

Referências Bibliográficas

ANDRIANOV N., COQUEL F., POSTEL M., TRAN Q. H., 2006. A relaxation multiresolution scheme for accelerating realistic two-phase flows calculations in pipelines. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Volume 54, Issue 2 , Pages 207 - 236.

AWAD M. M., MUZYCHKA Y. S., 2004. A simple two-phase frictional multiplier calculation method. *International Pipeline Conference IPC04-0721*, Calgary, Alberta, Canada.

BARNEA, D., 1986. A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. *Int. J. Multiphase Flow* 13, 1-12.

BARNEA, D.; BRAUNER, N., 1985. Hold-up of the liquid slug in two-phase intermittent flow. *Int. J. Multiphase Flow* 11, 43-49.

BARNEA, D.; TAITEL, Y., 1993. A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow. *Int. J. Multiphase Flow* 19, 829-838.

BONIZZI, M.; ISSA, R.I., 2003. A model for simulating gas bubble entrainment in two-phase horizontal slug flow. *Int. J. of Multiphase Flow* 29, 1685-1717.

BRAUNER, N., 2002. *Liquid-Liquid Two-Phase Flow Systems*. Ed. V Bertola, CISM Center, Udine, Italy.

CARNEIRO, J. N. E. , ORTEGA, A.J., NIECKELE, A. O., 2005. Influence of the interfacial pressure jump conditions on the simulation of horizontal two-phase slug flows using the two-fluid model. *Proceeding of Multiphase Flow 2005*, Portland, Maine, USA, Wessex, 2005.

CARNEIRO, J. N. E., NIECKELE, A. O., 2007 Investigation of slug flow characteristics in inclined pipelines, *Proceeding of Multiphase Flow 2007*, Bologna, Italy, Wessex, 2007.

CHEN, Y, 2001, *Modeling Gas-Liquid Flows in Pipes. Flow Pattern Transitions and Drift-Flux Modeling*. M. S. Report, Stanford University, CA, June, 2001.

CHEXAL, B., HOROWITZ, J., LELLOUCHE, G., 1986. An assessment of eight void fraction models for vertical flows. NSAC- 107, Electric Power Research Institute, Nuclear Safety Analysis Center, Palo Alto.

CHEXAL, B., LELLOUCHE, G., HOROWITZ, J., and Healzer, J., 1992. A Void Fraction Correlation for Generalized Applications. *Progress in Nuclear Energy* , Vol. 27 (4), pp. 255-295.

CODDINGTON P., MACIAN R., 2001. A study of the performance of void fraction correlations used in the context of drift-flux. Laboratory for Reactor Physics and Systems Behavior, Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland.

COURANT, R., FRIEDRICHS, K. & LEWY, D H., 1967. On the partial difference equations of mathematical physics. IBM Journal, pp. 215-234, English translation of the 1928 German original.

DUKLER A. E., WICKS M., and Cleveland R. G., 1964. Frictional pressure drop in two-phase flow: An approach through similarity analysis. AICHe J., 10, 38-43.

DURLOFSKY, L.J., AND AZIZ, K., 2003. Advanced Techniques for Reservoir Simulation and Modeling of Non-Conventional Wells. DOE Contract DE-AC26-99BC15213, Annual Report, Year Four. : Stanford University, Department of Petroleum Engineering.

EVJE S., FJELDE K. K., 2003. On a rough AUSM scheme for a one-dimensional two-phase model. Comput. Fluids 32, 1497–1530, 2003.

EVJE S., FLATTEN T. 2005. A WIMF scheme for the drift-flux two-phase flow model. SIAM J. Sci. Comput., 26, pp. 1449–1484

FABRE, J. AND A. LINÉ, 1992. Modeling of two-phase slug flow. Ann Rev. Fluid Mech. 24 21-46.

FAGUNDES NETTO, J.R.; FABRE, J.; PÉRESSON, L., 2001. Bubble–bubble interaction in horizontal two–phase flow. J. Braz. Soc. Mech. Sci. Vol. 23, No.4, pp. 463–470.

FAILLE I., HEINTZE E., 1999. A rough finite volume scheme for modeling two-phase flow in a pipeline. Computers & Fluids, Vol. 28, pp. 213-241.

FOX R. W., MCDONALD A. T., PRITCHARD P. J., 2006. Introdução à Mecânica dos Fluidos. Editora LTC, 6^a edição.

FRANÇA F., LAHEY JR, R.T., 1992. The Use of Drift-Flux Techniques for the Analysis of Horizontal Two-Phase Flows. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 18, No. 6, pp. 787-801.

GODA I., IBIKI T, KIM S., ISHII M., UHLE J., 2003. Drift-flux model for downward two-phase flow. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 46 4835-4844.

HIBIKI T, ISHII, M.; 2000. Distribution parameter and drift velocity of drift-flux model in bubbly flow. Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, 707-721.

