

Referências Bibliográficas

ABRUNHOSA, J. D. M. **Simulação de Escoamento Turbulento Complexo com Modelagem Clássica e de Grandes Escalas**. Rio de Janeiro, 2003. 403 p. Tese de Doutorado - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

ALAM, M.; SANDHAM, N. D. **Direct Numerical Simulation of “Short” Laminar Separation Bubbles with Turbulent Reattachment**, 403:223-250, 2000.

ALHO A.T.P.; ILHA A. **Simulação Numérica de Escoamentos Complexos**. Anais da V Escola de Primavera em Transição e Turbulência, p. 414, 2006.

ANGELE K.P.; KLINGMANN B.M. **PIV Measurements in a Weakly Separating and Reattaching Turbulent Boundary Layer**. European Journal of Mechanics B/Fluids 25: 204–222, 2006.

APPARAO R.B.K.; SQUIRES K.D.; FORSYTHE J.R. **Prediction of the Flow over an Airfoil at Maximum Lift**. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 42^o Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, 2004.

ASSATO, M., **Análise Numérica do Escoamento Turbulento em Geometrias Complexas Usando Modelos não Lineares e uma Formulação Implícita**. São José dos Campos, 2001. Tese de Doutorado - Departamento de Engenharia Aeronáutica e Mecânica, Instituto Tecnológico da Aeronáutica.

BAO F.; DALLMANN U.C. **Some Physical Aspects of Separation Bubble on a Rounded Backward-Facing Step**. Aerospace Science and Technology, 8 (2): 83-91, 2004.

BENAZZA, A.; BLANCO. E. ; ABIDAT M. **2-D Detached-Eddy Simulation Around Elliptic Airfoil at High Reynolds Number**. Journal of Applied Sciences, 7 (4): 547-552, 2007.

BERNIER A.; DUPUIS A. **Numerical Computations of Subsonic and Supersonic Flow for a Grid Finned Projectile.** 21st International Symposium on Ballistics, Adelaide, Australia, 2004.

BRADSHAW P.F.; FERRIS D.H.; ATWELL N.P. **Calculation of Boundary Layer Development Using the Turbulent Energy Equation.** Journal of Fluid Mechanics, 28:593-616, 1967.

BRADSHAW, P.F.; WONG, F. Y. F. **Reattachment of a Turbulent Shear Layer.** Journal of Fluid Mechanics, 52:113-135, 1972.

BRAUN S.; KLUWICK A. **Blow-Up and Control of Marginally Separated Boundary Layers.** Philosophical Transactions of the Royal Society A, 363:1057-1067, 2005.

CASTRO, I. P. ; EPIK, E. **Boundary Layer Development after a Separated Region.** Journal of Fluid Mechanics, 374:91-116, 1998.

CAZALBOU J.B.; SPALART P.R.; BRADSHAW P. **On the Behavior of 2-Equation Models at the Edge of a Turbulent Region.** Physics of Fluids, 6(5):1797-1804, 1993.

CFX-International, **CFX-5 Solver and Solver Manager Version 5.6,** CFX-International, 2003.

CHEN H. C., PATEL V. C. **Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation.** AIAA Journal, 26(6):641-648, 1988.

CHOI, S.K.; NAM, H.Y.; CHO, M. **A Comparison of High-Order Bounded Convection Schemes, Computational Methods in Applied Mechanics And Engineering,** 121:281-301, 1995.

CHORIN A.J.; **Numerical Solution of Navier-Stokes Equations.** Mathematics of Computation, 22:745-762, 1968.

CHORIN A.J.; **On the Convergence of Discrete Approximations to the Navier-Stokes Equations,** Mathematics of Computation, 23:341-353, 1969.

CHOW, F. K.; MOIN, P.. **A Further Study of Numerical Errors in Large-Eddy Simulations.** Journal of Computational Physics, 184:366–380, 2003.

CIARDI M., SAGAUT P., KLEIN M., DAWES W.N. **A Dynamic Finite Volume Scheme for Large-Eddy Simulation on Unstructured Grids.** Journal of Computational Physics, 210: 632–655, 2005.

COLLIE S., **Application of Computational Fluid Dynamics to Two-Dimensional Downwind Sail Flows.** PhD thesis, Departments of Mechanical Engineering and Engineering Science of the University of Auckland, 2005.

COLLIE S., GERRITSEN M., JACKSON P. **Performance of Two-Equation Turbulence Models for Flat Plate Flows with Leading Edge Bubbles.** Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme, 130(2): 021201, 2008.

CRABTREE, L. F. **The Formation of Regions of Separated Flow on Wing Surfaces.** Technical Report RM-3122, Aeronautical Research Council, London, 1957.

CRAFT, T.J.; LAUNDER, B.E. **A Reynolds stress closure designed for complex geometries.** International Journal of Heat and Fluid Flow, 17 (3): 245-254, 1996.

CROMPTON, M. J.; BARRET, R. V. **Investigation of the Separation Bubble Formed Behind the Sharp Leading Edge of a Flat Plate at Incidence.** Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G-Journal of Aerospace Engineering, 214(G3), 157-176, 2000.

CROMPTON, M. J.; **The Thin Airfoil Leading Edge Separation Bubble.** PhD thesis, Department of Aerospace Engineering University of Bristol, 2001.

DALY, B. J.; HARLOW F. H. **Transport Equations in Turbulence.** Physics Fluids, 13:2634-2649, 1970.

DATE A. W., **Fluid Dynamical View of Pressure Checkerboarding Problem and Smoothing Pressure Correction on Meshes with Colocated Variables,** International Journal of Heat And Mass Transfer, 46(25):4885-4898, 2003.

DAVIDSON, P.A. **Turbulence – An Introduction for Scientists and Engineers.** Oxford University Press, 2004. 657 p.

DECK S.; DUVEAU P.; D'ESPINEY P.; GUILLEN P. **Development and Application of Spalart-Allmaras One Equation Turbulence Model to Three-Dimensional Supersonic Complex Configurations.** Aerospace Science and Technology, 6 (3): 171-183, 2002.

DESCHAMPS C. J., **Modelos Algébricos e Diferenciais.** I Escola de Primavera de Transição e Turbulência, p. 99 , 1998.

DIETRICH F.; GUILLEN P. ; CAYZAC R. **Projectile Trajectory Simulation Using CFD Code.** 21st International Symposium on Ballistics, Adelaide, South Australia, 2004.

DURBIN P. A. **Near-Wall Turbulence Closure Without Damping Functions** Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 3(1): 1-13, 1991.

DURBIN P. A. **Separated Flow Computations with the $\kappa - \varepsilon - V^2$ Model.** AIAA Journal, 33(4):659-664, 1995.

DURST, F. **Optical Techniques for Fluid-Flow and Heat-Transfer .** Experimental Thermal and Fluid Science, 3 (1): 33-51, 1990.

FADAI-GHOTBI, A.; MANCEAU, R.; BOREE, J. **Revisiting URANS Computations of the Backward-Facing Step Flow Using Second Moment Closures. Influence of the Numerics.** Flow Turbulence and Combustion, 81(3):395-414, 2008.

FERREIRA R.P.C.; FREIRE R.C.S.; DEEP G.S. **Performance Evaluation of a Fluid Temperature-Compensated Single Sensor Constant Temperature Anemometer.** IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 52(5): 1554-1558, 2003.

FINDIKAKIS A.N., STREET R.L. **Mathematical-Description of Turbulent Flows.** Journal of the Hydraulics Division-Asce, 108(8): 887-903, 1982.

- FLUENT. **Fluent 6.3 Documentation**. Fluent Inc. Software Version 6.3.26. 2006.
- GAMBIT. **Gambit 2.3 Documentation**. Fluent Inc. Software Version 2.3.16. 2006.
- GASKELL, P.H.; LAU A.K.C. **Curvative-Compensated Convective Transport: SMART, a New Boundedness-Preserving Transport Algorithm**, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 8(6):617-641, 1988.
- GATSKI T.B. **Constitutive Equations for Turbulent Flows**. Theoretical Computational Fluid Dynamics, 18: 345–369, 2004.
- GASTER, M. **The Structure and Behaviour of Laminar Separation Bubbles**. Advisory Group for Aerospace Research and Development, NATO Research and Technology Organisation, Conference Proceedings report CP-4, Part 2, 813-854, 1966.
- GAULT, D. E. **An Experimental Investigation of Regions of Separated Laminar Flow**. Technical Report NACA TN-3505, 1955.
- GAULT, D.E., **An Investigation at Low Speed of the Flow Over a Simulated Flat Plate at Small Angles of Attack Using Pitot Static and Hot-Wire Probes**, Technical Report TN-3876, NACA, 1957.
- GIBSON M.M., LAUNDER B.E. **Ground Effects on Pressure-Fluctuations in Atmospheric Boundary-Layer** Journal of Fluid Mechanics, 86:491-511, 1978.
- GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H. **A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model**. Physics of Fluids A 3(7):1760-1765, 1991.
- GHOSAL, S.; MOIN, P. **The Basic Equations for the Large Edge Simulation of Turbulent Flows in Complex Geometry**. Journal of Computational Physics, 118: 24-37,1995.
- HANJALIC K. **Advanced Turbulent Closure Models: a View of Current Status and Future Prospects**. International Journal of Heat and Fluid Flow, 15:178-203, 1994.

