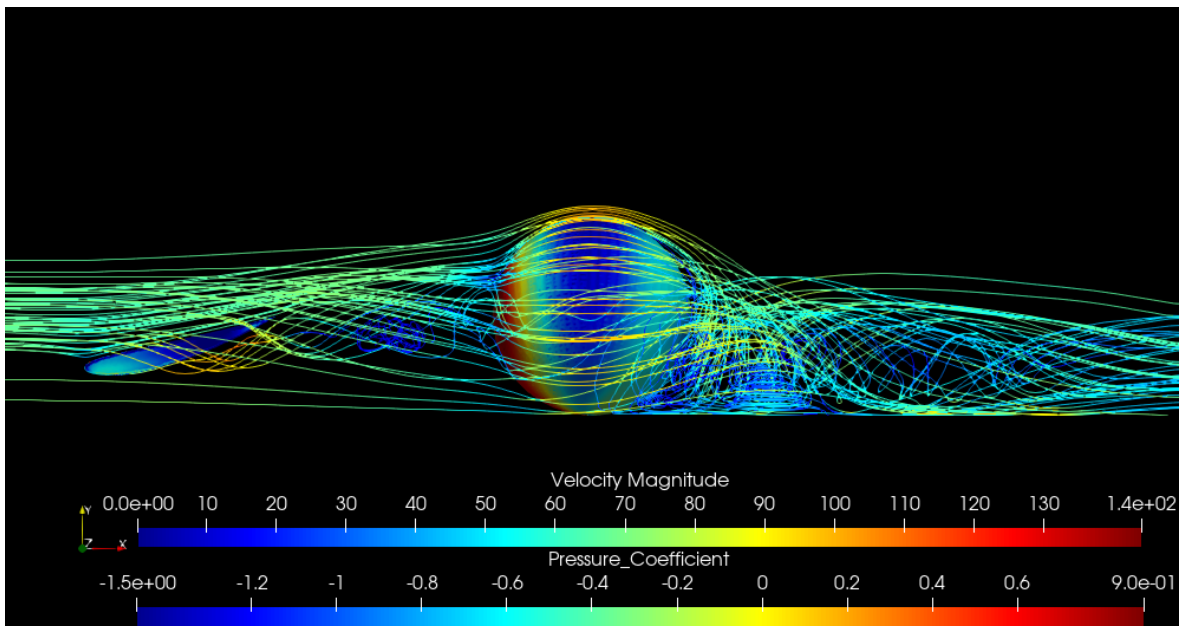


Figura 6.82: Linhas de corrente - esfera 0.1m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

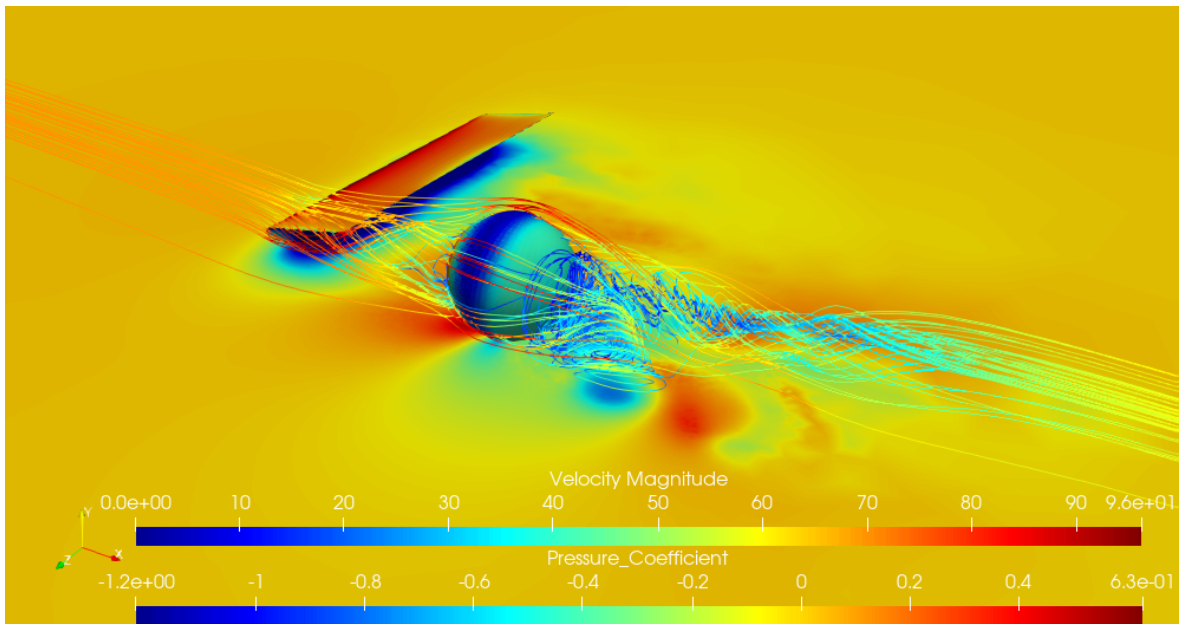


Figura 6.83: Linhas de corrente - esfera 0.2m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

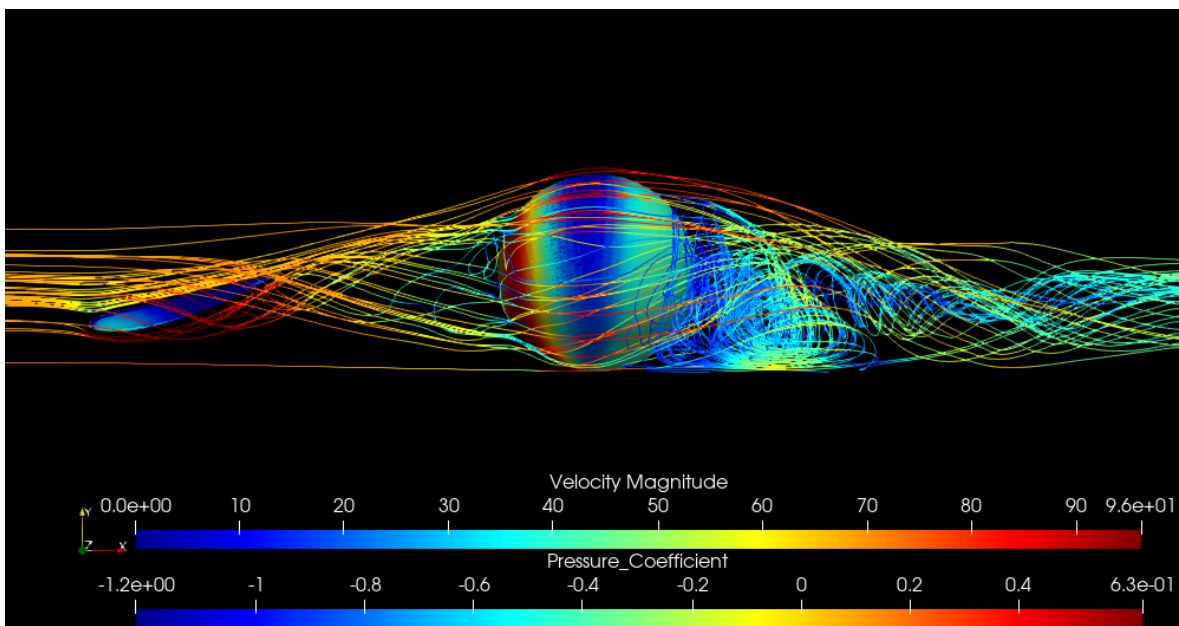


Figura 6.84: Linhas de corrente - esfera 0.2m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

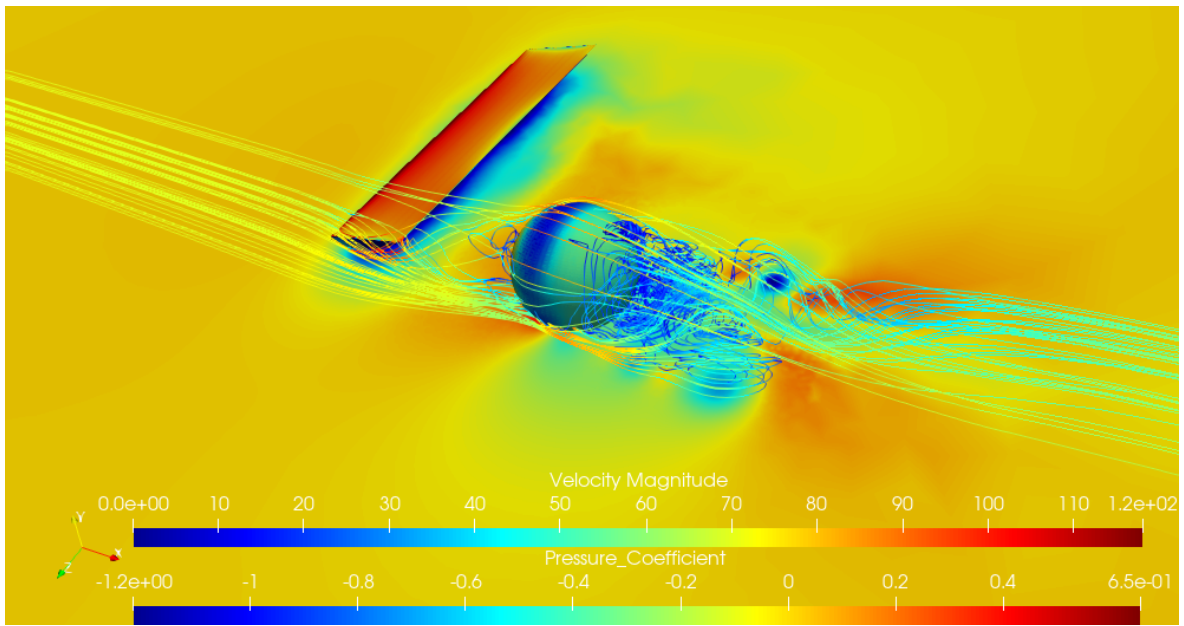


Figura 6.85: Linhas de corrente - esfera 0.3m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

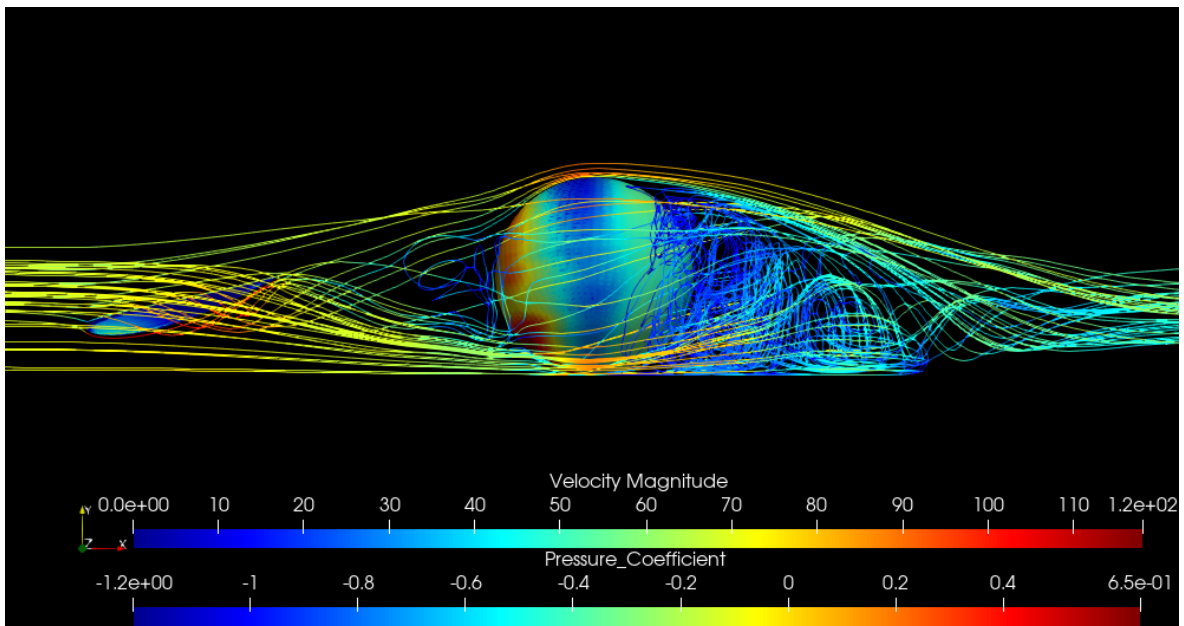


Figura 6.86: Linhas de corrente - esfera 0.3m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

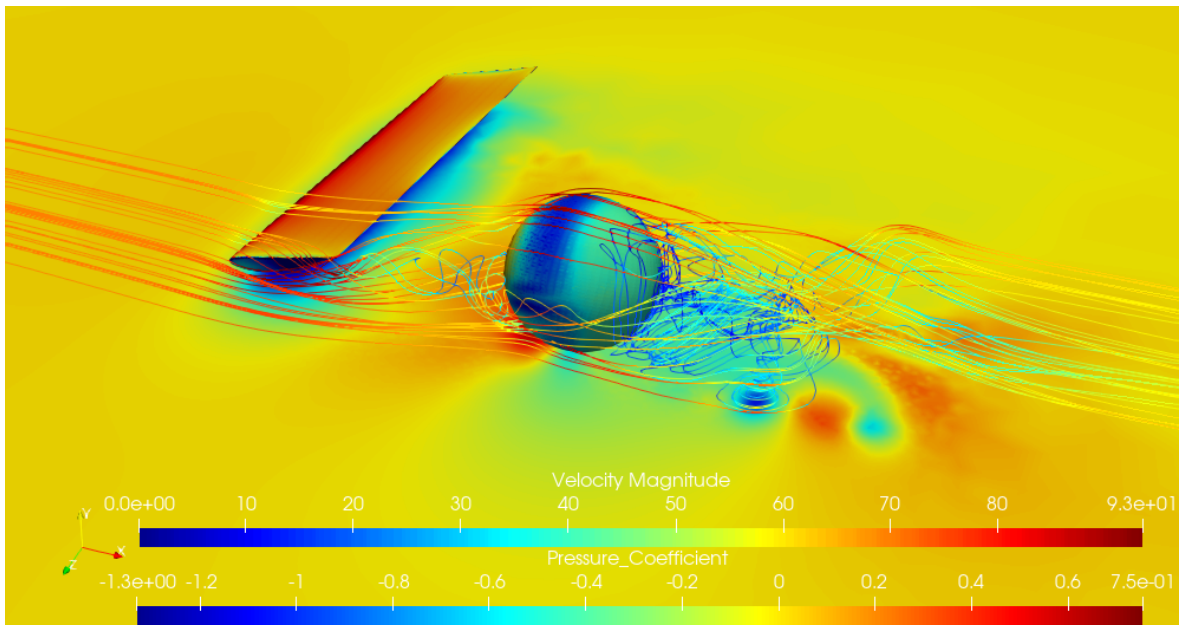


Figura 6.87: Linhas de corrente - esfera 0.4m à direita - vista isométrica ($v = 70\text{m/s}$).

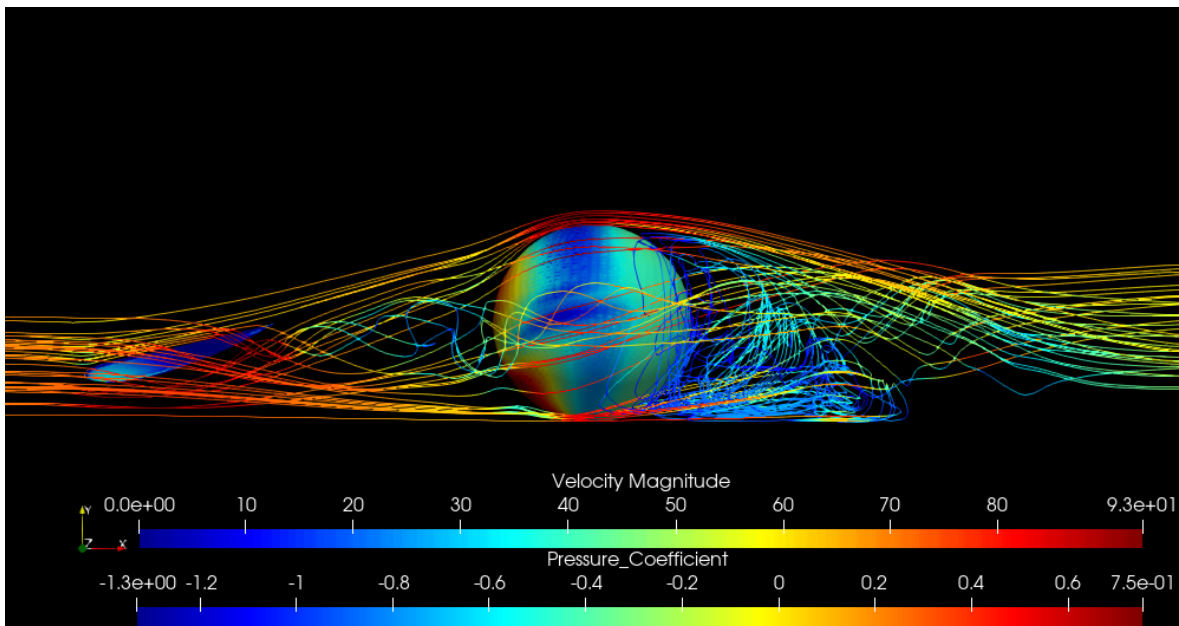


Figura 6.88: Linhas de corrente - esfera 0.4m à esquerda - vista lateral ($v = 70\text{m/s}$).