HIBIKI, T, ISHII, M.; 2003a. One-dimensional drift-flux model for two-phase flow in a large diameter pipe. Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, 1773-1790.

HIBIKI, T, ISHII, M.; 2003b. One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, pp. 4935-4948

ISSA, R.I.; KEMPF, M.H.W., 2003. Simulation of slug flow in horizontal and nearly horizontal pipes with the two-fluid model. *Int. J. of Multiphase Flow* 29, 69–95.

KABIRI-SAMANI, A. R., BORGHEI, S.M., SAIDI, M.H ., 2007, Fluctuation of air-water two-phase flow in horizontal and inclined water pipelines, *Journal Of Fluids Engineering-Transactions of the ASME* 129 (1): 1-14 JAN 2007

MASELLA J.M., TRAN Q.H., D. FERRE, PAUCHON C., 1998. Transient simulation of two-phase Flows in pipes. *International Journal of Multiphase Flow* 24 739-755.

MENDES, N. ; PHILIPPI, P. C. 2002. A Computational Algorithm to Solve Strongly-Coupled Equations of Heat and Mass Transfer. *Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, França, v. 3. p. 111-116.*

MOISSIS, R.; GRIFFITH, P., 1962. Entrance effects in two-phase slug flow. *J. Heat Transfer* 84, 29–39.

MUNKEJORD, S. T., EVJE S. FLATTEN T., 2006, The multi-stage centered-scheme approach applied to a drift-flux two-phase flow model *International Journal For Numerical Methods In Fluids* 52 (6): 679-705 OCT 30 2006

OMGBA-ESSAMA, C., 2004. Numerical Modelling of Transient Gas-Liquid Flows (Application to Stratified & Slug Flow Regimes). PhD Thesis, School of Engineering Applied Mathematics and Computing Group, Cranfield University.

ORTEGA, A. J., Nieckele, A.O., 2005. Simulation of horizontal pipe two-phase slug flow using the two-fluid model, *Proceedings of Rio Pipeline Conference & Exposition 2005, Rio de Janeiro, RJ, 2005.*

PATANKAR, 1980. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation.

ROE P. L., 1981. Approximate Riemann solvers, parameters vectors and difference schemes. *J. Comput. Phys*; 43:357–72

RELAP5-3D© Code Manual - volume IV - models and correlations, 2003, Revision 2.2, Idaho National Engineering and Environmental Laboratory.

TAITEL, Y.; DUKLER, A.E., 1976. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE J.* 22, 47–55.

TAITEL, Y., 1995. *Advances in two-phase flow mechanistic modelling*. Society of Petroleum Engineers, 22959.

TENGESDAL, JARL, 2002. Investigation of self-lifting concept for Severe Slugging elimination in deep-water pipeline/riser systems. Doctor Thesis. University of Tulsa, Dept of Petroleum Engineering.

TOUMI, I.; UMBARO, A.; PAILLERE, H., 1999. Approximate Riemann solvers and flux vector splitting schemes for two-phase flow. Direction des réacteurs nucléaires, Rapport CEA-R-5849(e).

UJANG, P.M., LAWRENCE, C.J., HALE, C.P., HEWITT, G.F., 2006, Slug initiation and evolution in two-phase horizontal flow, International Journal of Multiphase Flow, 32, pp. 527-552.

WALLIS, G.B., 1969. One-dimensional Two-phase Flow. McGraw-Hill, New York.

ZUBER, N. AND FINDLAY, J.A., 1965. Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems. J. Heat Transfer, Trans. ASME 87, 453-468.

Apêndice A

Método PRIMER

Ao longo dos últimos anos, muitos métodos foram desenvolvidos para se resolver equações diferenciais numericamente e de forma segregada (uma equação de cada vez). Nestes métodos, para a solução das velocidades, são utilizadas as equações de Conservação da Quantidade de Movimento. Ao contrário da velocidade, para a pressão não existe uma equação onde a mesma seja a variável principal. A única equação disponível para a solução da pressão é a Equação de Conservação de Massa onde ela não aparece explicitamente. Este problema foi resolvido pela substituição da Equação da Conservação da Quantidade de Movimento na Equação da conservação da Massa, criando assim uma equação para a solução da pressão.

Existem diversos algoritmos para calcular os campos de pressão e velocidade como o SIMPLE e o SIMPLEC. Em 1981 foi introduzido um novo método chamado *Pressure Implicit Momentum Explicit* (PRIME) por Maliska e Raithby (1981). Ortega (2006) apresentou uma revisão deste método a qual denominou de PRIMER. Este foi o método selecionado para resolver as equações de conservação de forma segregada.