HANJALIC, K.; JAKIRLIC, S. **Contribution Towards the Second-Moment Closure Modelling of Separating Turbulent Flows.** COMPUTERS & FLUIDS, 27(2):137-156, 1998.

HETSCH, T. ; RIST, U. **An Analysis of The Structure of Laminar Separation Bubbles in Swept Infinite Geometries.** European Journal of Mechanics B/Fluids, 28: 486–493, 2009.

HORTON, H. R., **A Semi-Empirical Theory for the Growth and Bursting of Laminar Separation Bubbles.** Londres: Aeronautical Research Council, 1969, 44p. Technical Report ARC CP-1073.

HUTCHINSON B. R., RAITHBY G. D. **A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy.** Numerical Heat Transfer, 9:511-537, 1986.

ISSA R. I. **Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting.** Journal of Computational Physics, 62:40-65, 1986.

JOHNSON, W. **Robins, Benjamin (18TH-Century Founder of Scientific Ballistics) – Some European Dimensions and Past and Future Perceptions.** International Journal of Impact Engineering, 12(2): 293-323, 1992.

JONES, B. M. **Stalling.** Journal of Royal Aerodynamic Society, 38(285):741-770, 1934.

JONGEN, T. ; MARX, Y.P. **Design of an Unconditionally Stable, Positive Scheme for the K-Epsilon And Two-Layer Turbulence Models.** Computers & Fluids, 26(5):469-487, 1997.

KIM H.J.; LEE S.; FUJISAWA N. **Computation of unsteady flow and aerodynamic noise of NACA0018 airfoil using large-eddy simulation.** International Journal of Heat and Fluid Flow, 27: 229–242, 2006.

KIM S.E. **Large Eddy Simulation Using an Unstructured Mesh Based Finite-Volume Solver.** 34^o AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2004.

KIM W.W. ; MENON S. **Application of the Localized Dynamic Subgrid-Scale Model to Turbulent Wall-Bounded Flows**. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 35^o Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, 1997.

KOBAYASHI, T. **Large Eddy Simulation for Engineering Applications**. Fluid Dynamics Research, 38: 84–107, 2006.

LANG M., RIST U., WAGNER S. **Investigations on Controlled Transition Development in a Laminar Separation Bubble by Means Of LDA and PIV**. Experiments in Fluids, 36 (1): 43-52, 2004.

LAUNDER B. E.; REECE G. J.; RODI W. **Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure**. Journal of Fluid Mechanics, 68(3):537-566, 1975.

LAUNDER B. E. **Second-Moment Closure: Present... and Future?** International Journal of Heat and Fluid Flow, 10(4):282-300, 1989.

LAUNDER B. E.; SHIMA N. **Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application**. AIAA Journal, 27(10):1319-1325, 1989.

LAUNDER B.E.; SANDHAM N.D. **Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows**. 1st ed. Cambridge University Press, 2001. 600 p.

LASHER, W.C.; TAULBEE, D.B. **On the Computation of Turbulent Backstep Flow**. International Journal of Heat and Fluid Flow. 13(1): 30-40, 1992.

LASHER, W.C.; SONNENMEIER J.R. **An Analysis of Practical RANS Simulations for Spinnaker Aerodynamics**. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. 96:143-165, 2008.

LEONARD, B. P. **A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 19 (1): 59-98, 1979.

LEONARD, B. P. **Simple High-Accuracy Resolution Program for Convective Modelling of Discontinuities**, International Journal Numerical Methods Fluids, 8:1291-1318, 1988.

LEONARD, B. P., MOKHTARI S. **ULTRA-SHARP Nonoscillatory Convection Schemes for High-Speed Steady Multidimensional Flow**. NASA TM 1-2568 (ICOMP-90-12), NASA Lewis Research Center, 1990.

LEONARD, B. P., **The ULTIMATE Conservative Difference Scheme Applied To Unsteady One-Dimensional Advection**. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 88:17-74, 1991.

LESIEUR M.; COMTE P.; LAMBALLAIS E.; METAIS O.; SILVESTRINI G. **Large-Eddy Simulations of Shear Flows**. Journal of Engineering Mathematics, 32 (2-3): 195-215,1997.

LESIEUR M.; COMTE P.; METAIS O. **Large-Eddy Simulations of Turbulence**. Cambridge University Press, 2005, 219p.

LIEN F. S.; LESCHZINER M. A.. **Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure**. Computers and Fluids, 23(8):983-1004, 1994.

LIAN Y.S.; SHYY W.; VIIERU D.; ZHANG B.N. **Membrane Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicles**. Progress in Aerospace Sciences, 39 (6-7): 425-465, 2003.

LILLY, D. K. **A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method**. Physics of Fluids A 4(3): 633-635, 1992.

LIU, C. **High performance computation for DNS/LES**. Applied Mathematical Modelling, 30: 1143–1165, 2006.

MALISKA C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. Editora Livros Técnicos e Científicos, 2004, 474 p.

McGREGOR, I. **Regions of Localised Boundary Layer Separation and their Role in the Nose-Stalling of Aerofoils**. PhD thesis, Queen Mary College, University of London, 1954.

McCULLOUGH, G. B.; GAULT, D. E. **Examples of Three Representative Types of Airfoil Stall at Low Speed**. Technical Report TN-2502, NACA, 1951.

MENTER F. R. **Influence of Freestream Values on $k-\omega$ Turbulence Model Predictions**, AIAA Journal, 30(6):1657-1659, 1992.

MENTER F. R. **Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications**, AIAA Journal, 32(8):1598-1605, 1994.

MENTER F. R.; KUNTZ M.; LANGTRY R. **Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model**, Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, 625-632 , 2003.

MITTAL, R.; MOIN, P.. **Suitability of Upwind-Biased Finite Difference Schemes for Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows**. AIAA Journal, 35:1415–1417, 1997.

MOIN, P.. **Advances in Large Eddy Simulation Methodology for Complex Lows**. International Journal of Heat and Fluid Flow, 23:710–720, 2002.

NAOT D, SHAVIT A, WOLFSHTE.M **Interactions between Components of Turbulent Velocity Correlation Tensor Due to Pressure Fluctuations**. Israel Journal of Technology, 8(3): 259-279, 1970.

NEWMAN, B.G.; TSE, M.C., **Incompressible Flow Past a Flat Plate Aerofoil with Leading Edge Separation Bubble**, Aeronautical Journal, 96:57-64, 1992.

OPENFOAM. <http://www.open CFD.co.uk/openfoam/> .

ÖSTERLUND, J., **Experimental Studies of Zero Pressure-Gradient Turbulent Boundary Layer Flow**. Estocolmo (Suécia), 1999. 194p. PhD thesis - Department of Mechanics, Royal Institute of Technology, Kungl Tekniska Högskolan.

OWEN, P. R. ; KLANFER, L. **On the Laminar Boundary-Layer Separation from the Leading Edge of a Thin Aerofoil.** Technical Report CP 220, ARC, 1953.

PATANKAR, S.V., **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, John Benjamins Publishing, 1980, 197p.

PAULEY, L. L.; PARVIZ, M. ; REYNOLDS, W. C.. **The Structure of Two-Dimensional Separation.** Journal of Fluid Mechanics, 220:397–411, 1990.

PETRY, A. P. **Análise Numérica de escoamentos Turbulentos Tridimensionais Empregando o Método de Elementos Finitos e Simulação de Grandes Escalas.** Porto Alegre, 2002. 146p. Tese Doutorado - Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

PIOMELLI, U. **Large-Eddy Simulation: Achievements and Challenges.** Progress in Aerospace Sciences, 35: 335-362, 1999.

POPE, S. B. **Turbulent Flows.** 1 ed. Cambridge University Press, 2000, 770 p.

REZENDE, A.L.T. ; NIECKELE, A.O., **Prediction of the Flow Over a Thin Flat Plate at Shallow Incidence**, Proceedings of the 19th International Congress of Mechanical Engineering – COBEM, 2007.

REZENDE, A.L.T.; SAMPAIO, L.E.B.; NIECKELE, A.O., **Reynolds Average Navier-Stokes Simulation of Highly Anisotropic Turbulence Structures**, Proceedings of the 6th Spring School of Transition and Turbulence – EPTT, 2008.

REZENDE, A.L.T.; SAMPAIO, L.E.B.; NIECKELE, A.O., **Numerical Studies of a Highly Anisotropic Recirculation Bubble in a Thin Flat Plate at Small Angle of Attack**, The Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, Seoul National University, Seoul, Korea, 2009a.

REZENDE, A.L.T. ; NIECKELE, A.O., **Evaluation Of Turbulence Models To Predict The Edge Separation Bubble Over A Thin Aerofoil**, Proceedings of the 20th International Congress of Mechanical Engineering – COBEM, 2009b.

RHIE, C. M. ; W. L. CHOW. **Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation.** AIAA Journal, 21(11):1525-1532, 1983.

ROBERTS, S.K.; YARAS M.I. **Large-Eddy Simulation of Transition in a Separation Bubble.** Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme, 128 (2): 232-238, 2006.

RODANO, S.J., DAMARIO, J.J. **Chronograph for Measuring Projectile Velocities.** American Journal of Physics, 44(7): 711-712, 1976.

RODI, W. **DNS and LES of Some Engineering Flows.** Fluid Dynamics Research, 38 (2-3): 145-173, 2006.

ROTTA J. **Statistische Theorie Nichthomogener Turbulenz.** Zeitschrift für Physik A 129(6): 547-572, 1951.