Distribuição de Velocidade na Asa

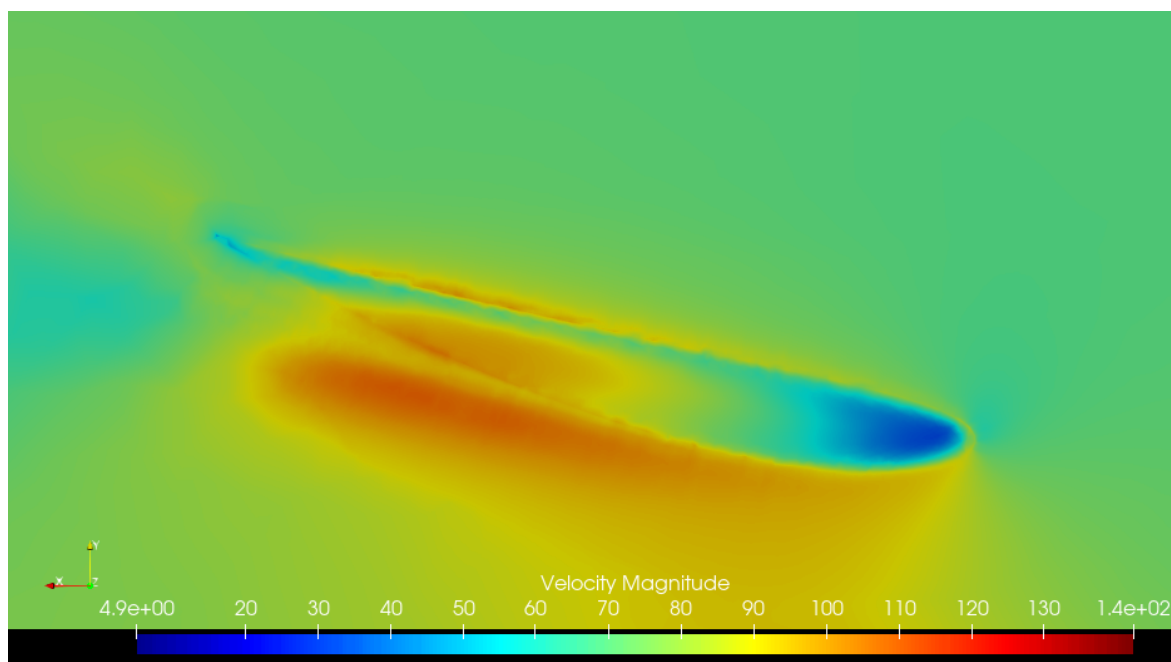


Figura 6.89: Distribuição de velocidade na ponta da asa.

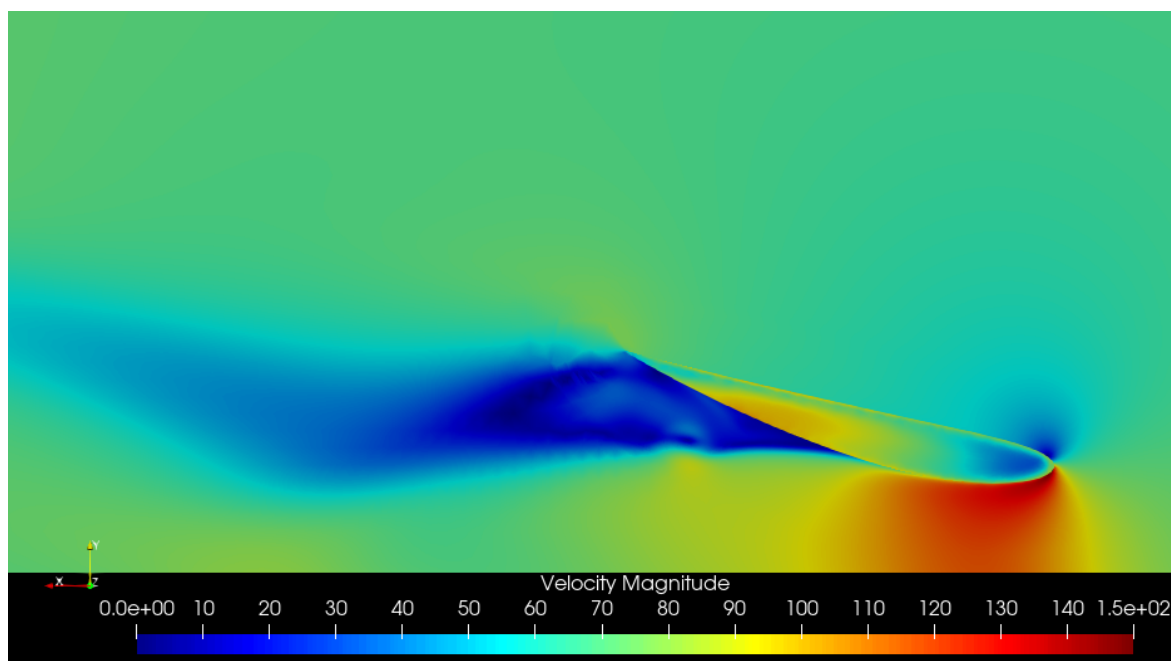


Figura 6.90: Distribuição de velocidade na raiz da asa.

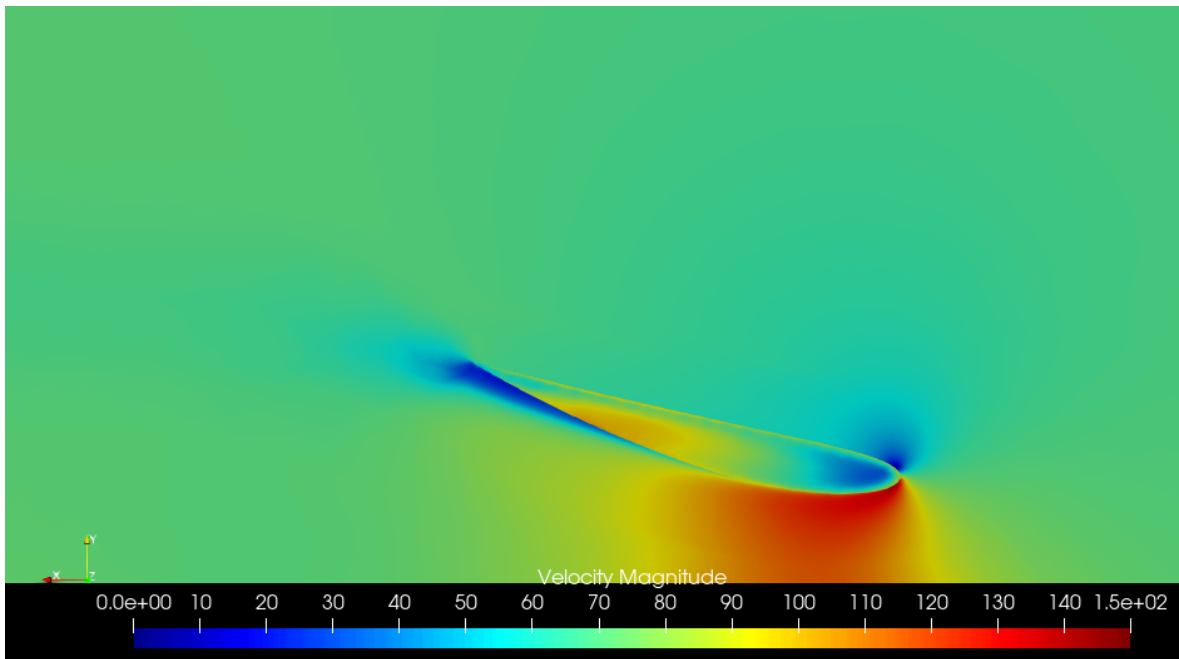


Figura 6.91: Distribuição de velocidade em 75% da envergadura da asa.

Convergência

$$Re = 10^0$$

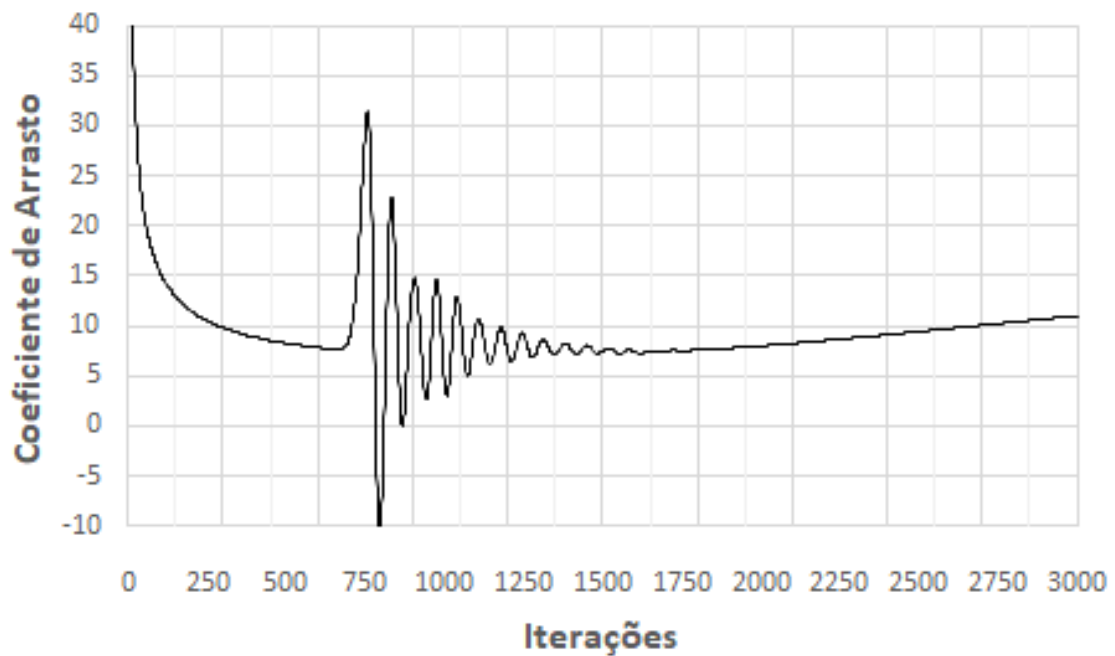


Figura 6.92: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^0$).

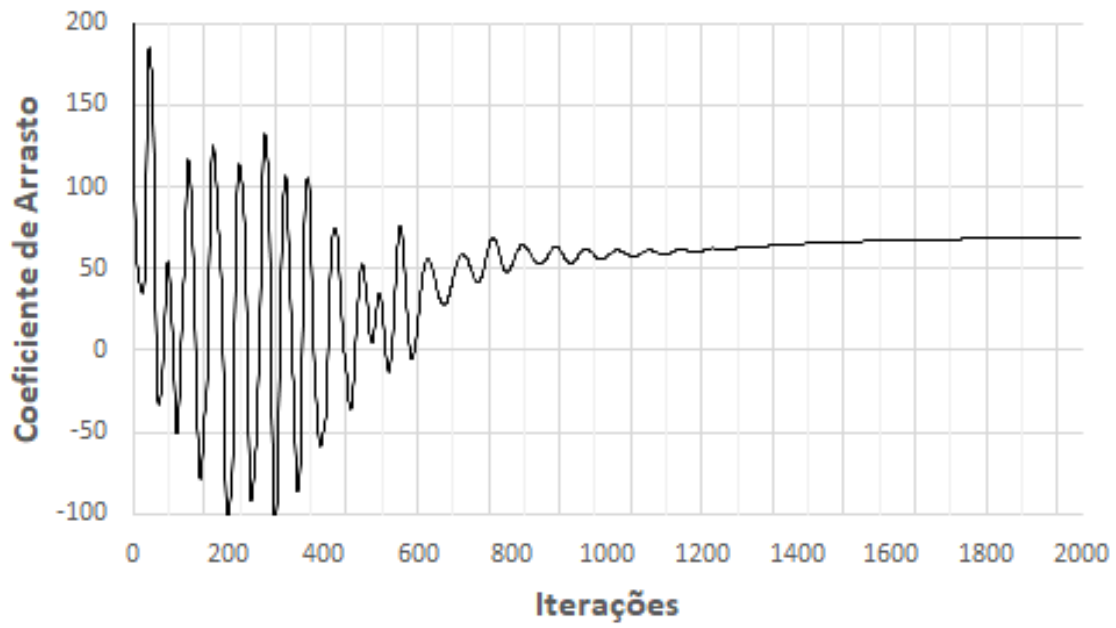


Figura 6.93: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^0$).

$Re = 10^1$

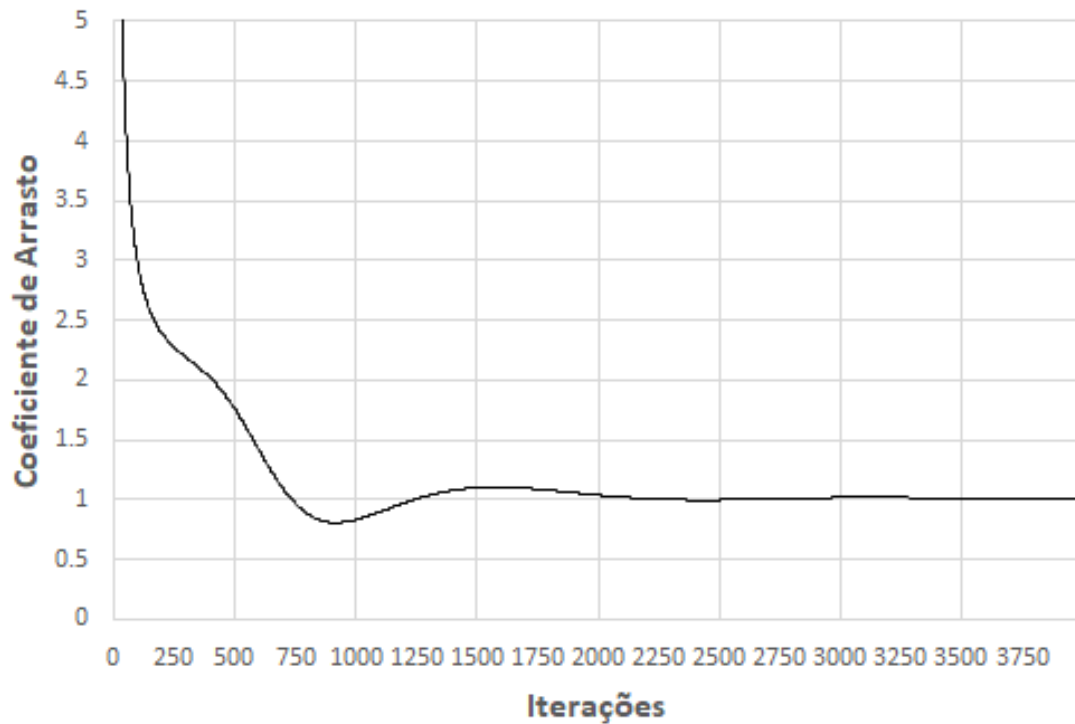


Figura 6.94: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^1$).