Este algoritmo aplicado ao *Modelo de Deslizamento* consiste em determinar a velocidade da mistura a partir da Eq. (3.2), utilizando um campo de pressão estimado. A pressão é obtida através da solução da Eq. (3.1), utilizando a equação discretizada correspondente a Eq. (3.2). Com este campo de pressão a velocidade da mistura é corrigida de forma explícita. Finalmente a fração de gás é determinada pela solução da Eq. (3.3) discretizada. Equações de estado são utilizadas para determinar a massa específica de cada fase em função da pressão, Eqs. (2.33) e (2.34). Já as velocidades de cada fase são obtidas a partir da velocidade média e *velocidade de Drift modificada*, Eqs. (2.21) e (2.22). A força devido ao atrito é função da velocidade média $\overline{u_m}$, Eq. (2.24).

A técnica de solução segregada foi empregada para solução das equações de conservação para as variáveis primitivas α_g , $\overline{u_m}$ e P conforme indicado por Ishii (2003). As equações de conservação são reescritas aqui para facilitar a apresentação:

Conservação da massa para o gás:

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha_g)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g \alpha_g \overline{u_m})}{\partial x} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_g \alpha_g \rho_l}{\rho_m} \overline{V_{gj}} \right) \quad (\text{A.1})$$

Conservação da massa para a mistura:

$$\frac{\partial(\rho_m)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \overline{u_m})}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.2})$$

Conservação da quantidade de movimento para a mistura:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m \overline{u_m})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_m \overline{u_m}^2)}{\partial x} = & - \frac{\partial P}{\partial x} - \rho_m g \sin \theta - \frac{f_m}{2D} \rho_m \overline{u_m} |\overline{u_m}| \\ & - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho_g \alpha_g \rho_l}{(1 - \alpha_g) \rho_m} \overline{V_{gi}}^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

As equações (A.1) a (A.3) foram discretizadas pelo método de volumes finitos, com as mesmas malhas e aproximações descritas no Capítulo 3, i.e., integração totalmente implícita no tempo e aproximação *upwind* para os termos convectivos.

A.1

Equação Discretizada de Conservação da Massa para o Gás

A equação de conservação de massa para o gás toma a seguinte forma:

$$a_P \alpha_{g,P} = a_E \alpha_{g,E} + a_W \alpha_{g,W} + b \quad (\text{A.4})$$

$$a_P = \frac{\rho_{g,P} A \Delta x}{\Delta t} + \|\tilde{F}_{e1}, 0\| + \|\tilde{F}_{w1}, 0\| + \|\tilde{F}_{w2}, 0\| + \|\tilde{F}_{e2}, 0\| \quad (\text{A.5})$$

$$a_E = \|\tilde{F}_{e1}, 0\| + \|\tilde{F}_{e2}, 0\| \quad ; \quad a_W = \|\tilde{F}_{w1}, 0\| + \|\tilde{F}_{w2}, 0\| \quad (\text{A.6})$$

$$b = a_p^0 \alpha_{g,p}^0 \quad ; \quad a_p^0 = \frac{\rho_{g,p}^0 A \Delta x}{\Delta t} \quad (\text{A.7})$$

sendo

$$\tilde{F}_{e1} = \rho_{g,e} \overline{u_{m,e}} A \quad ; \quad \tilde{F}_{w1} = \rho_{g,w} \overline{u_{m,w}} A \quad (\text{A.8})$$

$$\tilde{F}_{e2} = \rho_{g,e} \rho_{l,e} \overline{V_{g,e}} A / \rho_{m,e} \quad ; \quad \tilde{F}_{w2} = \rho_{g,w} \rho_{l,w} \overline{V_{g,w}} A / \rho_{m,w} \quad (\text{A.9})$$

A equação de conservação de massa na entrada é discretizada de forma análoga ao apresentado no Capítulo 3, de tal forma que a especificar a vazão de massa na entrada. Para a saída, α_g é extrapolada para o interior do domínio:

$$\frac{\alpha_{g,N} - \alpha_{g,N-2}}{2\Delta x} = \frac{\alpha_{g,N} - \alpha_{g,N-1}}{\Delta x} \quad \therefore \quad \alpha_{g,N} = (2\alpha_{g,N-1} - \alpha_{g,N-2}) \quad (\text{A.10})$$