SAGAUT, P. **Large Eddy Simulation for Incompressible Flows, An Introduction.** Springer, third edition, 2005, 556p. .

SAKHAROV, V.A.; TROPP E.A. **Computer-Aided Processing of Optical Measurements in Aeroballistic Experiment.** Technical Physics 50 (4): 415-420, 2005.

SAMPAIO, L. E. B. **Simulação de Grandes Escalas da Bolha de Separação em Placas Finas em Pequeno Ângulo.** 2006. 205 f. Tese de Doutorado - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica, Rio de Janeiro, 2006.

SHAANAN, S.; FERZINGER, J. H. ; REYNOLDS, W. C. **Numerical Simulation of Turbulence in Presence of Shear,** Report TF-6, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1975.

SILVA L.F. , **Combustão e Turbulência.** IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência. Porto Alegre, p. 205, 2004.

SILVEIRA NETO, A. **Fundamentos da Turbulência nos Fluidos.** Anais da I Escola de Primavera de Transição e Turbulência, 1998.

SILVEIRA NETO, A. **Simulação de Grandes escalas de Escoamentos Turbulentos**. Anais I Escola de Primavera de Transição e Turbulência, 1998.

SPALART P.R., ALLMARAS S. **A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows**, Technical Report AIAA-92-0439, American Institute of Aeronautics and Astronautics. 1992.

SPALART P.R., STRELETS M.K. **Mechanisms of Transition and Heat Transfer in a Separation Bubble**. Journal of Fluid Mechanics, 403: 329–349, 2000.

SPALART, P. R. **Strategies for Turbulence Modelling and Simulations**. International Journal of Heat and Fluid Flow, 21:252-263, 2000.

SPEZIALE, C. G.; SARKAR S. ; GATSKI, T. B. **Modelling the Pressure-Strain Correlation of Turbulence: an Invariant Dynamical Systems Approach**. Journal of Fluid Mechanics, 227:245-272, 1991.

SREENIVASAN, K.R. **Fluid Turbulence**. Reviews of Modern Physics, 71 (2): 383-395, 1999.

VAN DER WEIDE E., DECONINCK H., ISSMAN E., DEGREGZ G. **A Parallel, Implicit, Multi-Dimensional Upwind, Residual Distribution Method for the Navier-Stokes Equations on Unstructured Grids**. Computational Mechanics, 23(2): 199-208, 1999.

VANDOORMAAL J. P.; RAITHBY G. D. **Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows**. Numerical Heat Transfer, (7):147-163, 1984.

VASILYEV, O. V.; LUND, T. S.; MOIN, P. **A General Class of Commutative Filters for LES in Complex Geometries**. Journal of Computational Physics, 146: 82-104, 1998.

VASUDEVAN M.; LANGE C.F. **Property Dependence of Onset of Instability in Viscoelastic Respiratory Fluids**. International Journal of Engineering Science, 43 (15-16): 1292-1298, 2005.

WARD, J. W. **The Behaviour and Effects of Laminar Separation Bubbles on Aerofoils in Incompressible Flow.** Journal of Royal Aerodynamics Society, 67:783-790, 1963.

WILCOX, D.C. **Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Scale Models.** AIAA Journal 26(11): 1299-1310, 1988.

WILCOX, D.C. **Turbulence Modeling for CFD.** 3 ed. Califórnia:DCW Industries, 1998. 522p.

WOLFSHTEIN M. **The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient.** International Journal of Heat and Mass Transfer, 12:301-318, 1969.

ZHU, J.; RODI, W. **A Low Dispersion and Bounded Convection Scheme,** Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 92:225-232, 1991.

APÊNDICE A

Modelos Sub-Malha

Dois modelos de sub-malha disponíveis na literatura foram utilizados para comparação com os resultados das simulações obtidas neste trabalho e são apresentados a seguir. É o modelo de uma Equação de Kim (2004) e o modelo de forçamento convectivo f-LES de Sampaio (2006).

A.1. Modelo Sub-Malha de uma Equação

Os modelos Smagorinsky simples e dinâmico, discutidos no Capítulo 3, são modelos essencialmente algébricos nos quais as tensões sub-malha são parametrizadas utilizando-se as velocidades das escalas resolvidas. Nesta seção é apresentado um modelo de uma equação que avalia a viscosidade sub-malha a partir da energia cinética das pequenas escalas (κ_{SM}), que é obtida através da solução de uma equação de transporte (Kim, 2004). O modelo sub-malha de uma equação foi proposto por Kim e Menon em 1997.

A energia cinética das escalas sub-malha é definida neste modelo como

$$\kappa_{SM} = \frac{1}{2} \tau_{kk} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_k^2} - \overline{u_k}^2 \right) \quad (\text{A.1})$$

A viscosidade turbulenta sub-malha ν_{SM} é dada por

$$\nu_{SM} = C_k \overline{\Delta} \sqrt{\kappa_{SM}} \quad (\text{A.2})$$

Desta forma a tensão de Reynolds sub-malha das Eqs. (3.94)

e (3.96) pode ser reescrita como

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} \kappa_{SM} \delta_{ij} = -2C_k \sqrt{\kappa_{SM}} \overline{\Delta} S_{ij} \quad (\text{A.3})$$

e a energia cinética turbulenta sub-malha κ_{SM} é resolvida pela seguinte equação de transporte (Kim & Menon, 1997):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \kappa_{SM}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_j \kappa_{SM}})}{\partial x_j} = \\ = -\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_\varepsilon \frac{(\kappa_{SM})^{\frac{3}{2}}}{\Delta} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_{SM}}{\sigma_k} \frac{\partial \kappa_{SM}}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (A.4)$$

onde a interpretação dos três termos a direita são, respectivamente: produção turbulenta pelas escalas filtradas, dissipação viscosa e difusão turbulenta.

As constantes da Eq. (A.4), C_k e C_ε , podem ser determinadas dinamicamente (Kim & Menon, 1997). A constante σ_k poderia também ser obtida dinamicamente, porém normalmente toma-se o valor constante $\sigma_k = 1$ (Kim, 2004).

A Eq. (A.4) captura as mudanças de energia turbulenta em escalas não-resolvidas, que seriam ignoradas por hipóteses de equilíbrio energético, como acontece no modelo de Smagorinsky. No entanto, esse modelo, assim como todos os modelos baseados na Hipótese de Boussinesq, assume alinhamento entre o tensor sub-malha e a taxa de deformação, o que muitas vezes não é verificado. Conclusão, sob circunstâncias ideais nas quais o equilíbrio energético é verificado, este modelo é mais caro computacionalmente e não apresenta desempenho superior ao clássico modelo de Smagorinsky (Sampaio,2006).

A.2. Modelo de Forçamento Sub-Malha (f-LES)

Uma proposta alternativa para modelagem sub-malha, denominada "f-LES", foi apresentada por Sampaio (2006). Este modelo sub-malha está baseado numa representação completamente diferente da interação entre as pequenas e as grandes escalas, sendo utilizado um processo advectivo ao invés de um difusivo, proporcionando um amortecimento adequado em uma porção limitada do espectro. O forçamento sub-malha, dado por

$$f_i = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (A.5)$$

é modelado diretamente, fazendo com que os menores modos suportados pela malha (ou os de maior frequência espacial) sejam severamente amortecidos, enquanto os modos imediatamente maiores permanecem completamente intactos. O modelo f-LES também é um modelo dinâmico como o apresentado

na Seção 3.3.1.2, no sentido em que os modos indesejáveis são identificados e atenuados.

Para apresentar o modelo f-LES, considere o termo convectivo da Eq. (3.5), o qual pode ser escrito com o auxílio da equação da continuidade como

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (\text{A.6})$$

logo, o filtro deste termo é

$$\overline{\overline{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}}} = \overline{\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} \quad (\text{A.7})$$

rescrevendo o lado direito, de forma a usar variáveis resolvidas, tem-se

$$\overline{\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} = \overline{\overline{u_j}} \overline{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} + \left(\overline{\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} - \overline{\overline{u_j}} \overline{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} \right) = \frac{\partial \overline{\overline{u_i}} \overline{\overline{u_j}}}{\partial x_j} + f_i \quad (\text{A.8})$$

logo

$$f_i = \overline{\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} - \overline{\overline{u_j}} \overline{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}}} \quad (\text{A.9})$$

Note que o termo f_i possui um enfoque convectivo. Note ainda que o termo de forçamento f_i é igual ao divergente do tensor de Reynolds,

$$f_i = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{A.10})$$

porém, o mesmo é estimado utilizando um enfoque advectivo.

A formulação desta aproximação advectiva é feita em três passos principais. Com o objetivo de amortecer apenas as menores escalas suportadas pela malha, primeiramente, um detector dos menores modos de corte na malha é derivado. Depois, usando este detector como o elemento básico, constrói-se um termo de forçamento de forma que a taxa amortecimento seja devidamente aplicada a estes modos de corte. Finalmente, limita-se o termo de forçamento de forma a melhorar a seleção de número de onda e taxa amortecimento.