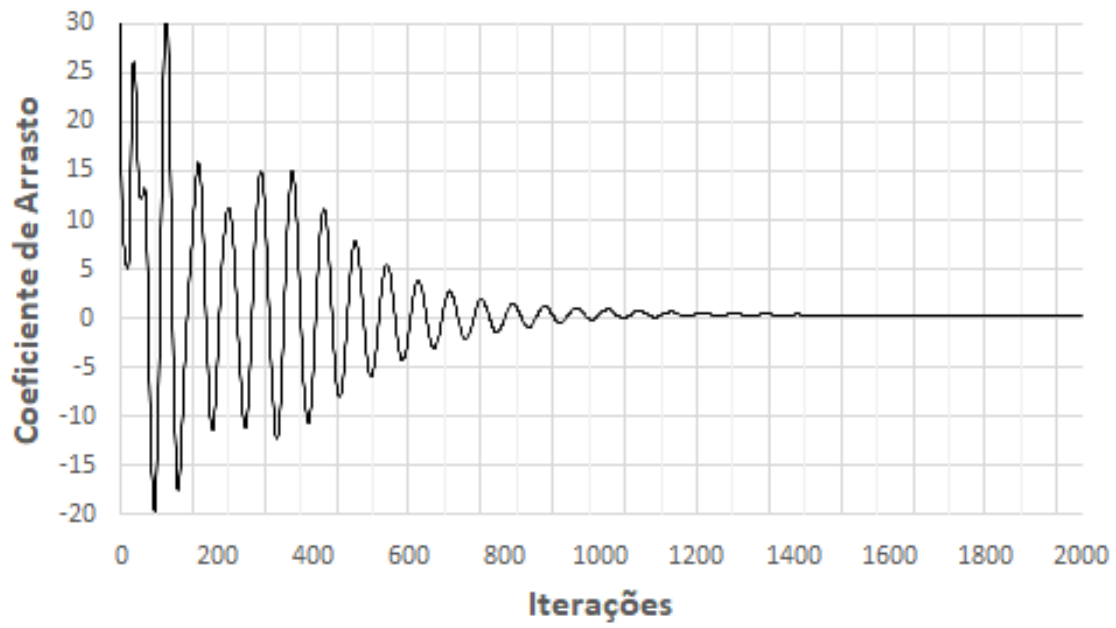


Figura 6.95: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^1$).

$Re = 10^2$

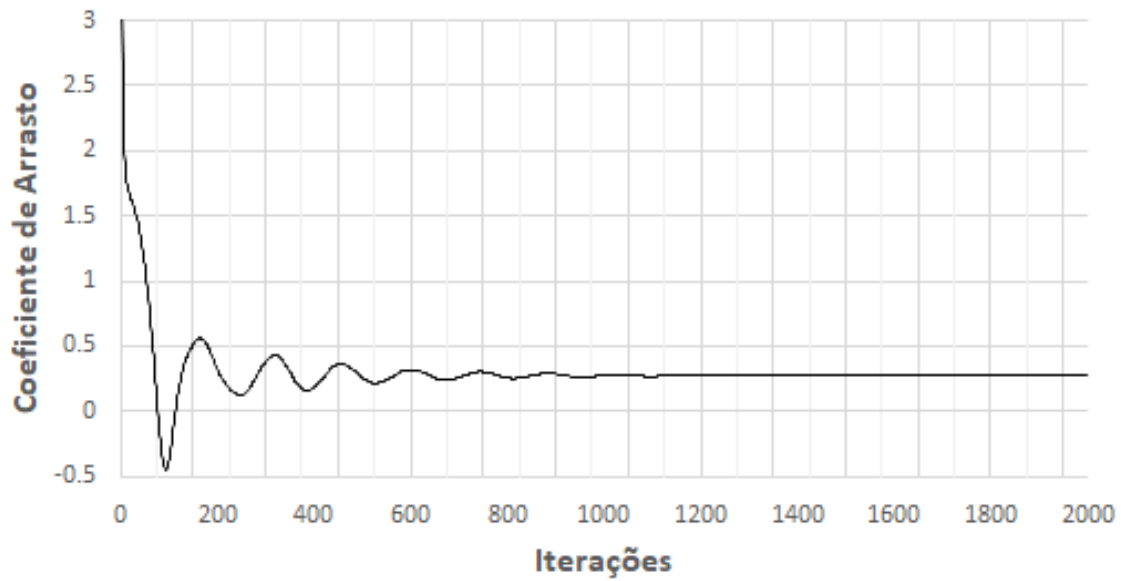


Figura 6.96: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^2$).

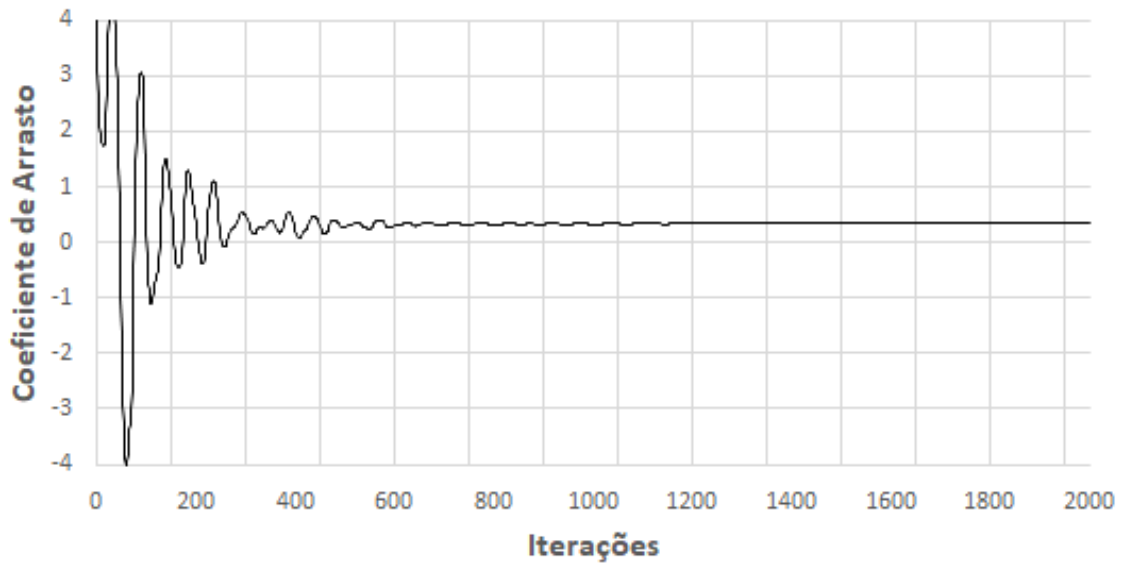


Figura 6.97: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^2$).

$Re = 10^3$

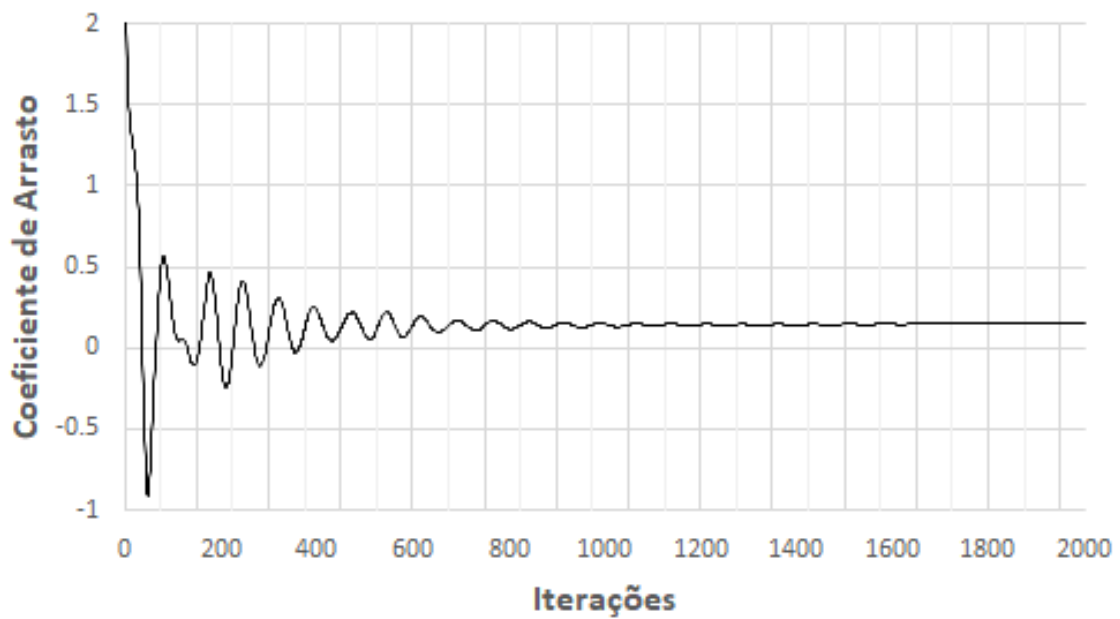


Figura 6.98: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^3$).

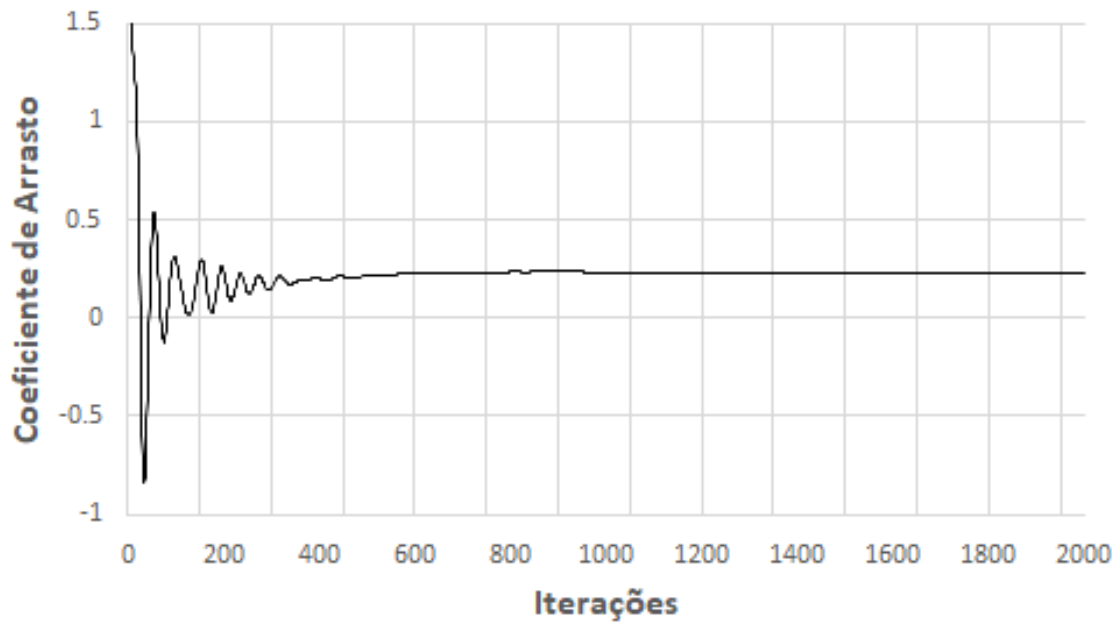


Figura 6.99: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^3$).

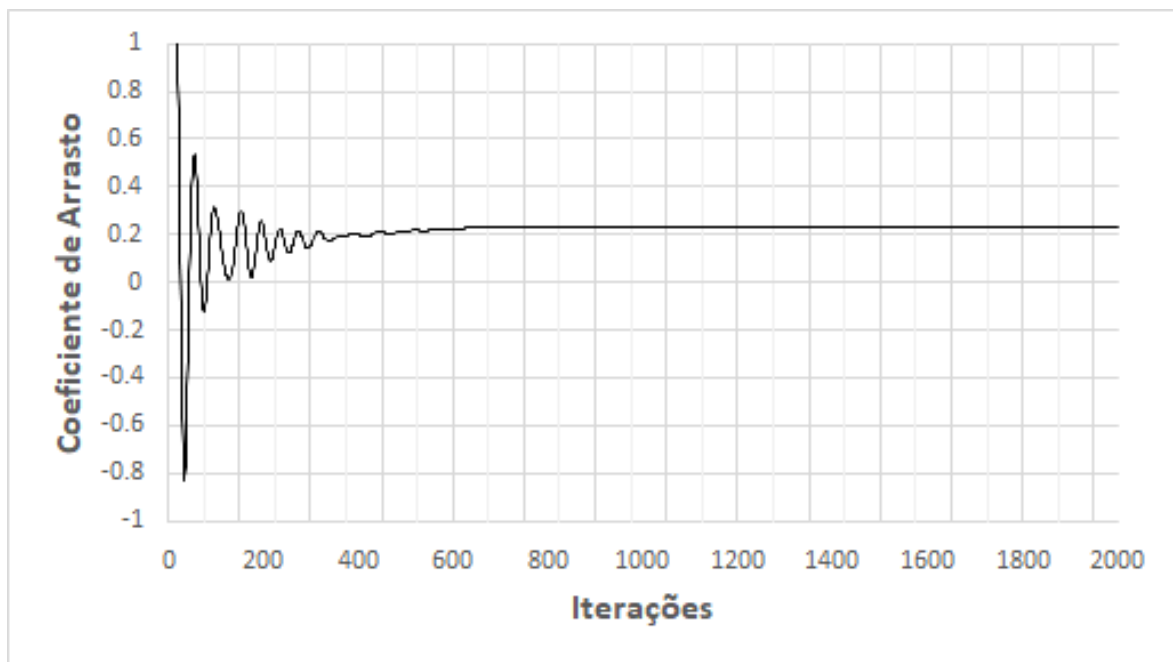


Figura 6.100: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^3$).

$$Re = 10^4$$

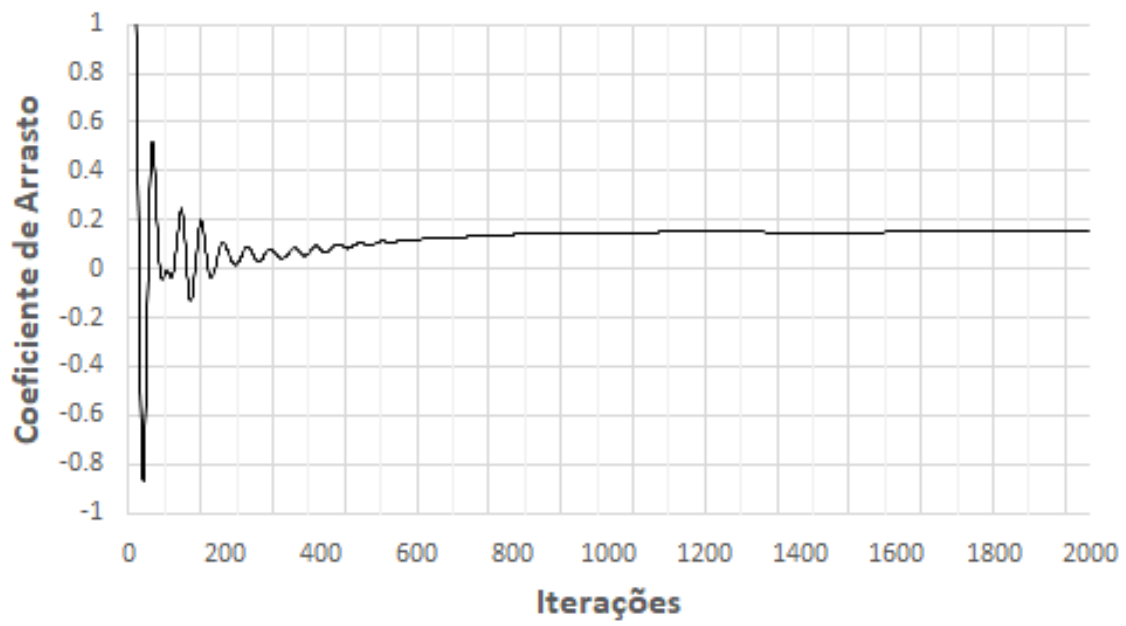


Figura 6.101: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^4$).