A.2

Discretização da Equação da Quantidade de Movimento para a Mistura

A velocidade de mistura $\overline{u_m}$ é obtida a partir da solução da Equação de Conservação de Quantidade de Movimento da Mistura, Eq. (A.3), discretizada para o volume de controle deslocado como

$$a_w \overline{u_{m,w}} = a_e \overline{u_{m,e}} + a_{ww} \overline{u_{m,ww}} + b + (P_w - P_p) A \quad (\text{A.11})$$

$$a_w = \frac{\rho_{m,w} A \Delta x}{\Delta t} + \|F_{P1}, 0\| + \| -F_{W1}, 0\| + \frac{f_{m,w}}{2D} \rho_{m,w} \overline{|u_{m,w}|} A \Delta x \quad (\text{A.12})$$

$$a_e = \| -F_{P1}, 0\| \quad ; \quad a_{ww} = \|F_{W1}, 0\| \quad ; \quad a_w^0 = \frac{\rho_{m,w}^0 A \Delta x}{\Delta t} \quad (\text{A.13})$$

$$b = \|F_{W2}, 0\| \overline{U_{g,ww}} - \| -F_{W2}, 0\| \overline{U_{g,w}} - \|F_{P2}, 0\| \overline{U_{g,w}} + \| -F_{P2}, 0\| \overline{U_{g,e}} + a_w^0 \overline{u_{m,w}^0} - \rho_{m,w} g \sin \theta A \Delta x \quad (\text{A.14})$$

onde

$$F_{P1} = (F_w + F_e)/2 = (\rho_{m,w} \overline{u_{m,w}} A + \rho_{m,e} \overline{u_{m,e}} A)/2 \quad (\text{A.15})$$

$$F_{W1} = (F_{ww} + F_w)/2 = (\rho_{m,ww} \overline{u_{m,ww}} A + \rho_{m,w} \overline{u_{m,w}} A)/2 \quad (\text{A.16})$$

$$F_{P2} = \frac{\rho_{g,P} \alpha_{g,P} \rho_{f,P}}{(1 - \alpha_{g,P}) \rho_{m,P}} \overline{AV_{gi,P}} \quad ; \quad F_{W2} = \frac{\rho_{g,W} \alpha_{g,W} \rho_{f,W}}{(1 - \alpha_{g,W}) \rho_{m,W}} \overline{AV_{gi,W}} \quad (\text{A.17})$$

Como as vazões mássicas são prescritas na entrada, a velocidade da mistura pode ser escrita da seguinte forma:

$$\overline{u_m} = \frac{\dot{m}_{l\text{ in}} + \dot{m}_{g\text{ in}}}{\rho_m A}$$

A velocidade da mistura foi extrapolada da mesma forma que as velocidades das fases, como descrito no capítulo 3, de acordo com a fórmula abaixo:

$$\frac{\overline{u_{m,N+1}} - \overline{u_{m,N-1}}}{3\Delta x/2} = \frac{\overline{u_{m,N}} - \overline{u_{m,N-1}}}{\Delta x} \quad \therefore \quad \overline{u_{m,N+1}} = \frac{(3\overline{u_{m,N}} - \overline{u_{m,N-1}})}{2} \quad (\text{A.18})$$

A.3 Discretização da Equação para a Pressão

A pressão é determinada de forma indireta através da solução da equação de conservação de massa da mistura, que na forma discretizada é

$$\rho_{m,P} A \frac{\Delta x}{\Delta t} - \rho_{m,P}^0 A \frac{\Delta x}{\Delta t} + \rho_{m,e} A |u_m|_e - \rho_{m,w} A |u_m|_w = 0 \quad (\text{A.19})$$

As velocidades de mistura nas faces do volume de controle são obtidas explicitamente a partir da equação algébrica para a Quantidade de Movimento da Mistura (Eq. A.11), onde o termo de pressão pode ser separado dos demais termos conforme apresentado abaixo:

$$\overline{u_{m,w}} = \hat{u}_{m,w} + (P_W - P_P) d_w \quad ; \quad \hat{u}_{m,w} = \frac{a_e \overline{u_{m,e}} + a_{ww} \overline{u_{m,ww}} + b}{a_w} \quad ; \quad d_w = \frac{A}{a_w} \quad (\text{A.20})$$

A dependência da massa específica com a pressão também é considerada, resultando em:

$$a_p P_p = a_E P_E + a_W P_W + b \quad (\text{A.21})$$

$$a_p = \frac{\alpha_{g,P}}{a_g^2} \frac{A \Delta x}{\Delta t} + \frac{1}{a_l^2} \frac{A \Delta x}{\Delta t} - \frac{\alpha_{g,P}}{a_l^2} \frac{A \Delta x}{\Delta t} + a_E + a_W \quad (\text{A.22})$$

$$a_E = \rho_{m,e} A d_e \quad ; \quad a_W = \rho_{m,w} A d_w \quad (\text{A.23})$$

$$b = a_p^0 + (1 - \alpha_{g,P}) A \frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{P_{ref}}{a_l^2} - \rho_{ref} (1 - \alpha_{g,P}) A \frac{\Delta x}{\Delta t} - \rho_{m,e} A \hat{u}_{m,e} + \rho_{m,w} A \hat{u}_{m,w} \quad (\text{A.24})$$