O termo de forçamento sub-malha, que é adicionado à equação filtrada de Navier-Stokes, Eq. (A.8), pode ser escrito como

$$f_i = \xi U_i^* \frac{\partial U_i^*}{\partial x_j} \quad (\text{A.11})$$

onde U_i^* é uma velocidade característica, $\partial U_i^* / \partial x_j$ é uma diferença de gradiente característico de velocidade e ξ é o fator selecionador de frequência. A parcela da diferença do gradiente característico de velocidade é o detector das menores escalas, ou detector do modo de corte, sendo calculado pela diferença de duas formas para avaliação do gradiente, correspondendo a dois níveis distintos de precisão. A idéia é que as derivadas são maiores nas escalas com maior frequência, e a precisão da aproximação fará diferença neste caso.

A velocidade característica, a qual fornece o caráter advectivo à formulação é a mesma do campo filtrado, $U_i^* = \overline{\overline{u_i}}$.

O fator selecionador da frequência ξ tem o propósito de garantir que o termo de forçamento f_i só está presente quando o modo descoberto realmente é o menor modo que a malha pode representar, ou em outras palavras, o modo de corte. Além disso, esse fator garante uma boa seletividade em frequência, tornando $f_i = 0$ para qualquer outro modo com comprimento de onda maior que o comprimento do modo de corte.

APÊNDICE B

Domínio Computacional e Malha

B.1. Simulações RANS

O primeiro domínio computacional utilizado foi definido baseado no trabalho de Sampaio (2006), e encontra-se ilustrado na Figura B.1. A placa possui uma corda igual a c . Utilizou-se o tamanho do domínio a montante, assim como acima e abaixo da placa como sendo igual a corda c . A jusante da placa o domínio possui comprimento $3c$. A placa foi definida alinhada com as fronteiras do domínio e o escoamento foi prescrito nas fronteira denominadas “entrada” com a inclinação desejada, correspondente a cada caso analisado. As outras duas fronteiras foram definidas como fronteiras de saída, onde a pressão ambiente foi especificada.

Sampaio (2006) realizou simulações LES, com uma malha estruturada com 26187 células no plano. Este domínio é bem menor do que o domínio utilizado por Collie et al (2008) e foi selecionado por Sampaio (2006) pois havia restrições de capacidade computacional. Devido à proximidade da fronteira de saída, não foi possível obter convergência com os modelos SST e Spalart-Allmaras.



Figura B.1 - Detalhes do domínio computacional de Sampaio (2006).

A Figura B.1 ilustra o domínio computacional utilizado para as simulações do presente trabalho, o qual foi definido baseado no trabalho de Collie et al. (2008), onde os modelos $\kappa - \omega$ (Wilcox, 1998) e SST foram analisados através do programa CFX (CFX-International, 2003) com o esquema de interpolação

Upwind de Segunda Ordem. Neste caso, o tamanho do domínio foi incrementado em todos os lados ao redor da placa. Adicionalmente, a fronteira superior é mais afastada do que a inferior.

Assim como no trabalho de Collie et al. (2008), o domínio apresentado na Figura B.2 mostrou-se adequado, pois as condições de contorno longe da placa tiveram influências desprezíveis na solução do escoamento próximo à região de interesse.

Na Figura B.2, além das fronteiras do domínio, estão presentes os tipos de condições de contorno. As condições de entrada do escoamento encontram-se a esquerda e abaixo do domínio, enquanto que as condições de saída localizam-se nas fronteiras acima e a direita da Figura B.2, de forma análoga ao descrito para a primeira geometria.

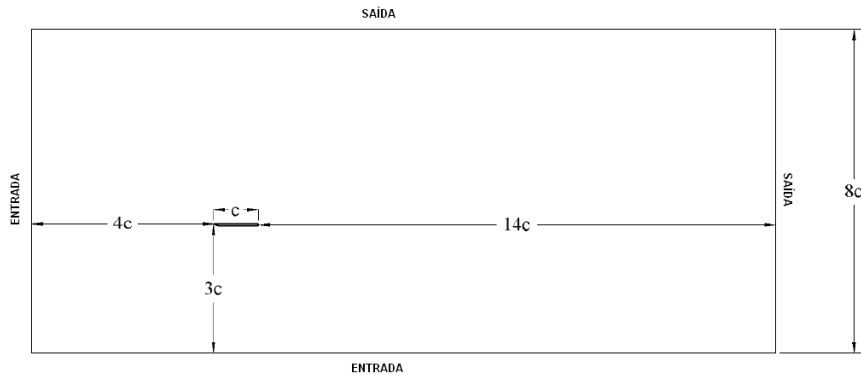


Figura B.2 – Detalhes do domínio computacional utilizado neste trabalho.

A Figura B.3 apresenta um esboço do domínio computacional (fora de escala) dividido em blocos auxiliares numerados, para facilitar a distribuição da malha, além de mostrar as dimensões de cada bloco. Como pode ser visto, o bloco 25 é o principal alvo de possíveis alterações para obtenção da solução, pois o maior objetivo do trabalho é capturar a bolha de recirculação formada sobre a placa.

Acompanhando os trabalhos anteriores (Sampaio, 2006; Collie et al. 2008), optou-se por trabalhar com malha estruturada, pois apresenta menor erro de não-ortogonalidade e fornece maior facilidade e controle das modificações necessárias na busca de resultados. Na geração de todas as malhas utilizou-se o programa Gambit (Gambit, 2006).

1	2	3	4	5	6	7	64	
8	9	10	11	12	13	14	14,8	
15	16	17	18	19	20	21	0,6	
22	23	24	25	26	27	28	0,6	
29	30	31	PLACA		61	62	63	0,6
37	38	39	32	33	34	35	36	0,2
45	46	47	40	41	42	43	44	0,4
53	54	55	48	49	50	51	52	15,4
53	54	55	56	57	58	59	60	32
48	14,8	1,2	16	2	46	176		

Figura B.3 – Domínio computacional dividido em blocos e suas dimensões.

Inicialmente, a definição da malha também foi baseada no trabalho de Collie et al. (2008), que adotou uma malha plana estruturada com 49625 volumes de controle. Detalhes relacionados com a distribuição da malha em cada bloco do domínio não foram apresentados no referido trabalho. Realizou-se algumas simulações para as várias inclinações do escoamento, com uma malha com o mesmo número total de pontos que a de Collie et al. (2008), porém, como os modelos de turbulência selecionados e com os esquemas de interpolação descritos na seção 4.3, novamente não foi possível obter solução convergida.

Desta forma, optou-se por um estudo com uma malha mais fina, contendo 330375 (denominada 330K) volumes de controle no plano, para as simulações RANS. Para esta malha 330K, a Tabela B.1 apresenta a quantidade de volumes de controle no plano para cada bloco contido no domínio e representado na Figura B.3.

Os resultados com esta malha 330K foram satisfatórios (Rezende & Nieckele, 2007), porém a preocupação com o custo computacional das futuras Simulações de Grandes Escalas (LES), em um domínio tri-dimensional, levou a uma reavaliação da malha e a uma nova configuração, com apenas 149389 volumes de controle no plano, para o domínio da Figura B.2, distribuídos nos blocos representados pela Figura B.3. Esta malha foi denominada de malha 150K.

A Tabela B.2 apresenta a quantidade de volumes de controle no plano (malha 150K) para cada bloco contido no domínio e representado na Figura B.3.

Tabela B.1 – Subdivisões da malha 330K para os blocos Figura B.3 .

Bloco	Total de Volumes		Bloco	Total de Volumes		Bloco	Total De Volumes
1	56		22	1666		43	432
2	144		23	4340		44	168
3	328		24	9958		45	168
4	6704		25	199444		46	432
5	64		26	2104		47	984
6	144		27	4284		48	5016
7	56		28	1666		49	5016
8	154		29	413		50	192
9	396		30	1062		51	432
10	902		31	2419		52	168
11	18436		32	12331		53	35
12	176		33	12331		54	90
13	396		34	472		55	205
14	154		35	1062		56	1045
15	154		36	413		57	1045
16	396		37	168		58	40
17	902		38	432		59	90
18	18436		39	984		60	35
19	176		40	5016		61	160
20	396		41	5016		62	360
21	154		42	192		63	140

Tabela B.2 – Subdivisões da malha 150K para os blocos da Figura B.3.

Bloco	Total de Volumes		Bloco	Total de Volumes		Bloco	Total De Volumes
1	56		22	861		43	432
2	144		23	2214		44	168
3	328		24	5043		45	168
4	3360		25	51660		46	432
5	64		26	984		47	984
6	144		27	2214		48	5016
7	56		28	861		49	5016
8	154		29	413		50	192
9	396		30	1062		51	432
10	902		31	2419		52	168
11	9240		32	12331		53	35
12	176		33	12331		54	90
13	396		34	472		55	205
14	154		35	1062		56	1045
15	154		36	413		57	1045
16	396		37	168		58	40
17	902		38	432		59	90
18	9240		39	984		60	35
19	176		40	5016		61	160
20	396		41	5016		62	360
21	154		42	192		63	140

A Figura B.4 ilustra a malha de 150K utilizada, onde pode-se observar que a malha é bem refinada na região da placa, crescendo em direção as fronteiras. A Figura B.4b, apresenta o detalhe da malha sobre a placa, e a Figura B.4c ilustra o detalhe da extremidade em forma de faca. A malha 330 K é análoga a malha 150K, porém é mais refinada.