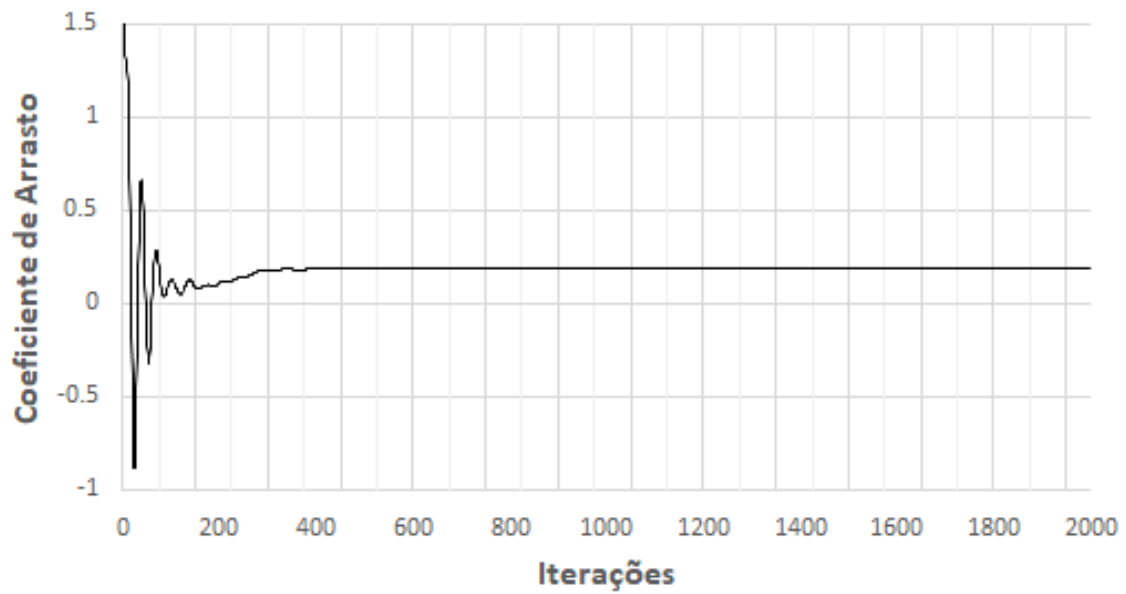


Figura 6.102: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^4$).

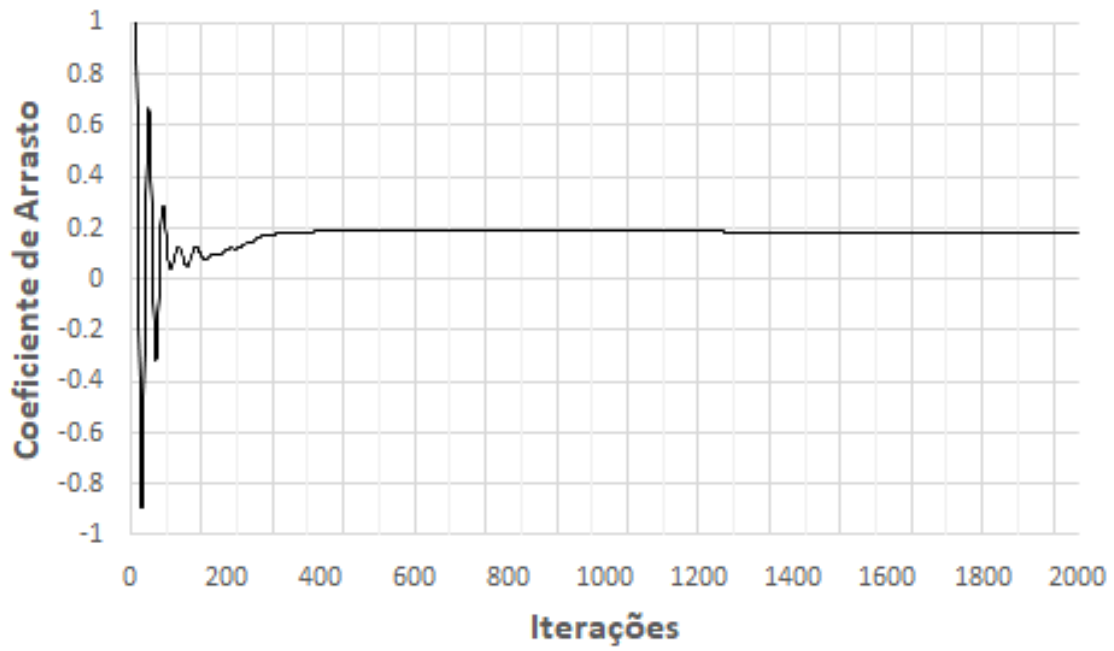


Figura 6.103: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^4$).

$Re = 10^5$

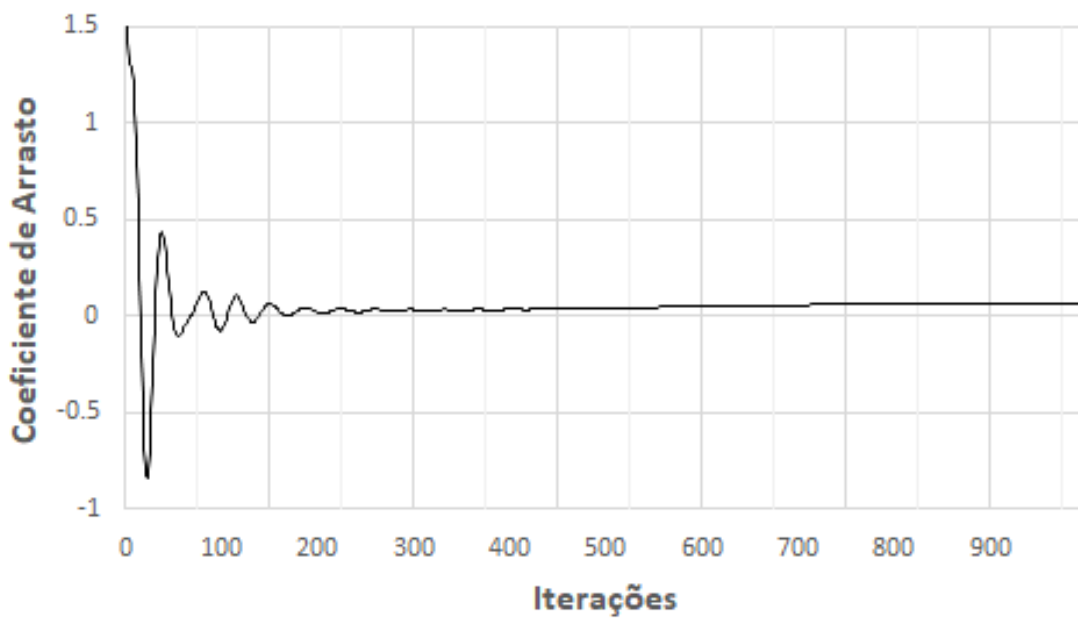


Figura 6.104: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^5$).

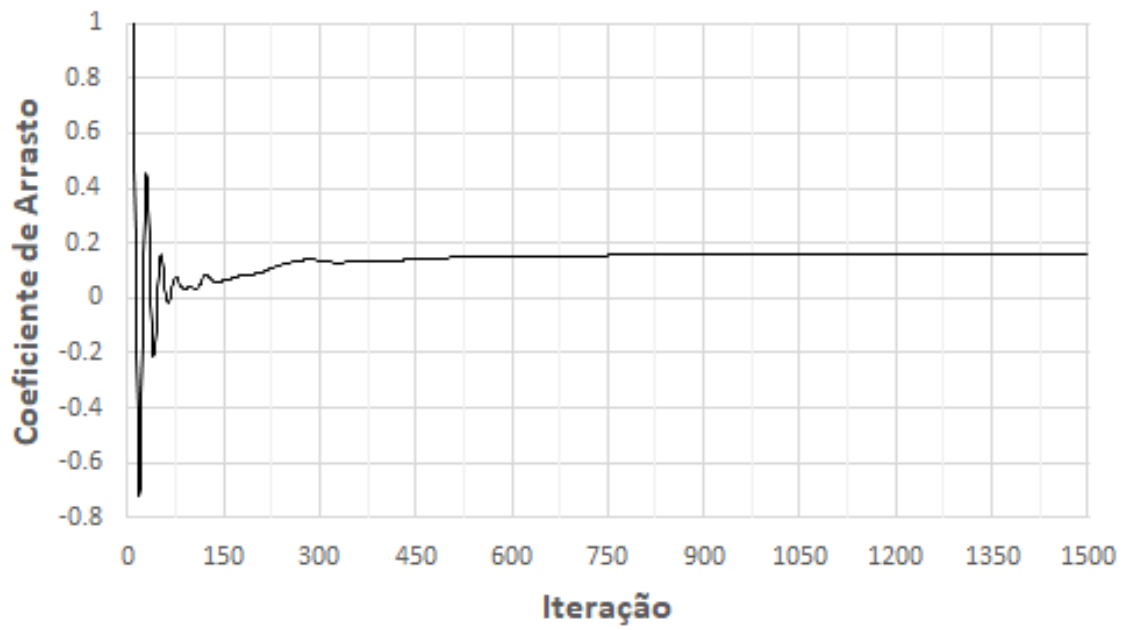


Figura 6.105: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^5$).

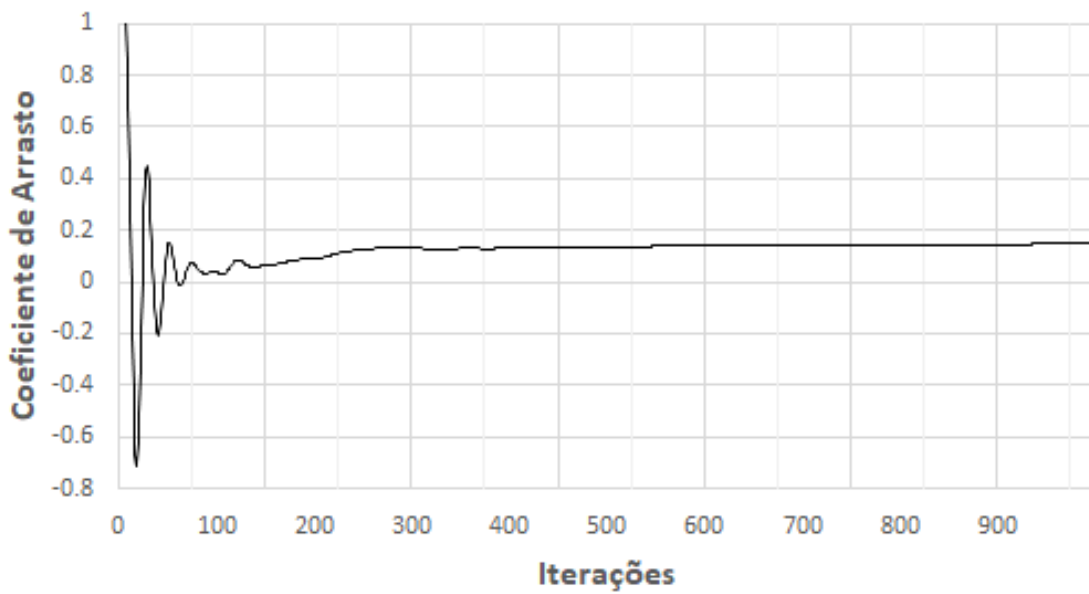


Figura 6.106: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^5$).

$$Re = 10^6$$

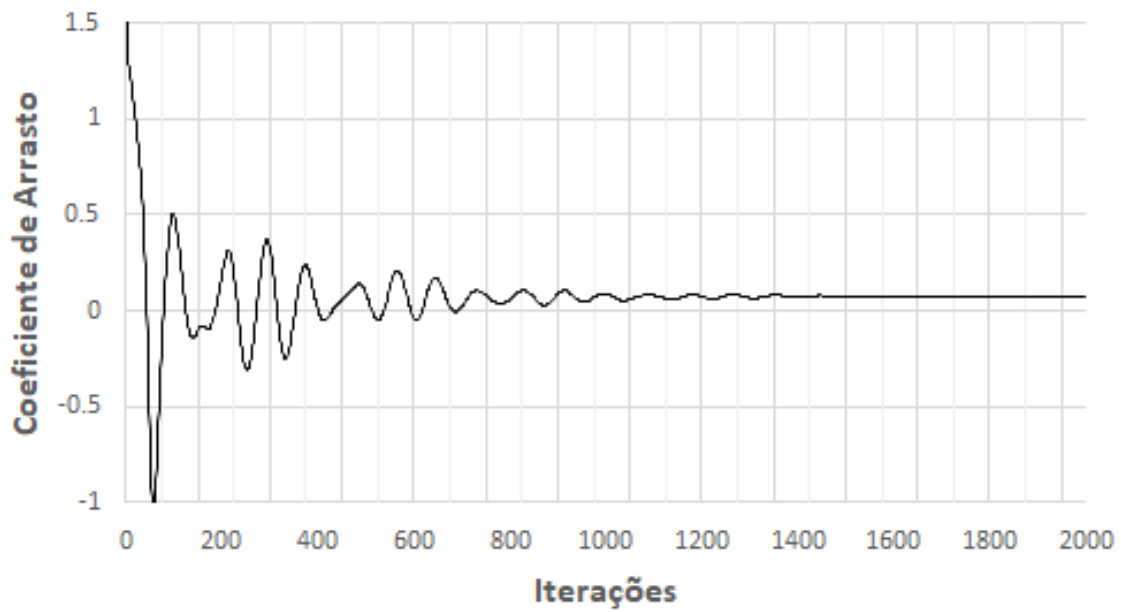


Figura 6.107: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^6$).

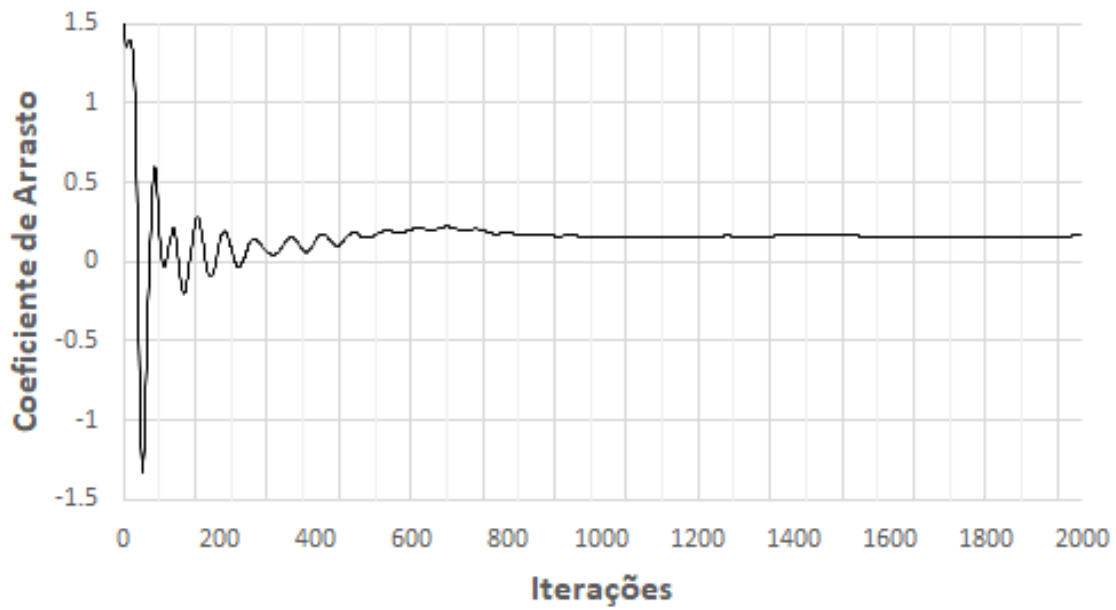


Figura 6.108: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^6$).