A pressão na saída é conhecida, já para a fronteira da entrada utiliza-se meio volume de controle. Aplicando-se a equação de conservação de massa neste volume de controle, os coeficientes são os mesmos para os volumes de controle centrais exceto pelo coeficiente a_W que será considerado zero e pelo comprimento do volume que será $\Delta x/2$.

$$a_p = \frac{\alpha_{g,P}}{a_g^2} \frac{A \frac{\Delta x}{2}}{\Delta t} + \frac{1}{a_l^2} \frac{A \frac{\Delta x}{2}}{\Delta t} - \frac{\alpha_{g,P}}{a_l^2} \frac{A \frac{\Delta x}{2}}{\Delta t} + a_E + a_W \quad (\text{A.25})$$

$$a_E = \rho_{m,e} A d_e \quad ; \quad a_W = 0 \quad (\text{A.26})$$

$$b = a_p^0 + (1 - \alpha_{g,P}) A \frac{\frac{\Delta x}{2}}{\Delta t} \frac{P_{ref}}{a_l^2} - \rho_{ref} (1 - \alpha_{g,P}) A \frac{\frac{\Delta x}{2}}{\Delta t} - \rho_{m,e} A \hat{u}_{m,e} + \rho_{m,w} A \hat{u}_{m,w} \quad (\text{A.27})$$

A.4

Procedimento de Execução para a Solução Seqüencial (TDMA)

O Fluxograma ilustrado na Fig. A1, apresenta o procedimento de solução seqüencial descrito a seguir para a solução das variáveis $\overline{u_m}$, u_g , u_l , P , α_g e α_l :

- 1) Definição das condições iniciais do problema: velocidade da mistura na entrada e pressão na saída.
- 2) Consideração da solução do passo de tempo anterior como estimativa inicial para a solução do passo de tempo atual
- 3) Cálculo das massas específicas das fases
- 4) Cálculo da velocidade de *Drift*
- 5) Cálculo do atrito
- 6) Cálculo dos coeficientes para os sistemas de equações algébricas de $\overline{u_m}$
- 7) Cálculo do resíduo para os sistemas de equações algébricas de $\overline{u_m}$
- 8) Solução do sistema de equações algébricas de $\overline{u_m}$ pelo método TDMA
- 9) Cálculo dos coeficientes para os sistemas de equações algébricas de P
- 10) Cálculo do resíduo para os sistemas de equações algébricas de P
- 11) Solução do sistema de equações algébricas de P pelo método TDMA
- 12) Correção das velocidades utilizando o novo campo de pressão
- 13) Cálculo dos coeficientes para os sistemas de equações algébricas de α_g
- 14) Cálculo do resíduo para os sistemas de equações algébricas de α_g
- 15) Solução do sistema de equações algébricas de α_g pelo método TDMA
- 16) Verificação dos resíduos das equações. Caso todos os resíduos estejam abaixo de uma tolerância pré-determinada ou o número máximo de iterações seja atingido deve-se avançar no tempo e voltar ao passo (2), caso contrário deve-se voltar ao passo (3) e repetir a seqüência de cálculos até que a convergência seja atingida.

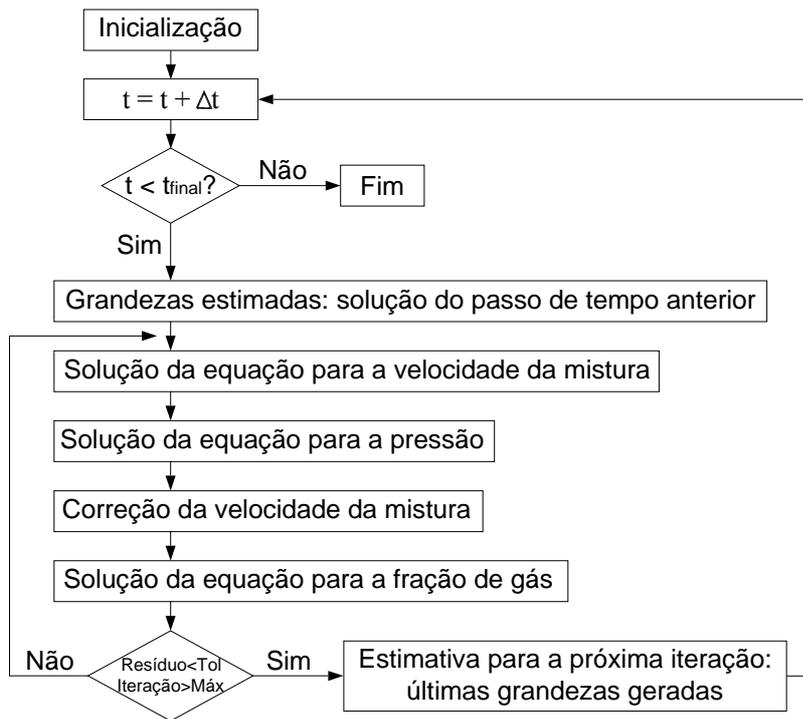


Figura A.1 – Fluxograma esquemático – PRIMER sequencial

Apêndice B

Teste de Malha e Passo de Tempo para o Caso de Golfada Severa

Diante dos resultados apresentados no Item 5.2 do Capítulo 5, foram realizados testes de malha e de passo de tempo para o mesmo exemplo. Para todos os casos garantiu-se o atendimento à condição CFL (Item 4.8).