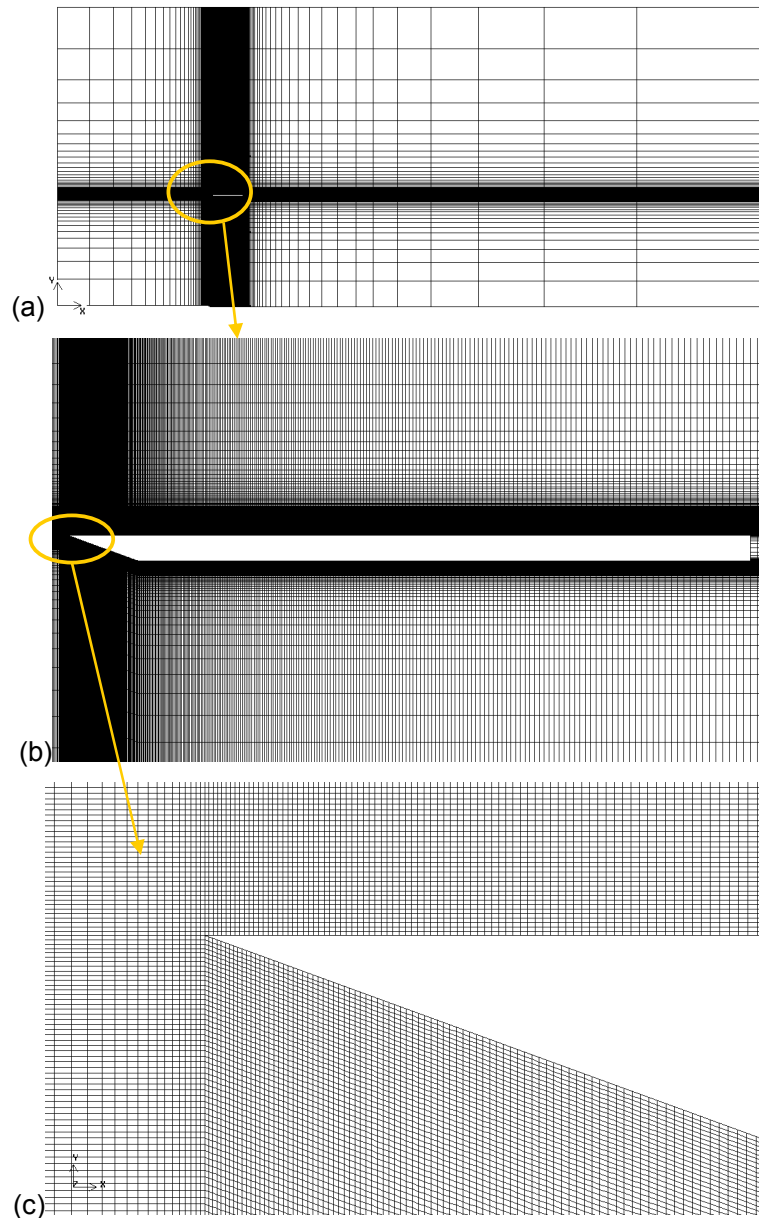


Figura B.4 – Detalhes da malha 150K utilizada na discretização da placa plana para o plano x-y. (a) Domínio completo. (b) Região da placa. (c) Região da ponta de faca da placa.

As Figuras B.5, B.6 e B.7 mostram as comparações entre os perfis de velocidade, os perfis de $\overline{u'u'}$ e a variação do coeficiente de pressão sobre a

placa, para o modelo SST com $\alpha = 1^0$, obtidos com a duas malhas. Para os perfis de \bar{u} e $\overline{u'u'}$ foram utilizadas as quatro primeiras estações conforme a Tabela 5.1 e a Figura 5.2 . As condições de simulação são as mesmas apresentadas na seção 5.3.

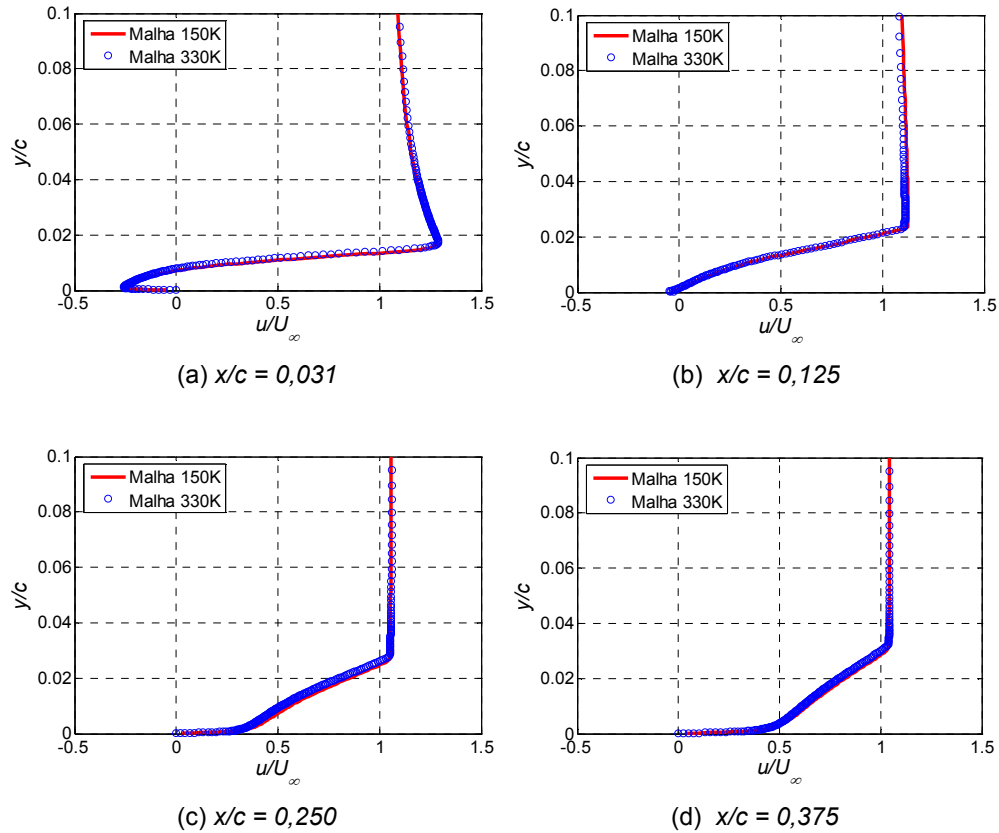


Figura B.5 – Comparação entre as malhas através de \bar{u} (Modelo SST - $\alpha = 1^0$).

Pode-se observar que os diversos perfis são praticamente coincidentes. O maior erro entre toda as soluções apresentadas nas Figuras B.5, B.6 e B.7 não ultrapassa 2%. Desta forma, fica evidente que o uso da malha 150K é adequado para obtenção dos resultados numéricos, e com um menor esforço computacional.

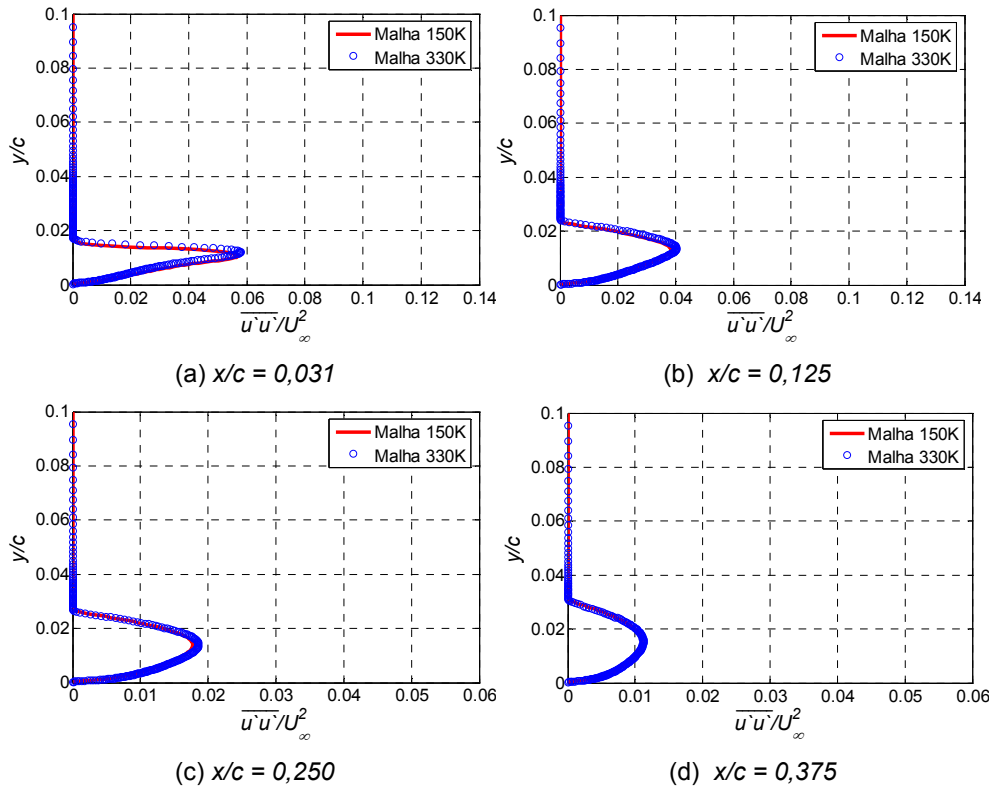


Figura B.6 – Comparação entre as malhas através de $\overline{u'u'}$ (Modelo SST - $\alpha = 1^0$).