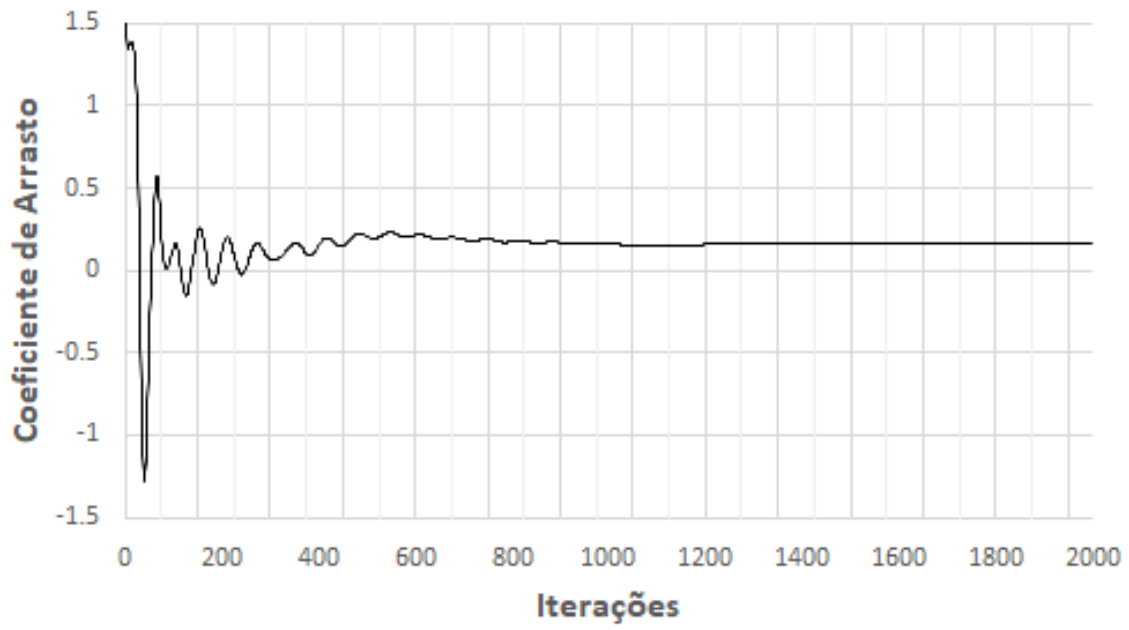


Figura 6.109: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^6$).

$Re = 10^7$

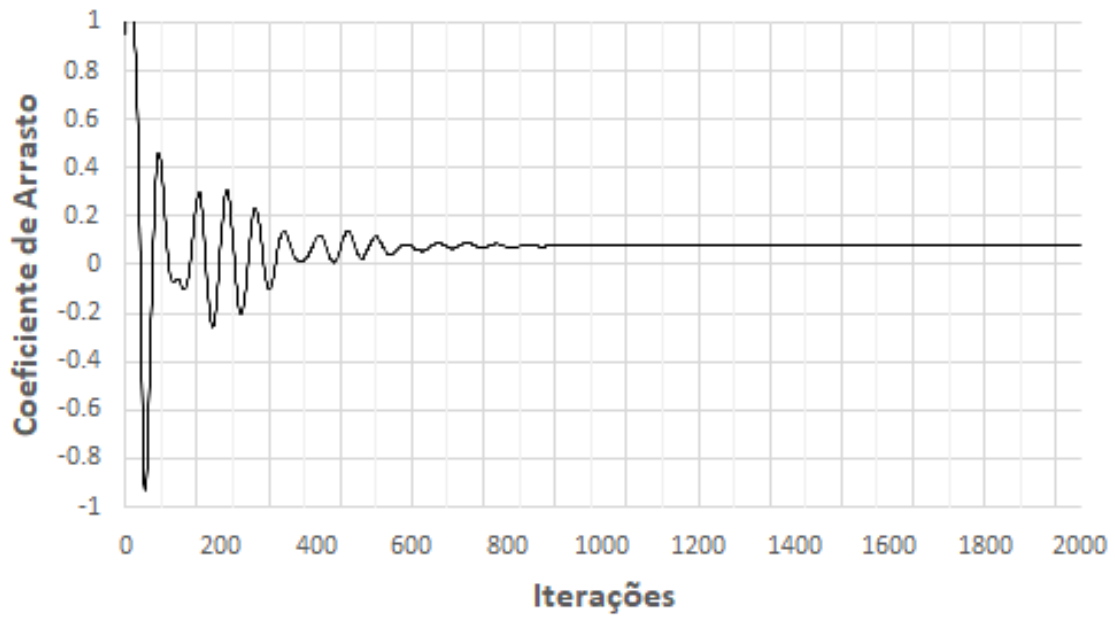


Figura 6.110: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^7$).

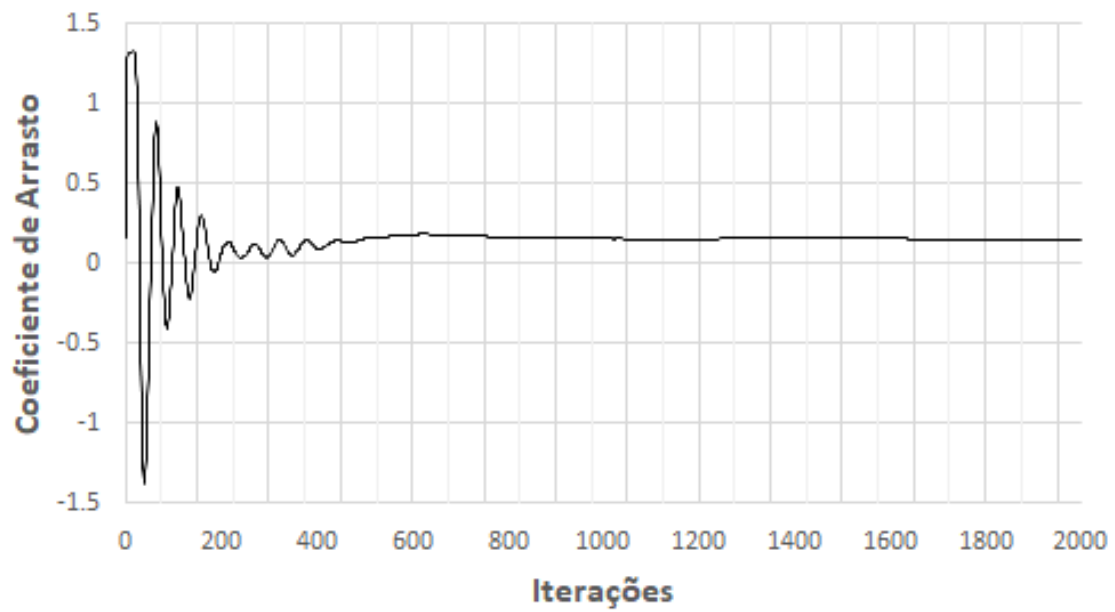


Figura 6.111: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^7$).

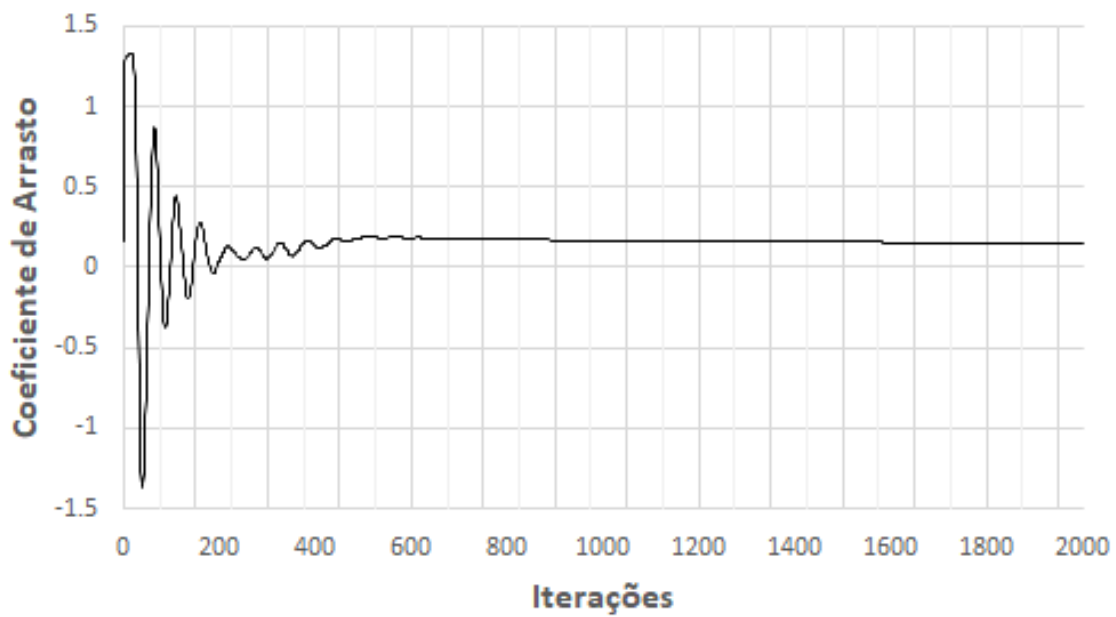


Figura 6.112: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^7$).

$$Re = 10^8$$

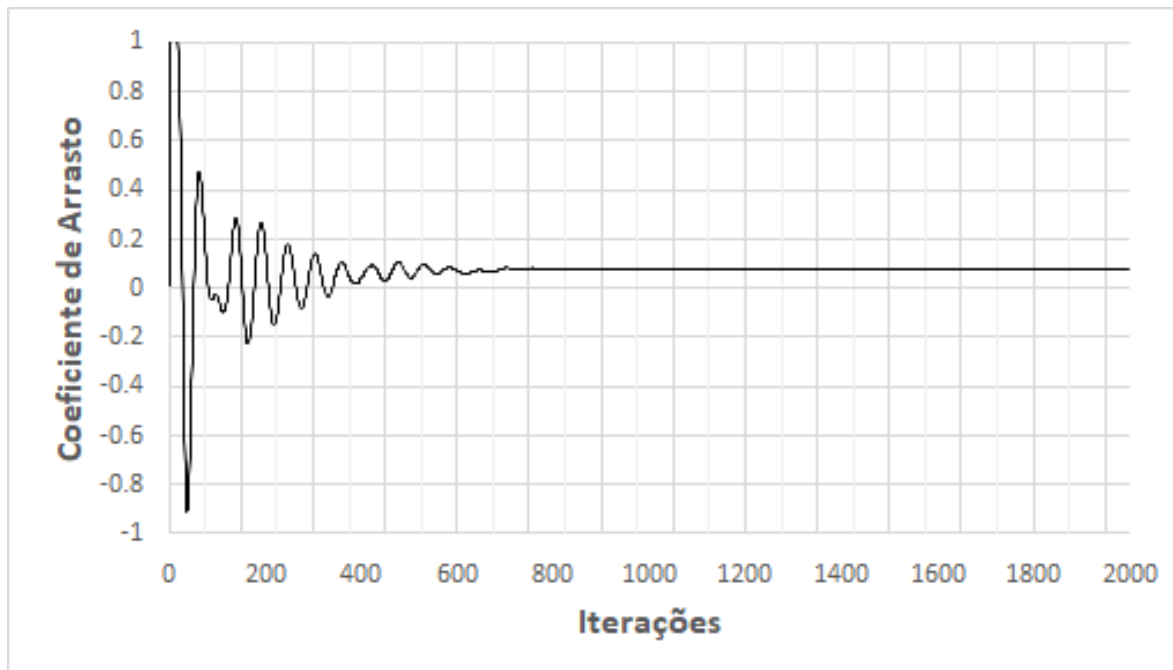


Figura 6.113: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^8$).

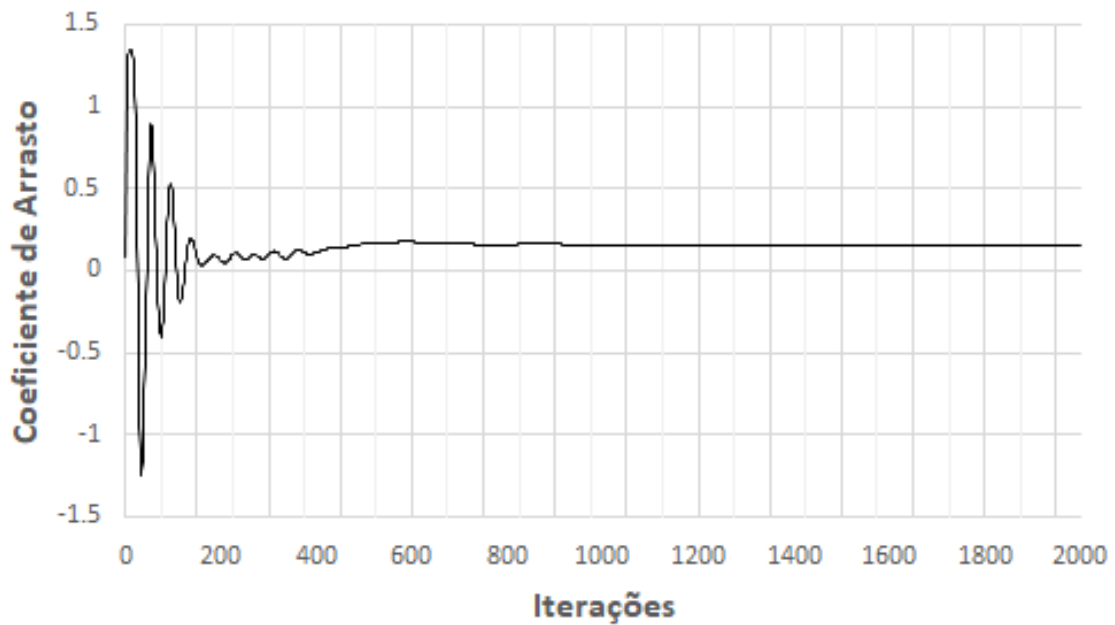


Figura 6.114: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^8$).

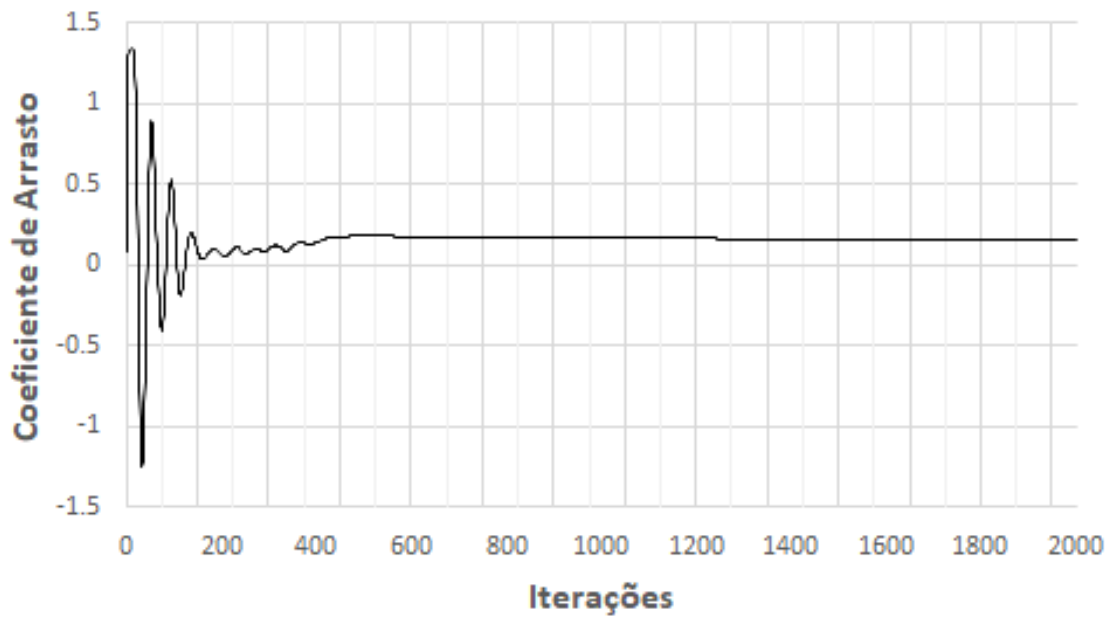


Figura 6.115: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^8$).