O teste de malha foi feito mantendo-se o passo de tempo fixo em 0,0001 s para os espaçamentos de 1; 0,5 e 0,25 m, já no teste de passo de tempo foi mantido um espaçamento de 1 m para os passos de tempo de 0,001; 0,0005 e 0,0001 s.

Foram gerados gráficos dos resultados para a base do trecho vertical ($x = 60$ m). Os resultados da Fração de Líquido para o teste de malha e passo de tempo estão apresentados a seguir.

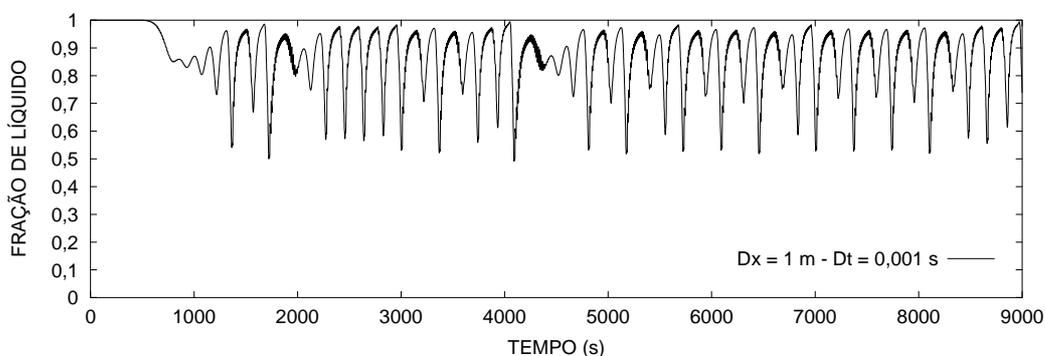


Figura B.1 – Variação da Fração de Líquido com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,001$ s

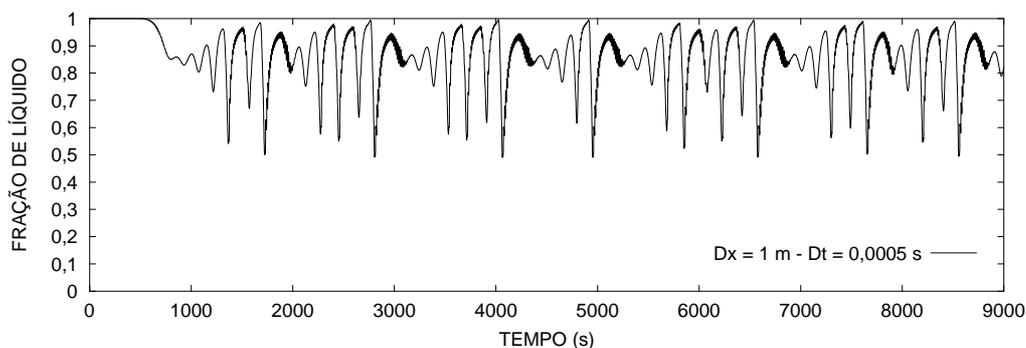


Figura B.2 – Variação da Fração de Líquido com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,0005$ s

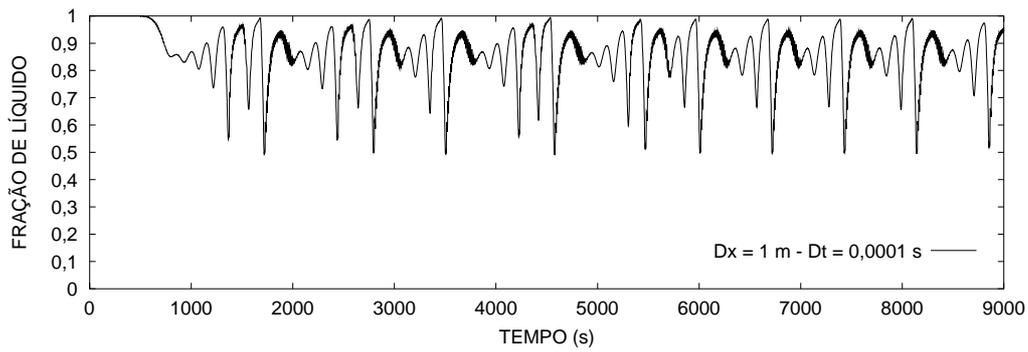


Figura B.3 – Variação da Fração de Líquido com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,0001$ s