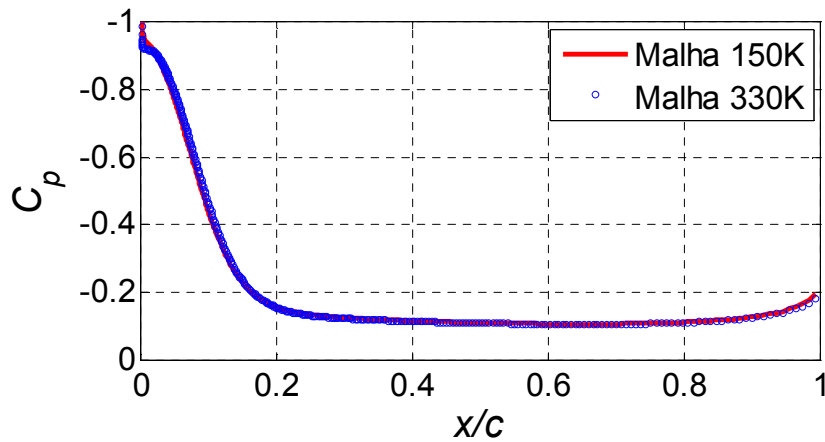


Figura B.7 – Comparação entre as malhas através de C_p (Modelo SST - $\alpha = 1^0$).

Devido ao maior interesse em prever e estudar a formação da bolha de recirculação longa e fina, no interior do bloco 25, realizou-se neste bloco o maior refinamento da malha. Adotou-se neste bloco, um fator de crescimento das células de 1%, em ambas as direções x e y . Nos demais blocos há fatores de expansão gradativos, até o máximo de 10%. A menor célula da malha 150K

localiza-se dentro do bloco 25, mais precisamente junto à ponta da placa, e suas dimensões de altura e largura foram definidas iguais a $0,00015625 \times 0,00015625 c$.

A Figura B.8 apresenta a distribuição de y^+ para o primeiro ponto nodal sobre a placa para $\alpha = 1^\circ$ correspondente aos modelos Spalart-Allmaras (SA), SST $\kappa - \omega$ e RSM. Observa-se que a malha é plenamente satisfatória, pois obteve-se o valor de $y^+ \leq 1$ para todos os modelos.

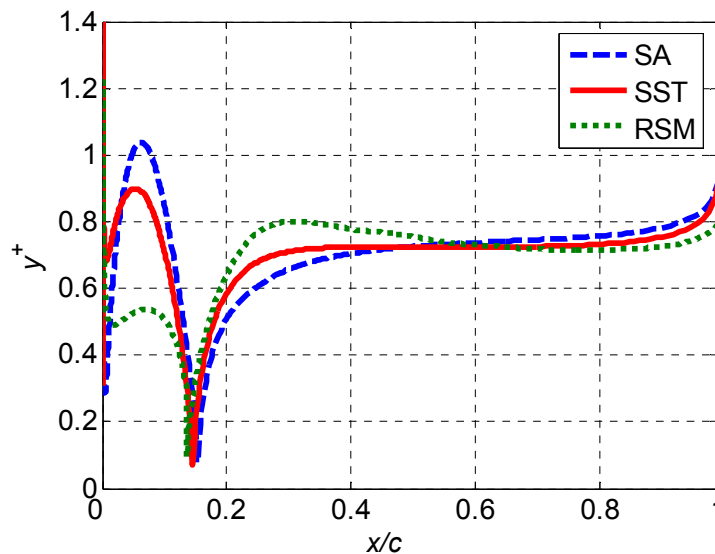


Figura B.8 - Valores de y^+ para os modelos RANS. $\alpha = 1^\circ$.

A mesma malha e domínio foram empregados para os outros dois ângulos de incidência investigados. Em ambos os casos, o valor de y^+ para o primeiro ponto nodal sobre a placa, também ficou abaixo de 1.

As Figuras B.9 e B.10 ilustram a distribuição de y^+ obtida com os modelos Spalart-Allmaras e SST, para os ângulos de incidência $\alpha = 3^\circ$ e $\alpha = 5^\circ$, respectivamente. Não foi possível obter solução com o modelo RSM para ambos os ângulos de incidência.

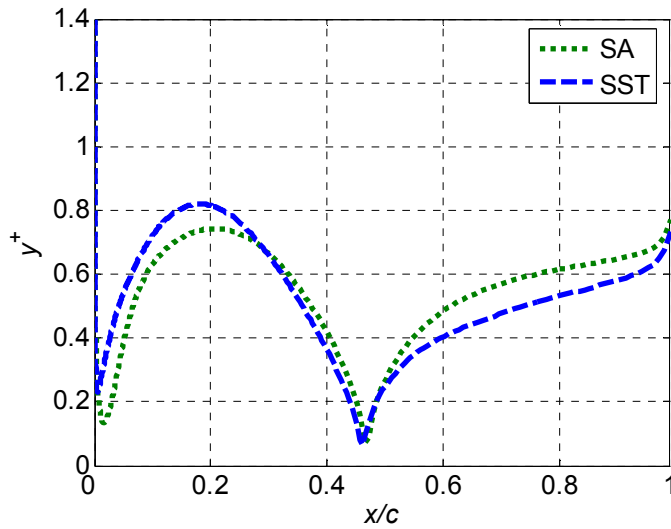


Figura B.9 - Valores de y^+ para os modelos RANS ($\alpha = 3^\circ$).

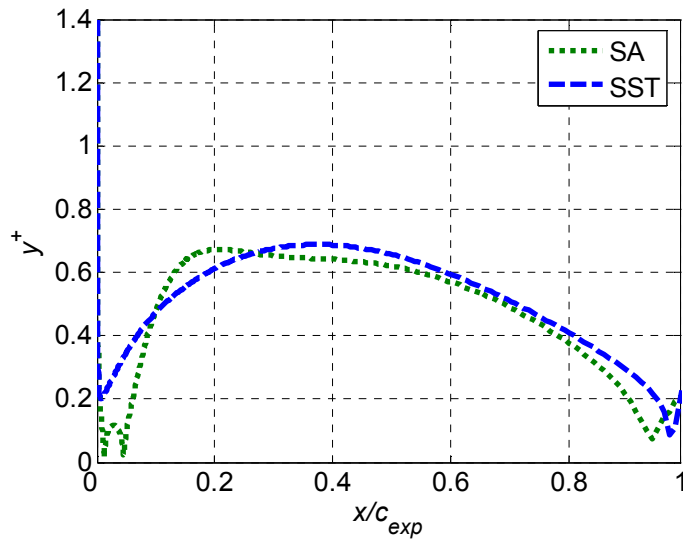


Figura B.10 - Valores de y^+ para os modelos RANS ($\alpha = 5^\circ$).

B.2. Simulações LES

As simulações LES foram realizadas utilizando no plano x-y o mesmo domínio computacional (Figura B.2) e mesmo esquema de malha (Figura B.4) adotados para as simulações RANS. Para obter a tridimensionalidade a malha foi expandida na direção z (perpendicular ao plano da Figura B.2), com comprimento $Z = 0,25c = 4m$ e dividida em 16 partes gerando uma malha tridimensional com 2.390.324 volumes de controle, denominada malha 2,4M.

Sampaio (2006) avaliou se as estruturas turbulentas na direção z estavam bem representadas e se a dimensão utilizada na envergadura ($Z = 0,25c$) com as 16 divisões era adequada, através do modelo LES Sub-Malha de uma Equação (Apêndice A). Para tal, amostrou-se, num determinado instante de tempo, o componente principal do vetor velocidade, $\overline{u_x}$, ao longo da envergadura, em diversas coordenadas (x, y) . Assim, através do estudo da correlação do sinal amostrado, concluiu-se que esta configuração de malha era satisfatória para simulação numérica.

O menor volume de controle tridimensional utilizado nas simulações LES foi igual a $0,00015625 \times 0,00015625 \times 0,015625 c$, correspondente a Altura \times Largura \times Profundidade, o que garante valores de $y^+ \cong 1$ em toda superfície superior da placa, como pode ser observado na Figura B.11 que ilustra valores instantâneos de y^+ sobre a placa, obtidos após o desenvolvimento estatístico do escoamento. Verifica-se que os valores permaneceram nos patamares desejados, ou seja, $y^+ \cong 1$, considerado ideal para uma simulação LES.

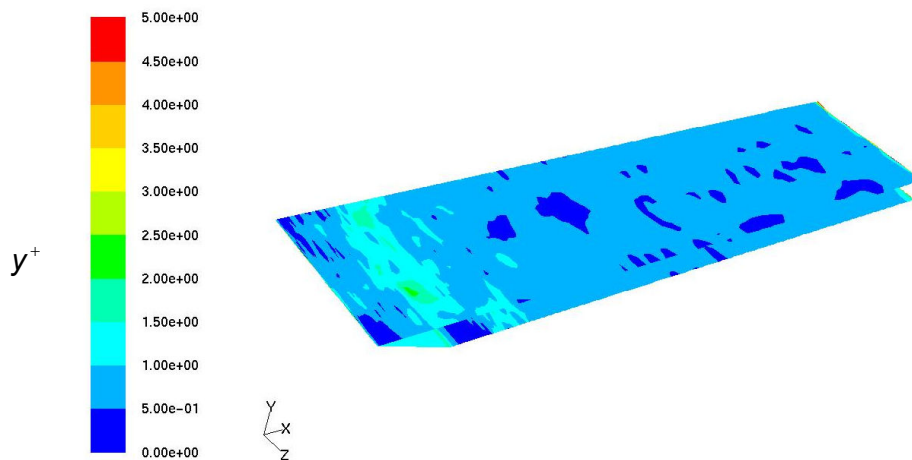


Figura B.11 – Valores instantâneos de $y^+ \cong 1$.