$Re = 10^9$

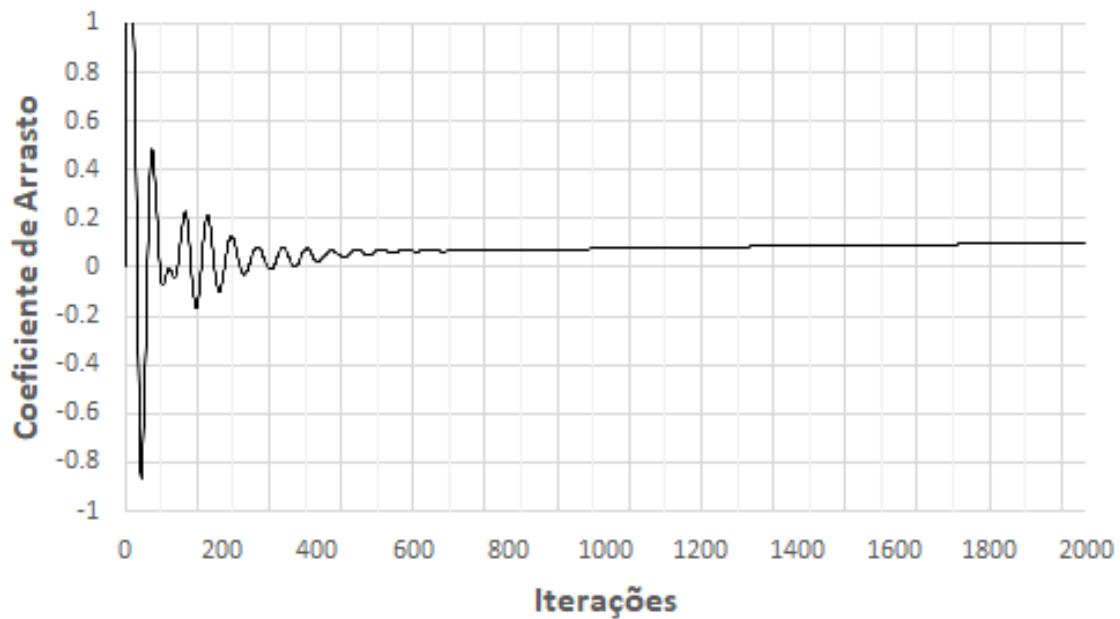


Figura 6.116: Convergência - esfera no centro do campo de escoamento - 3D ($Re = 10^9$).

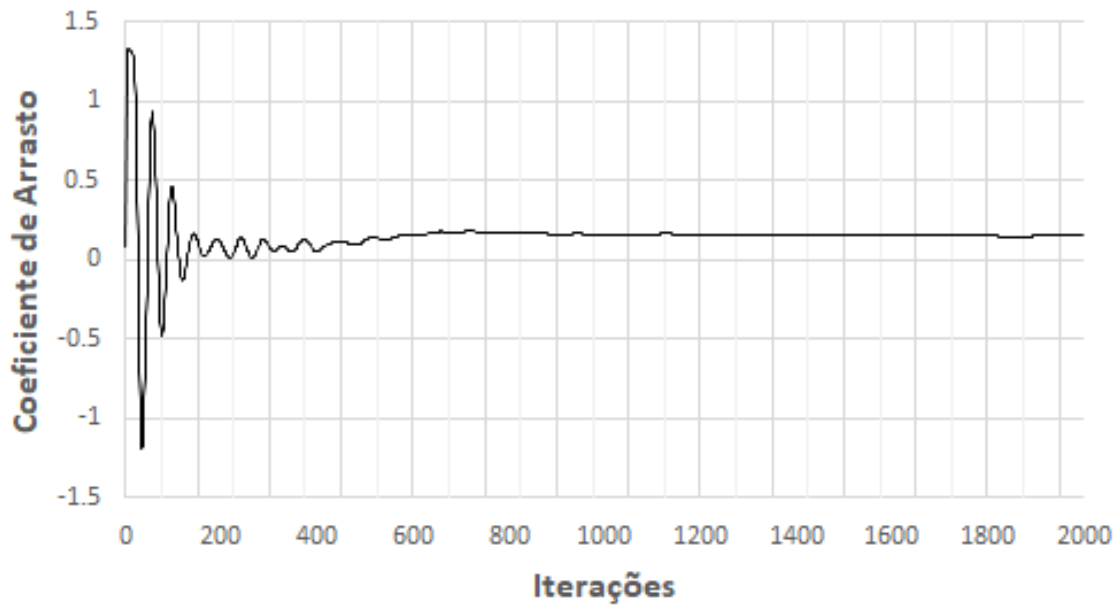


Figura 6.117: Convergência - esfera em efeito solo - sem turbulência - 3D ($Re = 10^9$).

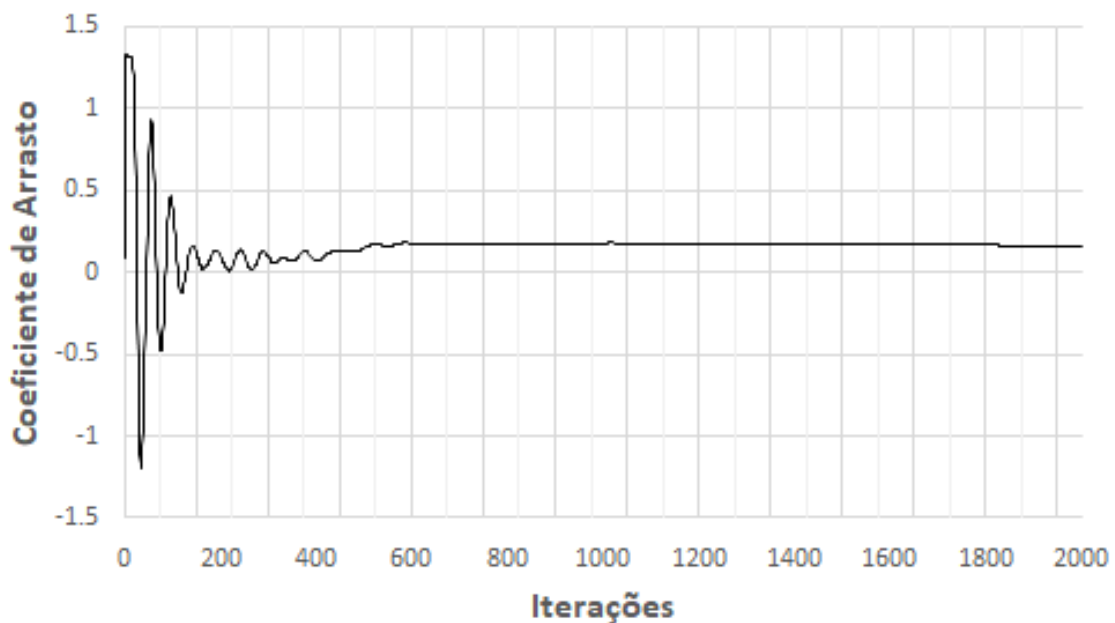


Figura 6.118: Convergência - esfera em efeito solo - com turbulência - 3D ($Re = 10^9$).

Arquivo de Configuração

As configurações para as simulações realizadas no *software* SU2 são apresentadas nesta seção. Para simulações com a esfera no centro do campo de escoamento eram usadas as coordenadas (0.0 , 12.5 , 0.0), já para o modelo em efeito solo eram usadas as coordenadas (0.0, 0.5, 0.0). Simulações com modelo de turbulência eram resolvidas com a configuração INC_RANS e SA (Sparlart-Allmaras). Já as simulações não turbulentas eram resolvidas

com as configurações INC_NAVIER_STOKES e NONE. Para variar o número de Reynolds, era alterado os valores das velocidades na seção INCOMPRESSIBLE FLOW CONDITION DEFINITION.

%%
%%

%
%
% SU2 configuration file
%
% Case description:

% Author: _____ %

% Institution: _____ %

% Date: _____
%
% File Version 7.0.6 "Blackbird"

%%
%%

% ----- DIRECT, ADJOINT, AND LINEARIZED PROBLEM DEFINITION -----
-----%

%
% Solver type (EULER, NAVIER_STOKES, RANS,
% INC_EULER, INC_NAVIER_STOKES, INC_RANS
% FEM_EULER, FEM_NAVIER_STOKES, FEM_RANS,
FEM_LES,
% HEAT_EQUATION_FVM, ELASTICITY)
SOLVER= INC_RANS

%
% Specify turbulence model (NONE, SA, SA_NEG, SST, SA_E, SA_COMP,
SA_E_COMP, SST_SUST)
KIND_TURB_MODEL= SA

%
% Specify subgrid scale model (NONE, IMPLICIT_LES, SMAGORINSKY, WALE,
VREMAN)
KIND_SGS_MODEL= NONE

%
% Specify the verification solution (NO_VERIFICATION_SOLUTION,
INVISCID_VORTEX,
% RINGLEB, NS_UNIT_QUAD,
TAYLOR_GREEN_VORTEX,
% MMS_NS_UNIT_QUAD,
MMS_NS_UNIT_QUAD_WALL_BC,
% MMS_NS_TWO_HALF_CIRCLES,
MMS_NS_TWO_HALF_SPHERES,
% MMS_INC_EULER, MMS_INC_NS,
INC_TAYLOR_GREEN_VORTEX,
% USER_DEFINED_SOLUTION)
KIND_VERIFICATION_SOLUTION= NO_VERIFICATION_SOLUTION

%
% Mathematical problem (DIRECT, CONTINUOUS_ADJOINT, DISCRETE_ADJOINT)
MATH_PROBLEM= DIRECT

```

%
% Axisymmetric simulation, only compressible flows (NO, YES)
AXISYMMETRIC= NO
%
% Restart solution (NO, YES)
RESTART_SOL= NO
%
% Discard the data stored in the solution and geometry files
% e.g. AOA, dCL/dAoA, dCD/dCL, iter, etc.
% Note that AoA in the solution and geometry files is critical
% to aero design using AoA as a variable. (NO, YES)
DISCARD_INFILES= NO
%
% System of measurements (SI, US)
% International system of units (SI): ( meters, kilograms, Kelvins,
% Newtons = kg m/s^2, Pascals =
N/m^2,
% Density = kg/m^3, Speed = m/s,
% Equiv. Area = m^2 )
% United States customary units (US): ( inches, slug, Rankines, lbf =
slug ft/s^2,
% psf = lbf/ft^2, Density =
slug/ft^3,
% Speed = ft/s, Equiv. Area = ft^2
)
SYSTEM_MEASUREMENTS= SI
%
% ----- SOLVER CONTROL -----
% -----%
%
% Maximum number of inner iterations
INNER_ITER= 999999
%
% Maximum number of outer iterations (only for multizone problems)
OUTER_ITER= 1
%
% Maximum number of time iterations
TIME_ITER= 1
%
% Convergence field
%CONV_FIELD= DRAG
%
% Min value of the residual (log10 of the residual)
%CONV_RESIDUAL_MINVAL= -8
%
% Start convergence criteria at iteration number
%CONV_STARTITER= 10
%
% Number of elements to apply the criteria
%CONV_CAUCHY_ELEMS= 100
%
% Epsilon to control the series convergence
%CONV_CAUCHY_EPS= 1E-10

```

```

%
% Iteration number to begin unsteady restarts
RESTART_ITER= 0
%
%% Time convergence monitoring
%WINDOW_CAUCHY_CRIT = YES
%
% List of time convergence fields
%CONV_WINDOW_FIELD = (TAVG_DRAG, TAVG_LIFT)
%
% Time Convergence Monitoring starts at Iteration WINDOW_START_ITER +
CONV_WINDOW_STARTITER
%CONV_WINDOW_STARTITER = 0
%
% Epsilon to control the series convergence
%CONV_WINDOW_CAUCHY_EPS = 1E-3
%
% Number of elements to apply the criteria
%CONV_WINDOW_CAUCHY_ELEMS = 10
%
% ----- TIME-DEPENDENT SIMULATION -----
-----%
%
% Time domain simulation
TIME_DOMAIN= NO
%
% Unsteady simulation (NO, TIME_STEPPING, DUAL_TIME_STEPPING-1ST_ORDER,
% DUAL_TIME_STEPPING-2ND_ORDER, HARMONIC_BALANCE)
TIME_MARCHING= NO
%
% Time Step for dual time stepping simulations (s) -- Only used when
UNST_CFL_NUMBER = 0.0
% For the DG-FEM solver it is used as a synchronization time when
UNST_CFL_NUMBER != 0.0
TIME_STEP= 0.0
%
% Total Physical Time for dual time stepping simulations (s)
MAX_TIME= 50.0
%
% Unsteady Courant-Friedrichs-Lewy number of the finest grid
UNST_CFL_NUMBER= 0.0
%
%% Windowed output time averaging
% Time iteration to start the windowed time average in a direct run
WINDOW_START_ITER = 500
%
% Window used for reverse sweep and direct run. Options (SQUARE, HANN,
HANN_SQUARE, BUMP) Square is default.
WINDOW_FUNCTION = SQUARE
%
% ----- DES Parameters -----
-----%
%
% Specify Hybrid RANS/LES model (SA_DES, SA_DDES, SA_ZDES, SA_EDDES)

```

```

HYBRID_RANSLES= SA_DDES
%
% DES Constant (0.65)
DES_CONST= 0.65

% ----- COMPRESSIBLE FREE-STREAM DEFINITION -----
-----%
%
% Mach number (non-dimensional, based on the free-stream values)
MACH_NUMBER= 0.8
%
% Angle of attack (degrees, only for compressible flows)
AOA= 1.25
%
% Side-slip angle (degrees, only for compressible flows)
SIDESLIP_ANGLE= 0.0
%
% Init option to choose between Reynolds (default) or thermodynamics
quantities
% for initializing the solution (REYNOLDS, TD_CONDITIONS)
INIT_OPTION= REYNOLDS
%
% Free-stream option to choose between density and temperature (default)
for
% initializing the solution (TEMPERATURE_FS, DENSITY_FS)
FREESTREAM_OPTION= TEMPERATURE_FS
%
% Free-stream pressure (101325.0 N/m^2, 2116.216 psf by default)
FREESTREAM_PRESSURE= 101325.0
%
% Free-stream temperature (288.15 K, 518.67 R by default)
FREESTREAM_TEMPERATURE= 288.15
%
% Reynolds number (non-dimensional, based on the free-stream values)
REYNOLDS_NUMBER= 6.5E6
%
% Reynolds length (1 m, 1 inch by default)
REYNOLDS_LENGTH= 1.0
%
% Free-stream density (1.2886 Kg/m^3, 0.0025 slug/ft^3 by default)
FREESTREAM_DENSITY= 1.2886
%
% Free-stream velocity (1.0 m/s, 1.0 ft/s by default)
FREESTREAM_VELOCITY= ( 1.0, 0.00, 0.00 )
%
% Free-stream viscosity (1.853E-5 N s/m^2, 3.87E-7 lbf s/ft^2 by default)
FREESTREAM_VISCOSITY= 1.853E-5
%
% Compressible flow non-dimensionalization (DIMENSIONAL,
FREESTREAM_PRESS_EQ_ONE,
%
FREESTREAM_VEL_EQ_MACH,
FREESTREAM_VEL_EQ_ONE)
REF_DIMENSIONALIZATION= DIMENSIONAL

```

```

% ----- INCOMPRESSIBLE FLOW CONDITION DEFINITION -----
% -----%
%
% Density model within the incompressible flow solver.
% Options are CONSTANT (default), BOUSSINESQ, or VARIABLE. If VARIABLE,
% an appropriate fluid model must be selected.
INC_DENSITY_MODEL= CONSTANT
%
% Solve the energy equation in the incompressible flow solver
INC_ENERGY_EQUATION = NO
%
% Initial density for incompressible flows
% (1.2886 kg/m^3 by default (air), 998.2 Kg/m^3 (water))
INC_DENSITY_INIT= 1.2886
%
% Initial velocity for incompressible flows (1.0,0,0 m/s by default)
INC_VELOCITY_INIT= ( 15, 0.0, 0.0 )
%
% Initial temperature for incompressible flows that include the
% energy equation (288.15 K by default). Value is ignored if
% INC_ENERGY_EQUATION is false.
INC_TEMPERATURE_INIT= 288.15
%
% Non-dimensionalization scheme for incompressible flows. Options are
% INITIAL_VALUES (default), REFERENCE_VALUES, or DIMENSIONAL.
% INC_*_REF values are ignored unless REFERENCE_VALUES is chosen.
INC_NONDIM= DIMENSIONAL
%
% Reference density for incompressible flows (1.0 kg/m^3 by default)
INC_DENSITY_REF= 1.0
%
% Reference velocity for incompressible flows (1.0 m/s by default)
INC_VELOCITY_REF= 1.0
%
% Reference temperature for incompressible flows that include the
% energy equation (1.0 K by default)
INC_TEMPERATURE_REF = 1.0
%
% List of inlet types for incompressible flows. List length must
% match number of inlet markers. Options: VELOCITY_INLET, PRESSURE_INLET.
INC_INLET_TYPE= VELOCITY_INLET
%
% Damping coefficient for iterative updates at pressure inlets. (0.1 by
% default)
INC_INLET_DAMPING= 0.1
%
% List of outlet types for incompressible flows. List length must
% match number of outlet markers. Options: PRESSURE_OUTLET,
% MASS_FLOW_OUTLET
INC_OUTLET_TYPE= PRESSURE_OUTLET
%
% Damping coefficient for iterative updates at mass flow outlets. (0.1 by
% default)
INC_OUTLET_DAMPING= 0.1