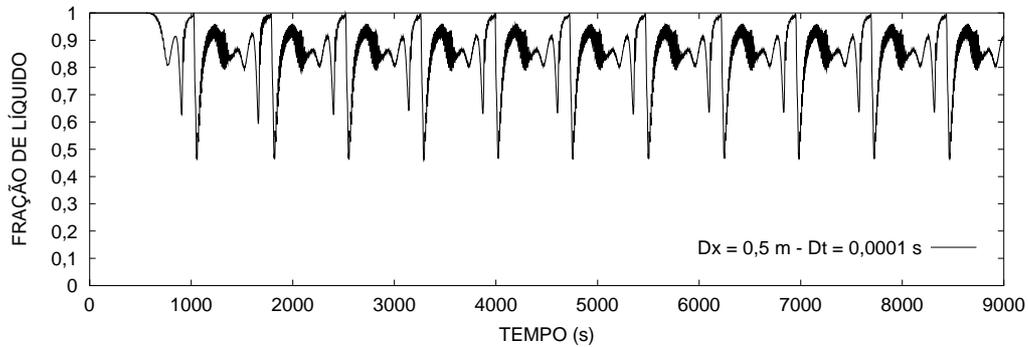


Figura B.4 – Variação da Fração de Líquido com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 0,5$ m e $Dt = 0,0001$ s

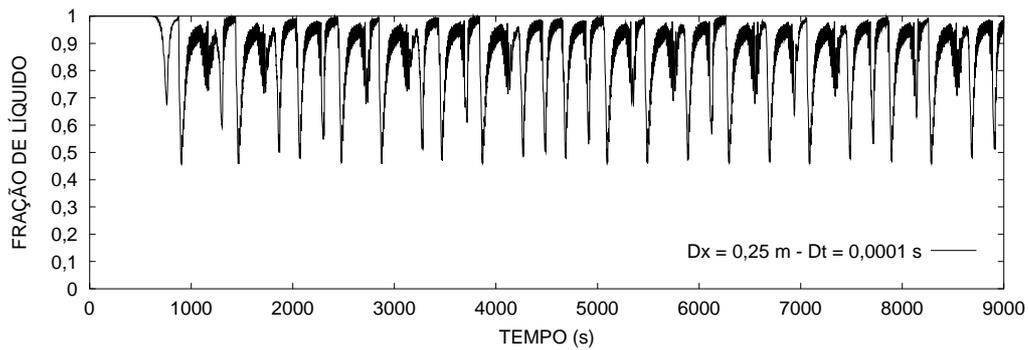


Figura B.5 – Variação da Fração de Líquido com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 0,25$ m e $Dt = 0,0001$ s

Os resultados da Pressão para o teste de malha e passo de tempo estão apresentados abaixo.

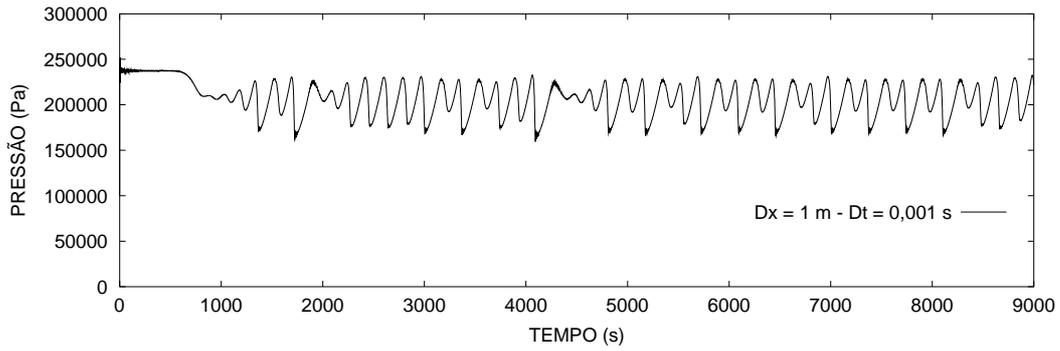


Figura B.6 – Variação da Pressão com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,001$ s

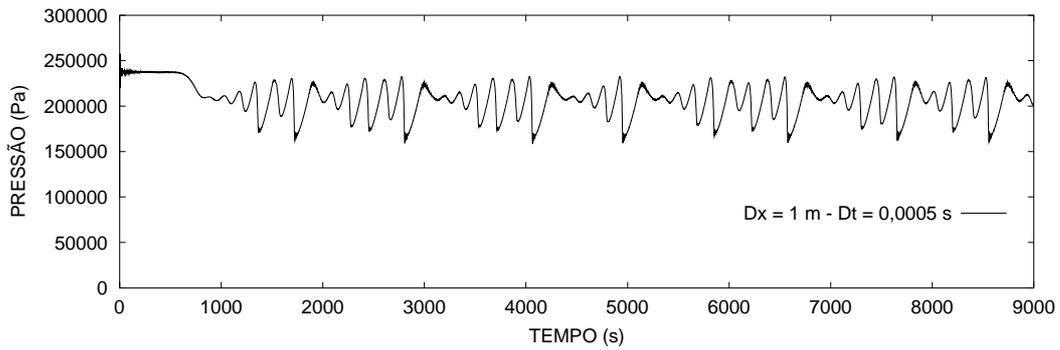


Figura B.7 – Variação da Pressão com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,0005$ s