Sampaio (2006) utilizou em suas simulações, com o modelo f-LES, uma malha com 800.000 volumes de controle e $y^+ \leq 10$, a fim de manter os custos computacionais da simulação em níveis aceitáveis. A principal consequência deste $y^+ \leq 10$ foi a imprecisa previsão da bolha secundária formada no interior da bolha longa de recirculação, já que a mesma tem origem após um processo de relaminarização, seguido de separação da camada limite. Assim, o local

exato dessa separação secundária e a extensão dessa bolha foram fortemente influenciados pela intensidade turbulenta a montante da mesma, provando-se que os valores de y^+ devem ser bem mais baixos, como o utilizado no presente trabalho.

Como descrito anteriormente, no bloco 25 da Figura B.3 foi utilizado um fator de crescimento das células de 1%. Nos demais blocos admitiu-se uma taxa de expansão maior, da ordem de até 10% (realizada de forma gradual), sendo que os resultados do escoamento a jusante da placa poderiam ter sido prejudicados, devido a dissipações espúrias, oriundas de erros de comutatividade (Vasilyev et al., 1998). Como o escoamento está submetido a um alto número de Reynolds, pode-se afirmar que as previsões na região de interesse (recirculação) não foram afetadas, uma vez que as informações a jusante têm pouca influência sobre estruturas a montante. Para a simulação com o modelo LES Dinâmico, $\alpha = 5^0$, foi adotada a mesma malha que a utilizada para o caso $\alpha = 1^0$. O valor de y^+ médio ficou em torno de 0,5. A Figura B.12 apresenta os valores de y^+ para este caso, em um determinado instante de tempo.

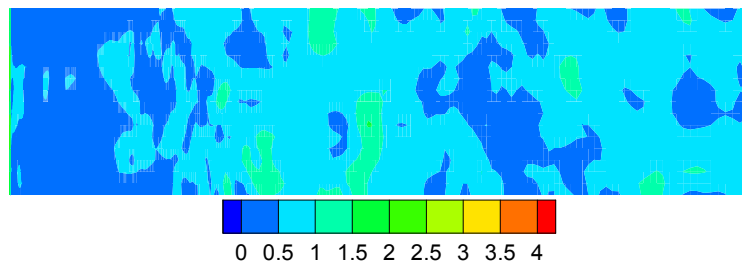


Figura B.12 – Valores instantâneos de y^+ sobre a placa ($\alpha = 5^0$).

B.2.1 Simulação LES para o Ângulo de Ataque $\alpha = 3^0$

A mesma malha utilizada para os ângulos de ataque $\alpha = 1^0$ e 5^0 , também foi utilizada para o ângulo $\alpha = 3^0$. No entanto, o erro obtido na previsão do ponto de recolamento foi aproximadamente igual a 28%. Visando melhorar as previsões obtidas, minimizando o problema de falsa difusão, uma nova distribuição de domínio e malha foi investigada e adotado para a apresentação dos resultados correspondentes a $\alpha = 3^0$.

Com o objetivo de diminuir a difusão numérica, procurou-se alinhar o escoamento com a malha (Patankar, 1980; Maliska, 2004). Dessa forma, nessa simulação a placa foi inclinada em três graus em relação ao eixo x . Assim, a condição de contorno de entrada o escoamento estará alinhado com a malha. A Figura B.13 mostra o domínio computacional para malha utilizada na simulação LES Dinâmico com $\alpha = 3^0$.

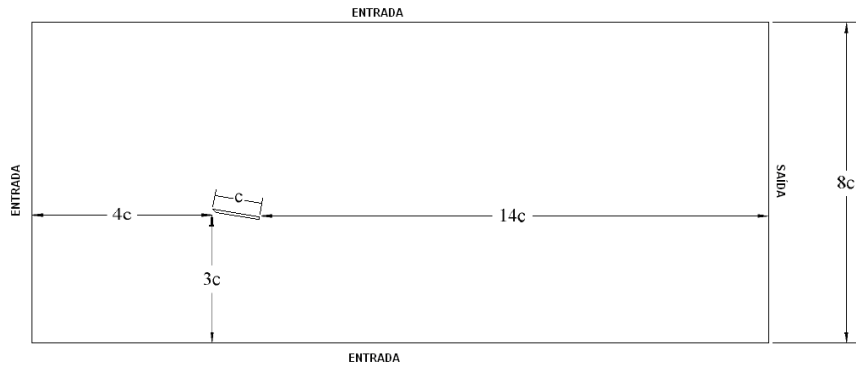


Figura B.13 - Detalhes do domínio computacional para o caso LES Dinâmico em $\alpha = 3^0$.

Apenas duas alterações acontecem em relação ao domínio da Figura B.2. A primeira ocorre na parte superior do contorno do domínio, onde a condição de contorno passou a ser de entrada. A outra modificação é que em todas as posições definidas como condição de contorno de entrada, o valor torna-se

$$\vec{u}_{entrada} = U_{\infty} \vec{i} + 0 \vec{j} + 0 \vec{k} \quad (B.1)$$

Como ilustrado na Figura B.13, o tamanho do domínio segue o mesmo padrão ilustrado na Figura B.2 e que foi utilizado nas simulações LES Dinâmico realizada para $\alpha = 1^0$ e 5^0 . Manteve-se na direção z a mesma envergadura medindo $0,25 c$, com 16 divisões da malha e a condição de contorno periódica, como apresentado na seção anterior.

Além da inclinação da placa no interior do domínio, a malha utilizada para este caso foi elaborada colocando um espaçamento mais uniforme sobre a placa. A Figura B.14 apresenta esta nova malha, onde a Figura B.14a, ilustrada o plano x - y do domínio computacional inteiro, enquanto que as Figuras B.14a e B.14b, ilustram os detalhes da malha na região da placa e da ponta de faca da mesma.

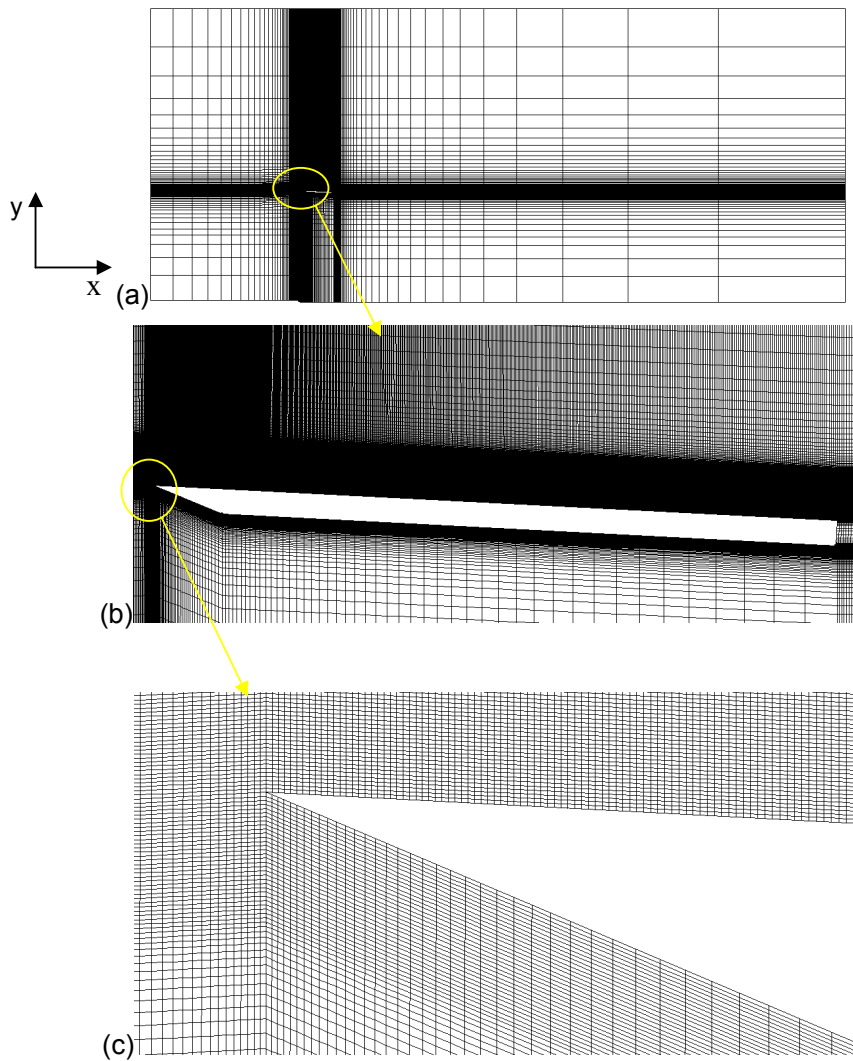


Figura B.14 - Detalhes da malha utilizada na discretização da placa plana ($\alpha = 3^{\circ}$). (a) Plano x-y. Domínio completo, para $\alpha = 3^{\circ}$ (b) Malha na região da placa, para $\alpha = 3^{\circ}$ (c) Malha na região da ponta de faca da placa, para $\alpha = 3^{\circ}$

O domínio computacional foi dividido em 63 subdivisões, como na Figura B.3, conservando-se as mesmas dimensões. A quantidade de células no plano para cada subdivisão nesta nova malha está descrita na Tabela B.3 .