```



```

% ----- REFERENCE VALUE DEFINITION -----
%
% Reference origin for moment computation (m or in)
REF_ORIGIN_MOMENT_X = 0.00
REF_ORIGIN_MOMENT_Y = 0.00
REF_ORIGIN_MOMENT_Z = 0.00
%
% Reference length for moment non-dimensional coefficients (m or in)
REF_LENGTH= 1.0
%
% Reference area for non-dimensional force coefficients (0 implies
automatic
% calculation) (m^2 or in^2)
REF_AREA= 3.1415926
%
% Aircraft semi-span (0 implies automatic calculation) (m or in)
SEMI_SPAN= 0.0

% ---- IDEAL GAS, POLYTROPIC, VAN DER WAALS AND PENG ROBINSON CONSTANTS -
-----%
%
% Fluid model (STANDARD_AIR, IDEAL_GAS, VW_GAS, PR_GAS,
% CONSTANT_DENSITY, INC_IDEAL_GAS, INC_IDEAL_GAS_POLY)
FLUID_MODEL= IDEAL_GAS
%
% Ratio of specific heats (1.4 default and the value is hardcoded
% for the model STANDARD_AIR, compressible only)
GAMMA_VALUE= 1.4
%
% Specific gas constant (287.058 J/kg*K default and this value is
hardcoded
% for the model STANDARD_AIR, compressible only)
GAS_CONSTANT= 287.058
%
% Critical Temperature (131.00 K by default)
CRITICAL_TEMPERATURE= 131.00
%
% Critical Pressure (3588550.0 N/m^2 by default)
CRITICAL_PRESSURE= 3588550.0
%
% Acentric factor (0.035 (air))
ACENTRIC_FACTOR= 0.035
%
% Specific heat at constant pressure, Cp (1004.703 J/kg*K (air)).
% Incompressible fluids with energy eqn. only (CONSTANT_DENSITY,
INC_IDEAL_GAS).
SPECIFIC_HEAT_CP= 1004.703
%
% Thermal expansion coefficient (0.00347 K^-1 (air))
% Used with Boussinesq approx. (incompressible, BOUSSINESQ density model
only)
THERMAL_EXPANSION_COEFF= 0.00347

```

```

%
% Molecular weight for an incompressible ideal gas (28.96 g/mol (air)
default)
MOLECULAR_WEIGHT= 28.96
%
% Temperature polynomial coefficients (up to quartic) for specific heat
Cp.
% Format -> Cp(T) : b0 + b1*T + b2*T^2 + b3*T^3 + b4*T^4
CP_POLYCOEFFS= (0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0)

% ----- VISCOSITY MODEL -----
-----%
%
% Viscosity model (SUTHERLAND, CONSTANT_VISCOSITY, POLYNOMIAL_VISCOSITY).
VISCOSITY_MODEL= CONSTANT_VISCOSITY
%
% Molecular Viscosity that would be constant (1.716E-5 by default)
MU_CONSTANT= 1.716E-5
%
% Sutherland Viscosity Ref (1.716E-5 default value for AIR SI)
MU_REF= 1.716E-5
%
% Sutherland Temperature Ref (273.15 K default value for AIR SI)
MU_T_REF= 273.15
%
% Sutherland constant (110.4 default value for AIR SI)
SUTHERLAND_CONSTANT= 110.4
%
% Temperature polynomial coefficients (up to quartic) for viscosity.
% Format -> Mu(T) : b0 + b1*T + b2*T^2 + b3*T^3 + b4*T^4
MU_POLYCOEFFS= (0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0)

% ----- THERMAL CONDUCTIVITY MODEL -----
-----%
%
% Laminar Conductivity model (CONSTANT_CONDUCTIVITY, CONSTANT_PRANDTL,
% POLYNOMIAL_CONDUCTIVITY).
CONDUCTIVITY_MODEL= CONSTANT_PRANDTL
%
% Molecular Thermal Conductivity that would be constant (0.0257 by
default)
KT_CONSTANT= 0.0257
%
% Laminar Prandtl number (0.72 (air), only for CONSTANT_PRANDTL)
PRANDTL_LAM= 0.72
%
% Temperature polynomial coefficients (up to quartic) for conductivity.
% Format -> Kt(T) : b0 + b1*T + b2*T^2 + b3*T^3 + b4*T^4
KT_POLYCOEFFS= (0.0, 0.0, 0.0, 0.0, 0.0)
%
% Definition of the turbulent thermal conductivity model for RANS
% (CONSTANT_PRANDTL_TURB by default, NONE).
TURBULENT_CONDUCTIVITY_MODEL= CONSTANT_PRANDTL_TURB
%

```

```
% Turbulent Prandtl number (0.9 (air) by default)
PRANDTL_TURB= 0.90
```

```
% ----- DYNAMIC MESH DEFINITION -----
%
%
% Type of dynamic mesh (NONE, RIGID_MOTION, ROTATING_FRAME,
% STEADY_TRANSLATION,
% ELASTICITY, GUST)
GRID_MOVEMENT= NONE
%
% Motion mach number (non-dimensional). Used for initializing a viscous
% flow
% with the Reynolds number and for computing force coeffs. with dynamic
% meshes.
MACH_MOTION= 0.8
%
% Coordinates of the motion origin
MOTION_ORIGIN= 0.25 0.0 0.0
%
% Angular velocity vector (rad/s) about the motion origin
ROTATION_RATE = 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching angular freq. (rad/s) about the motion origin
PITCHING_OMEGA= 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching amplitude (degrees) about the motion origin
PITCHING_AMPL= 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching phase offset (degrees) about the motion origin
PITCHING_PHASE= 0.0 0.0 0.0
%
% Translational velocity (m/s or ft/s) in the x, y, & z directions
TRANSLATION_RATE = 0.0 0.0 0.0
%
% Plunging angular freq. (rad/s) in x, y, & z directions
PLUNGING_OMEGA= 0.0 0.0 0.0
%
% Plunging amplitude (m or ft) in x, y, & z directions
PLUNGING_AMPL= 0.0 0.0 0.0
%
% Type of dynamic surface movement (NONE, DEFORMING,
% MOVING_WALL, FLUID_STRUCTURE,
% FLUID_STRUCTURE_STATIC,
% AEROELASTIC, EXTERNAL, EXTERNAL_ROTATION,
% AEROELASTIC_RIGID_MOTION)
SURFACE_MOVEMENT= NONE
%
% Moving wall boundary marker(s) (NONE = no marker, ignored for
% RIGID_MOTION)
MARKER_MOVING= ( NONE )
%
```

```

% Coordinates of the motion origin
SURFACE_MOTION_ORIGIN= 0.25
%
% Angular velocity vector (rad/s) about the motion origin
SURFACE_ROTATION_RATE = 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching angular freq. (rad/s) about the motion origin
SURFACE_PITCHING_OMEGA= 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching amplitude (degrees) about the motion origin
SURFACE_PITCHING_AMPL= 0.0 0.0 0.0
%
% Pitching phase offset (degrees) about the motion origin
SURFACE_PITCHING_PHASE= 0.0 0.0 0.0
%
% Translational velocity (m/s or ft/s) in the x, y, & z directions
SURFACE_TRANSLATION_RATE = 0.0 0.0 0.0
%
% Plunging angular freq. (rad/s) in x, y, & z directions
SURFACE_PLUNGING_OMEGA= 0.0 0.0 0.0
%
% Plunging amplitude (m or ft) in x, y, & z directions
SURFACE_PLUNGING_AMPL= 0.0 0.0 0.0
%
% Move Motion Origin for marker moving (1 or 0)
MOVE_MOTION_ORIGIN = 0
%

% ----- BODY FORCE DEFINITION -----
-----%
%
% Apply a body force as a source term (NO, YES)
BODY_FORCE= NO
%
% Vector of body force values (BodyForce_X, BodyForce_Y, BodyForce_Z)
BODY_FORCE_VECTOR= ( 0.0, 0.0, 0.0 )

% ----- BOUNDARY CONDITION DEFINITION -----
-----%
%
% Euler wall boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Implementation identical to MARKER_SYM.
MARKER_EULER= ( GROUND, ASA )
%
% Navier-Stokes (no-slip), constant heat flux wall marker(s) (NONE = no
marker)
% Format: ( marker name, constant heat flux (J/m^2), ... )
MARKER_HEATFLUX= ( ESFERA, 0.0 )
%
% Navier-Stokes (no-slip), isothermal wall marker(s) (NONE = no marker)
% Format: ( marker name, constant wall temperature (K), ... )
MARKER_ISOTHERMAL= ( NONE )
%
% Far-field boundary marker(s) (NONE = no marker)

```

```

MARKER_FAR= ( FARFIELD )
%
% Symmetry boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Implementation identical to MARKER_EULER.
MARKER_SYM= ( NONE )
%
% Internal boundary marker(s) e.g. no boundary condition (NONE = no
marker)
MARKER_INTERNAL= ( NONE )
%
% Near-Field boundary marker(s) (NONE = no marker)
MARKER_NEARFIELD= ( NONE )
%
%
% Inlet boundary type (TOTAL_CONDITIONS, MASS_FLOW)
INLET_TYPE= TOTAL_CONDITIONS
%
% Read inlet profile from a file (YES, NO) default: NO
SPECIFIED_INLET_PROFILE= NO
%
% File specifying inlet profile
INLET_FILENAME= inlet.dat
%
% Inlet boundary marker(s) with the following formats (NONE = no marker)
% Total Conditions: (inlet marker, total temp, total pressure,
flow_direction_x,
%           flow_direction_y, flow_direction_z, ... ) where
flow_direction is
%           a unit vector.
% Mass Flow: (inlet marker, density, velocity magnitude,
flow_direction_x,
%           flow_direction_y, flow_direction_z, ... ) where
flow_direction is
%           a unit vector.
% Inc. Velocity: (inlet marker, temperature, velocity magnitude,
flow_direction_x,
%           flow_direction_y, flow_direction_z, ... ) where
flow_direction is
%           a unit vector.
% Inc. Pressure: (inlet marker, temperature, total pressure,
flow_direction_x,
%           flow_direction_y, flow_direction_z, ... ) where
flow_direction is
%           a unit vector.
MARKER_INLET= ( NONE )
%
% Outlet boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Compressible: ( outlet marker, back pressure (static thermodynamic),
... )
% Inc. Pressure: ( outlet marker, back pressure (static gauge in Pa), ...
)
% Inc. Mass Flow: ( outlet marker, mass flow target (kg/s), ... )
MARKER_OUTLET= ( NONE )
%

```

```

% Actuator disk boundary type (VARIABLES_JUMP, BC_THRUST,
%                               DRAG_MINUS_THRUST)
ACTDISK_TYPE= VARIABLES_JUMP
%
% Actuator disk boundary marker(s) with the following formats (NONE = no
marker)
% Variables Jump: ( inlet face marker, outlet face marker,
%                   Takeoff pressure jump (psf), Takeoff temperature jump
(R), Takeoff rev/min,
%                   Cruise pressure jump (psf), Cruise temperature jump
(R), Cruise rev/min )
% BC Thrust: ( inlet face marker, outlet face marker,
%              Takeoff BC thrust (lbs), 0.0, Takeoff rev/min,
%              Cruise BC thrust (lbs), 0.0, Cruise rev/min )
% Drag-Thrust: ( inlet face marker, outlet face marker,
%                Takeoff Drag-Thrust (lbs), 0.0, Takeoff rev/min,
%                Cruise Drag-Thrust (lbs), 0.0, Cruise rev/min )
MARKER_ACTDISK= ( NONE )
%
% Supersonic inlet boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: (inlet marker, temperature, static pressure, velocity_x,
%         velocity_y, velocity_z, ... ), i.e. primitive variables
specified.
MARKER_SUPERSONIC_INLET= ( NONE )
%
% Supersonic outlet boundary marker(s) (NONE = no marker)
MARKER_SUPERSONIC_OUTLET= ( NONE )
%
% Periodic boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: ( periodic marker, donor marker, rotation_center_x,
rotation_center_y,
% rotation_center_z, rotation_angle_x-axis, rotation_angle_y-axis,
% rotation_angle_z-axis, translation_x, translation_y, translation_z, ...
)
MARKER_PERIODIC= ( NONE )
%
% Engine Inflow boundary type (FAN_FACE_MACH, FAN_FACE_PRESSURE,
FAN_FACE_MDOT)
ENGINE_INFLOW_TYPE= FAN_FACE_MACH
%
% Engine inflow boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: (engine inflow marker, fan face Mach, ... )
MARKER_ENGINE_INFLOW= ( NONE )
%
% Engine exhaust boundary marker(s) with the following formats (NONE = no
marker)
% Format: (engine exhaust marker, total nozzle temp, total nozzle
pressure, ... )
MARKER_ENGINE_EXHAUST= ( NONE )
%
% Displacement boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: ( displacement marker, displacement value normal to the
surface, ... )
MARKER_NORMAL_DISPL= ( NONE )

```

```

%
% Pressure boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: ( pressure marker )
MARKER_PRESSURE= ( NONE )
%
% Riemann boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: (marker, data kind flag, list of data)
MARKER_RIEMANN= ( NONE )
%
% Shroud boundary marker(s) (NONE = no marker)
% Format: (marker)
% If the ROTATING_FRAME option is activated, this option force
% the velocity on the boundaries specified to 0.0
MARKER_SHROUD= (NONE)
%
% Interface (s) definition, identifies the surface shared by
% two different zones. The interface is defined by listing pairs of
% markers (one from each zone connected by the interface)
% Example:
%   Given an arbitrary number of zones (A, B, C, ...)
%   A and B share a surface, interface 1
%   A and C share a surface, interface 2
% Format: ( marker_A_on_interface_1, marker_B_on_interface_1,
%           marker_A_on_interface_2, marker_C_on_interface_2, ... )
%
MARKER_ZONE_INTERFACE= ( NONE )
%
% Specifies the interface (s)
% The kind of interface is defined by listing pairs of markers (one from
each
% zone connected by the interface)
% Example:
%   Given an arbitrary number of zones (A, B, C, ...)
%   A and B share a surface, interface 1
%   A and C share a surface, interface 2
% Format: ( marker_A_on_interface_1, marker_B_on_interface_1,
%           marker_A_on_interface_2, marker_C_on_interface_2, ... )
%
MARKER_FLUID_INTERFACE= ( NONE )
%
% Kind of interface interpolation among different zones
(NEAREST_NEIGHBOR,
%
% ISOPARAMETRIC,
SLIDING_MESH)
KIND_INTERPOLATION= NEAREST_NEIGHBOR
%
% Inflow and Outflow markers must be specified, for each blade (zone),
following
% the natural groth of the machine (i.e, from the first blade to the
last)
MARKER_TURBOMACHINERY= ( NONE )
%
% Mixing-plane interface markers must be specified to activate the
transfer of

```

```

% information between zones
MARKER_MIXINGPLANE_INTERFACE= ( NONE )
%
% Giles boundary condition for inflow, outflow and mixing-plane
% Format inlet: ( marker, TOTAL_CONDITIONS_PT, Total Pressure , Total
Temperature,
% Flow dir-norm, Flow dir-tang, Flow dir-span, under-relax-avg, under-
relax-fourier)
% Format outlet: ( marker, STATIC_PRESSURE, Static Pressure value, -, -,
-, -, under-relax-avg, under-relax-fourier)
% Format mixing-plane in and out: ( marker, MIXING_IN or MIXING_OUT, -, -
, -, -, -, under-relax-avg, under-relax-fourier)
MARKER_GILES= ( NONE )
%
% This option insert an extra under relaxation factor for the Giles BC at
the hub
% and shroud (under relax factor applied, span percentage to under relax)
GILES_EXTRA_RELAXFACTOR= ( 0.05, 0.05)
%
% YES Non reflectivity activated, NO the Giles BC behaves as a normal 1D
characteristic-based BC
SPATIAL_FOURIER= NO

% ----- SURFACES IDENTIFICATION -----
-----%
%
% Marker(s) of the surface in the surface flow solution file
MARKER_PLOTTING = ( GROUND, ESFERA, ASA )
%
% Marker(s) of the surface where the non-dimensional coefficients are
evaluated.
MARKER_MONITORING = ( ESFERA )
%
% Viscous wall markers for which wall functions must be applied. (NONE =
no marker)
% Format: ( marker name, wall function type -NO_WALL_FUNCTION,
STANDARD_WALL_FUNCTION,
% ADAPTIVE_WALL_FUNCTION, SCALABLE_WALL_FUNCTION,
EQUILIBRIUM_WALL_MODEL,
% NONEQUILIBRIUM_WALL_MODEL-, ... )
MARKER_WALL_FUNCTIONS= ( NONE, NO_WALL_FUNCTION )
%
% Marker(s) of the surface where custom thermal BC's are defined.
MARKER_PYTHON_CUSTOM = ( NONE )
%
% Marker(s) of the surface where obj. func. (design problem) will be
evaluated
MARKER_DESIGNING = ( NONE )
%
% Marker(s) of the surface that is going to be analyzed in detail
(massflow, average pressure, distortion, etc)
MARKER_ANALYZE = ( NONE )
%
% Method to compute the average value in MARKER_ANALYZE (AREA, MASSFLUX).

```



```

MARKER_ANALYZE_AVERAGE = MASSFLUX

% ----- COMMON PARAMETERS DEFINING THE NUMERICAL METHOD -----
% -----%
%
% Numerical method for spatial gradients (GREEN_GAUSS,
WEIGHTED_LEAST_SQUARES)
NUM_METHOD_GRAD= GREEN_GAUSS
%
% CFL number (initial value for the adaptive CFL number)
CFL_NUMBER= 15.0
%
% Adaptive CFL number (NO, YES)
CFL_ADAPT= NO
%
% Parameters of the adaptive CFL number (factor down, factor up, CFL min
value,
%                                     CFL max value )
CFL_ADAPT_PARAM= ( 0.1, 2.0, 10.0, 1e10 )
%
% Maximum Delta Time in local time stepping simulations
MAX_DELTA_TIME= 1E6
%
% Runge-Kutta alpha coefficients
RK_ALPHA_COEFF= ( 0.66667, 0.66667, 1.000000 )
%
% Objective function in gradient evaluation (DRAG, LIFT, SIDEFORCE,
MOMENT_X,
%                                     MOMENT_Y, MOMENT_Z,
EFFICIENCY, BUFFET,
%                                     EQUIVALENT_AREA,
NEARFIELD_PRESSURE,
%                                     FORCE_X, FORCE_Y, FORCE_Z,
THRUST,
%                                     TORQUE, TOTAL_HEATFLUX,
%                                     MAXIMUM_HEATFLUX,
INVERSE_DESIGN_PRESSURE,
%                                     INVERSE_DESIGN_HEATFLUX,
SURFACE_TOTAL_PRESSURE,
%                                     SURFACE_MASSFLOW,
SURFACE_STATIC_PRESSURE, SURFACE_MACH)
% For a weighted sum of objectives: separate by commas, add
OBJECTIVE_WEIGHT and MARKER_MONITORING in matching order.
OBJECTIVE_FUNCTION= DRAG
%
% List of weighting values when using more than one OBJECTIVE_FUNCTION.
Separate by commas and match with MARKER_MONITORING.
OBJECTIVE_WEIGHT = 1.0

% ----- SLOPE LIMITER AND DISSIPATION SENSOR DEFINITION -----
% -----%
%
% Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws (TVD) in the flow
equations.

```

```

%           Required for 2nd order upwind schemes (NO, YES)
MUSCL_FLOW= YES
%
% Slope limiter (NONE, VENKATAKRISHNAN, VENKATAKRISHNAN_WANG,
%               BARTH_JESPERSEN, VAN_ALBADA_EDGE)
SLOPE_LIMITER_FLOW= VENKATAKRISHNAN
%
% Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws (TVD) in the turbulence
equations.
%           Required for 2nd order upwind schemes (NO, YES)
MUSCL_TURB= NO
%
% Slope limiter (NONE, VENKATAKRISHNAN, VENKATAKRISHNAN_WANG,
%               BARTH_JESPERSEN, VAN_ALBADA_EDGE)
SLOPE_LIMITER_TURB= VENKATAKRISHNAN
%
% Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws (TVD) in the adjoint flow
equations.
%           Required for 2nd order upwind schemes (NO, YES)
MUSCL_ADJFLOW= YES
%
% Slope limiter (NONE, VENKATAKRISHNAN, BARTH_JESPERSEN, VAN_ALBADA_EDGE,
%               SHARP_EDGES, WALL_DISTANCE)
SLOPE_LIMITER_ADJFLOW= VENKATAKRISHNAN
%
% Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws (TVD) in the turbulence
adjoint equations.
%           Required for 2nd order upwind schemes (NO, YES)
MUSCL_ADJTURB= NO
%
% Slope limiter (NONE, VENKATAKRISHNAN, BARTH_JESPERSEN, VAN_ALBADA_EDGE)
SLOPE_LIMITER_ADJTURB= VENKATAKRISHNAN
%
% Coefficient for the Venkat's limiter (upwind scheme). A larger values
decrease
%           the extent of limiting, values approaching zero cause
%           lower-order approximation to the solution (0.05 by default)
VENKAT_LIMITER_COEFF= 0.05
%
% Reference coefficient for detecting sharp edges (3.0 by default).
REF_SHARP_EDGES = 3.0
%
% Coefficient for the adjoint sharp edges limiter (3.0 by default).
ADJ_SHARP_LIMITER_COEFF= 3.0
%
% Remove sharp edges from the sensitivity evaluation (NO, YES)
SENS_REMOVE_SHARP = NO
%
% Freeze the value of the limiter after a number of iterations
LIMITER_ITER= 999999
%
% 1st order artificial dissipation coefficients for
% the Lax-Friedrichs method ( 0.15 by default )
LAX_SENSOR_COEFF= 0.15

```

```

%
% 2nd and 4th order artificial dissipation coefficients for
%   the JST method ( 0.5, 0.02 by default )
JST_SENSOR_COEFF= ( 0.5, 0.02 )
%
% 1st order artificial dissipation coefficients for
%   the adjoint Lax-Friedrichs method ( 0.15 by default )
ADJ_LAX_SENSOR_COEFF= 0.15
%
% 2nd, and 4th order artificial dissipation coefficients for
%   the adjoint JST method ( 0.5, 0.02 by default )
ADJ_JST_SENSOR_COEFF= ( 0.5, 0.02 )

% ----- LINEAR SOLVER DEFINITION -----
-----%
%
% Linear solver or smoother for implicit formulations:
% BCGSTAB, FGMRES, RESTARTED_FGMRES, CONJUGATE_GRADIENT (self-adjoint
% problems only), SMOOTHER.
LINEAR_SOLVER= FGMRES
%
% Same for discrete adjoint (smoothers not supported)
DISCADJ_LIN_SOLVER= FGMRES
%
% Preconditioner of the Krylov linear solver or type of smoother (ILU,
% LU_SGS, LINELET, JACOBI)
LINEAR_SOLVER_PREC= ILU
%
% Same for discrete adjoint (JACOBI or ILU)
DISCADJ_LIN_PREC= ILU
%
% Linael solver ILU preconditioner fill-in level (0 by default)
LINEAR_SOLVER_ILU_FILL_IN= 0
%
% Minimum error of the linear solver for implicit formulations
LINEAR_SOLVER_ERROR= 1E-6
%
% Max number of iterations of the linear solver for the implicit
% formulation
LINEAR_SOLVER_ITER= 5
%
% Restart frequency for RESTARTED_FGMRES
LINEAR_SOLVER_RESTART_FREQUENCY= 10
%
% Relaxation factor for smoother-type solvers (LINEAR_SOLVER= SMOOTHER)
LINEAR_SOLVER_SMOOTHER_RELAXATION= 1.0

% ----- MULTIGRID PARAMETERS -----
-----%
%
% Multi-grid levels (0 = no multi-grid)
MGLEVEL= 0
%
% Multi-grid cycle (V_CYCLE, W_CYCLE, FULLMG_CYCLE)

```

```

MGCYCLE= V_CYCLE
%
% Multi-grid pre-smoothing level
MG_PRE_SMOOTH= ( 1, 2, 3, 3 )
%
% Multi-grid post-smoothing level
MG_POST_SMOOTH= ( 0, 0, 0, 0 )
%
% Jacobi implicit smoothing of the correction
MG_CORRECTION_SMOOTH= ( 0, 0, 0, 0 )
%
% Damping factor for the residual restriction
MG_DAMP_RESTRICTION= 0.75
%
% Damping factor for the correction prolongation
MG_DAMP_PROLONGATION= 0.75

% ----- FLOW NUMERICAL METHOD DEFINITION -----
-----%
%
% Convective numerical method (JST, LAX-FRIEDRICH, CUSP, ROE, AUSM,
AUSMPLUSUP,
%
%                               AUSMPLUSUP2, HLLC, TURKEL_PREC, MSW, FDS,
SLAU, SLAU2)
CONV_NUM_METHOD_FLOW= FDS
%
% Roe Low Dissipation function for Hybrid RANS/LES simulations (FD, NTS,
NTS_DUCROS)
ROE_LOW DISSIPATION= FD
%
% Post-reconstruction correction for low Mach number flows (NO, YES)
LOW_MACH_CORR= NO
%
% Roe-Turkel preconditioning for low Mach number flows (NO, YES)
LOW_MACH_PREC= NO
%
% Use numerically computed Jacobians for AUSM+up(2) and SLAU(2)
% Slower per iteration but potentially more stable and capable of higher
CFL
USE_ACCURATE_FLUX_JACOBIANS= NO
%
% Entropy fix coefficient (0.0 implies no entropy fixing, 1.0 implies
scalar
%
%                               artificial dissipation)
ENTROPY_FIX_COEFF= 0.0
%
% Higher values than 1 (3 to 4) make the global Jacobian of central
schemes (compressible flow
% only) more diagonal dominant (but mathematically incorrect) so that
higher CFL can be used.
CENTRAL_JACOBIAN_FIX_FACTOR= 4.0
%
% Time discretization (RUNGE-KUTTA_EXPLICIT, EULER_IMPLICIT,
EULER_EXPLICIT)

```

```

TIME_DISCRE_FLOW= EULER_IMPLICIT

% ----- TURBULENT NUMERICAL METHOD DEFINITION -----
% -----%
%
% Convective numerical method (SCALAR_UPWIND)
CONV_NUM_METHOD_TURB= SCALAR_UPWIND
%
% Time discretization (EULER_IMPLICIT)
TIME_DISCRE_TURB= EULER_IMPLICIT
%
% Reduction factor of the CFL coefficient in the turbulence problem
CFL_REDUCTION_TURB= 1.0

% ----- HEAT NUMERICAL METHOD DEFINITION -----
% -----%
%
% Value of the thermal diffusivity
THERMAL_DIFFUSIVITY= 1.0

% ----- GRID ADAPTATION STRATEGY -----
% -----%
%
% Kind of grid adaptation (NONE, PERIODIC, FULL, FULL_FLOW, GRAD_FLOW,
%                          FULL_ADJOINT, GRAD_ADJOINT, GRAD_FLOW_ADJ,
ROBUST,
%                          FULL_LINEAR, COMPUTABLE, COMPUTABLE_ROBUST,
%                          REMAINING, WAKE, SMOOTHING, SUPERSONIC_SHOCK)
KIND_ADAPT= NONE
%
% Percentage of new elements (% of the original number of elements)
NEW_ELEMS= 5
%
% Scale factor for the dual volume
DUALVOL_POWER= 0.5
%
% Adapt the boundary elements (NO, YES)
ADAPT_BOUNDARY= YES

% ----- HYBRID PARALLEL (MPI+OpenMP) OPTIONS -----
% -----%
%
% An advanced performance parameter for FVM solvers, a large-ish value
should be best
% when relatively few threads per MPI rank are in use (~4). However,
maximum parallelism
% is obtained with EDGE_COLORING_GROUP_SIZE=1, consider using this value
only if SU2
% warns about low coloring efficiency during preprocessing (performance
is usually worse).
% Setting the option to 0 disables coloring and a different strategy is
used instead,
% that strategy is automatically used when the coloring efficiency is
less than 0.875.

```

```

% The optimum value/strategy is case-dependent.
EDGE_COLORING_GROUP_SIZE= 512
%
% Independent "threads per MPI rank" setting for LU-SGS and ILU
preconditioners.
% For problems where time is spend mostly in the solution of linear
systems (e.g. elasticity,
% very high CFL central schemes), AND, if the memory bandwidth of the
machine is saturated
% (4 or more cores per memory channel) better performance (via a
reduction in linear iterations)
% may be possible by using a smaller value than that defined by the
system or in the call to
% SU2_CFD (via the -t/--threads option).
% The default (0) means "same number of threads as for all else".
LINEAR_SOLVER_PREC_THREADS= 0
%
% ----- SCREEN/HISTORY VOLUME OUTPUT -----
-----%
%
% Screen output fields (use 'SU2_CFD -d <config_file>' to view list of
available fields)
SCREEN_OUTPUT= (INNER_ITER, AERO_COEFF, RMS_DENSITY, RMS_MOMENTUM-X,
RMS_MOMENTUM-Y, RMS_ENERGY)
%
% History output groups (use 'SU2_CFD -d <config_file>' to view list of
available fields)
HISTORY_OUTPUT= (ITER, AERO_COEFF, RMS_RES)
%
% Volume output fields/groups (use 'SU2_CFD -d <config_file>' to view
list of available fields)
VOLUME_OUTPUT= (COORDINATES, SOLUTION, PRIMITIVE, VORTEX_IDENTIFICATION)
%
% Writing frequency for screen output
SCREEN_WRT_FREQ_INNER= 1
%
SCREEN_WRT_FREQ_OUTER= 1
%
SCREEN_WRT_FREQ_TIME= 1
%
% Writing frequency for history output
HISTORY_WRT_FREQ_INNER= 1
%
HISTORY_WRT_FREQ_OUTER= 1
%
HISTORY_WRT_FREQ_TIME= 1
%
% Writing frequency for volume/surface output
OUTPUT_WRT_FREQ= 50
%
% ----- INPUT/OUTPUT FILE INFORMATION -----
-----%
%
% Mesh input file

```

```
MESH_FILENAME= project1.cgns
%
% Mesh input file format (SU2, CGNS)
MESH_FORMAT= CGNS
%
% Mesh output file
MESH_OUT_FILENAME= mesh_out.su2
%
% Restart flow input file
SOLUTION_FILENAME= solution_flow.dat
%
% Restart adjoint input file
SOLUTION_ADJ_FILENAME= solution_adj.dat
%
% Output tabular file format (TECPLOT, CSV)
TABULAR_FORMAT= TECPLOT
%
% Files to output
% Possible formats : (TECPLOT, TECPLOT_BINARY, SURFACE_TECPLOT,
% SURFACE_TECPLOT_BINARY, CSV, SURFACE_CSV, PARAVIEW, PARAVIEW_BINARY,
% SURFACE_PARAVIEW,
% SURFACE_PARAVIEW_BINARY, MESH, RESTART_BINARY, RESTART_ASCII, CGNS,
% STL)
% default : (RESTART, PARAVIEW, SURFACE_PARAVIEW)
OUTPUT_FILES= (RESTART, PARAVIEW, SURFACE_PARAVIEW)
%
% Output file convergence history (w/o extension)
CONV_FILENAME= history
%
% Output file with the forces breakdown
BREAKDOWN_FILENAME= forces_breakdown.dat
%
% Output file restart flow
RESTART_FILENAME= restart_flow.dat
%
% Output file restart adjoint
RESTART_ADJ_FILENAME= restart_adj.dat
%
% Output file flow (w/o extension) variables
VOLUME_FILENAME= flow
%
% Output file adjoint (w/o extension) variables
VOLUME_ADJ_FILENAME= adjoint
%
% Output Objective function
VALUE_OBJFUNC_FILENAME= of_eval.dat
%
% Output objective function gradient (using continuous adjoint)
GRAD_OBJFUNC_FILENAME= of_grad.dat
%
% Output file surface flow coefficient (w/o extension)
SURFACE_FILENAME= surface_flow
%
% Output file surface adjoint coefficient (w/o extension)
```

```
SURFACE_ADJ_FILENAME= surface_adjoint
%
% Read binary restart files (YES, NO)
READ_BINARY_RESTART= YES
%
% Reorient elements based on potential negative volumes (YES/NO)
REORIENT_ELEMENTS= YES
```