Com as 16 divisões na direção da envergadura da placa, a malha total ficou com 2935872 de volumes de controle (denominada malha 2,9M).

Visando manter a Simulação de Grandes Escalas em um nível de processamento aceitável, no início do bloco 25, localizado junto ao bordo de ataque da placa, o menor volume de controle foi definido com dimensões iguais a $0,000390625 \times 0,0005859375 \times 0,015625$ c , correspondente a Altura \times Largura \times Profundidade, respectivamente. A maior distância do primeiro ponto

nodal à superfície da placa, foi definida igual a $0,000390625 c$, o que torna o valor de y^+ médio sobre a placa igual a $1,6$, como pode ser observado na Figura B.15 que apresenta os valores de y^+ para esta nova configuração, em um determinado instante de tempo.

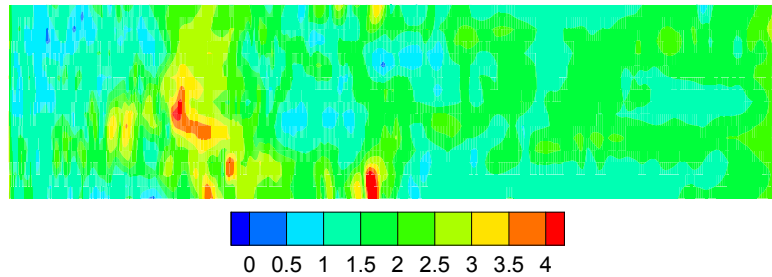


Figura B.15 – Valores instantâneos de y^+ sobre a placa ($\alpha = 3^0$).

Assim como no trabalho de Sampaio (2006), devido ao valor de y^+ estar um pouco acima da unidade, a previsão da segunda bolha de recirculação foi afetada.

Tabela B.3 – Subdivisões da malha com a placa inclinada para os blocos da Figura B.2 .

Bloco	Total de Volumes	Bloco	Total de Volumes	Bloco	Total De Volumes
1	81	22	783	43	460
2	225	23	2175	44	140
3	378	24	3654	45	216
4	5994	25	57942	46	600
5	207	26	2001	47	1008
6	207	27	2001	48	1152
7	63	28	609	49	1128
8	351	29	279	50	552
9	975	30	775	51	552
10	1638	31	1302	52	168
11	25974	32	1488	53	45
12	897	33	1457	54	125
13	897	34	713	55	210
14	273	35	713	56	240
15	648	36	217	57	235
16	1800	37	180	58	115
17	3024	38	500	59	115
18	47952	39	840	60	35
19	1656	40	960	61	437
20	1656	41	940	62	437
21	504	42	460	63	133

O valor do comprimento do primeiro volume de controle aumentou ($0,0005859375 c$), porém no interior do bloco 25 (Figura B.3) realizou-se um crescimento das células com um fator 0,25%, em ambas as direções x e y , buscando-se manter o espaçamento da malha nesta região situada sobre a placa o mais uniforme possível. Este procedimento foi empregado, visando com o mesmo diminuir dissipações espúrias, oriundas de erros de comutatividade (Vasilyev et al., 1998). Nos demais blocos admitiu-se uma taxa de expansão maior, da ordem de até 10%, realizada de forma gradual.

A Figura B.16 mostra uma comparação entre as malhas 2,4M e 2,9M, através do resultado obtido com o modelo LES Dinâmico para o coeficiente de pressão.

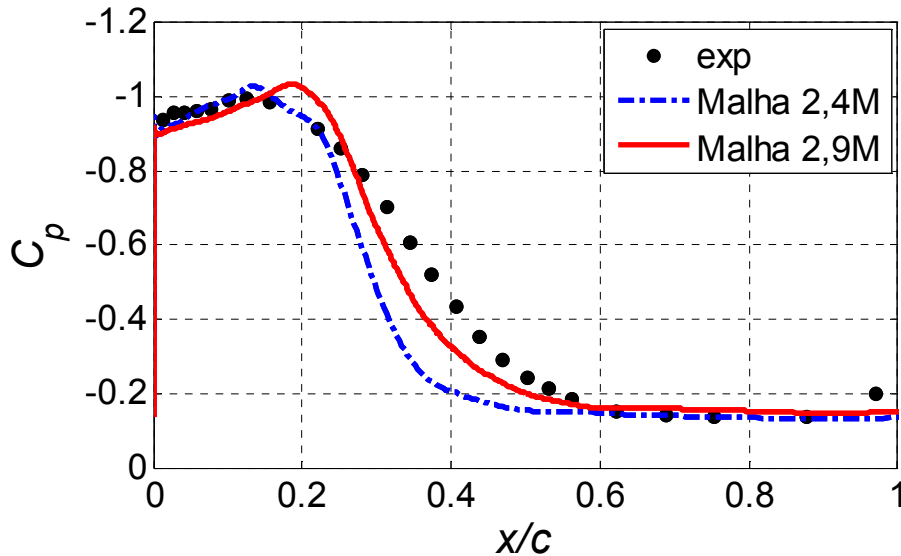


Figura B.16 – Comparação entre as malhas 2,4M e 2,9M ($\alpha = 3^\circ$).

A comparação apresentada na Figura B.16 demonstra a dificuldade da malha 2,4M em capturar corretamente a recuperação da pressão. Levando a conclusão que uma malha melhor projetada (malha 2,9M) pode trazer resultados mais precisos.

APÊNDICE C

Influência da Intensidade de Turbulência na Entrada

A influência da condição de contorno da intensidade turbulenta na entrada pode ser avaliada através da Figura C.1. Pode-se observar a forma como o valor da intensidade turbulenta contribui para os resultados, pois no experimento de Crompton (2001) o valor máximo medido por esta variável foi 0,05%. Foram testados para o modelo SST, com $\alpha = 1^\circ$, os valores 0,001% , 0,05% e 1% . Verifica-se que para a região da bolha não houve variação alguma, pois o máximo de intensidade turbulenta alcançada nas três avaliações foi 23,5 %, ou seja, um valor muito maior do que o estabelecido para as condições de contorno propostas.

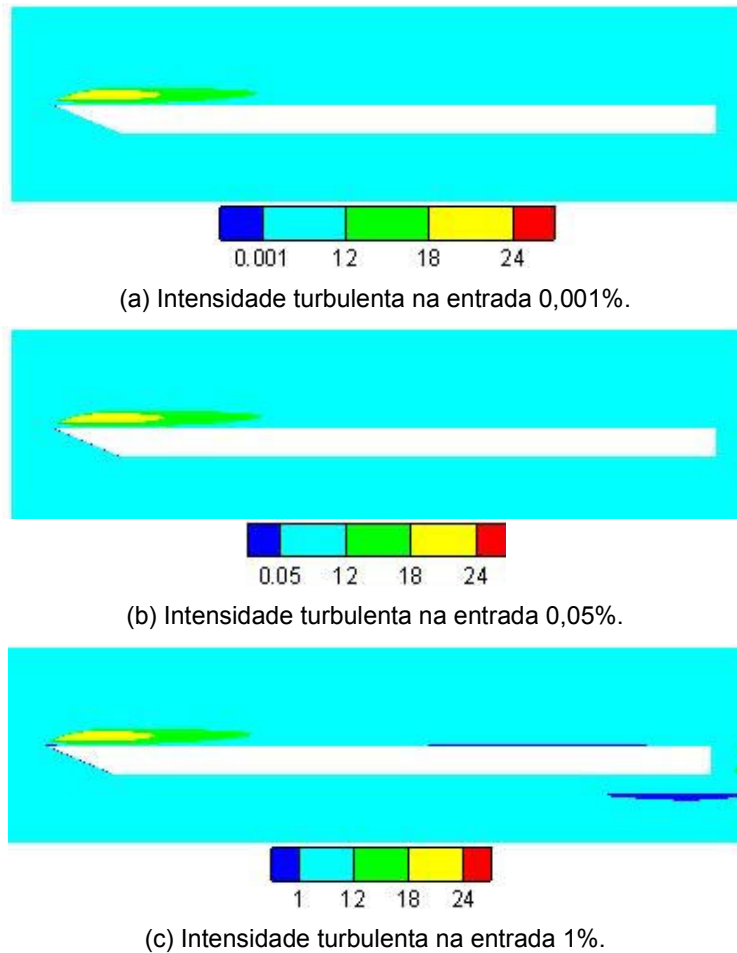


Figura C.1– Avaliação da condição de contorno da intensidade turbulenta na entrada .

A outra avaliação que pode ser verificada também através da Figura C.1 é que não há dissipação da intensidade turbulenta ao longo da malha. Porém, acredita-se que mesmo que houvesse tal dissipação, não afetaria de forma significativa a solução na região de interesse.

Portanto, pode se concluir que a influência desta condição de contorno na solução do escoamento praticamente não altera o resultado.

A única observação relevante quanto ao uso do valor da intensidade turbulenta foi que quanto maior esta condição contorno, maior a instabilidade da simulação. Assim, o valor 0,001% foi adotado nas simulações RANS.