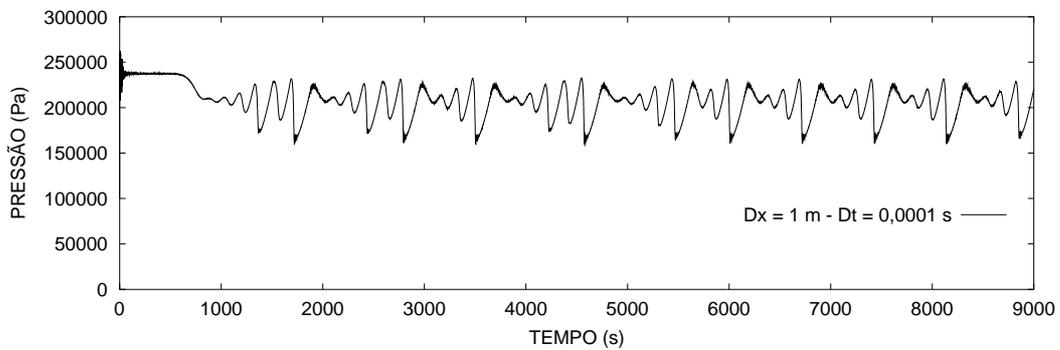


Figura B.8 – Variação da Pressão com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 1$ m e $Dt = 0,0001$ s

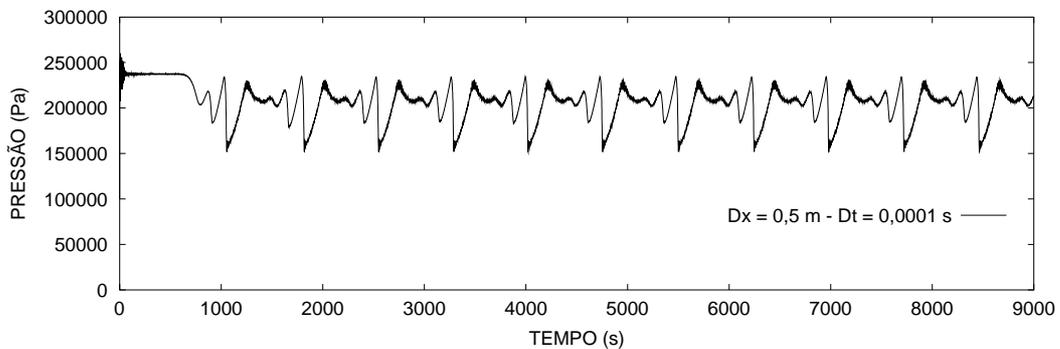


Figura B.9 – Variação da Pressão com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 0,5$ m e $Dt = 0,0001$ s

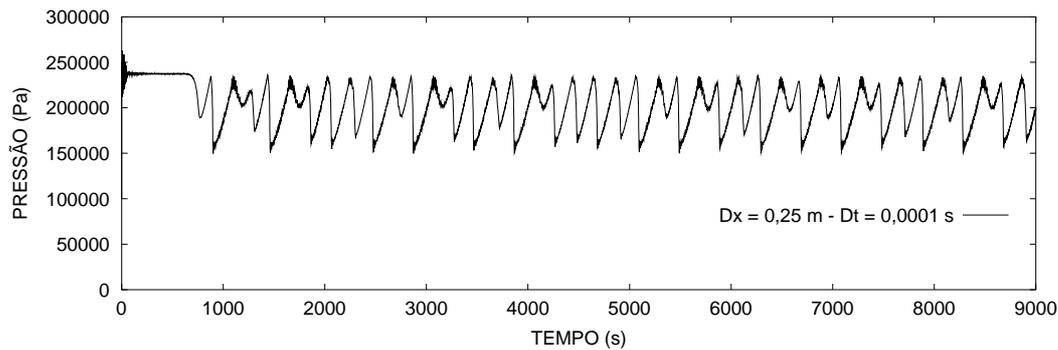


Figura B.10 – Variação da Pressão com o tempo em $x = 60$ m para $Dx = 0,25$ m e $Dt = 0,0001$ s

Observa-se que com o refinamento do passo de tempo, a variação temporal tanto da Fração de Líquido (Figuras B1, B2 e B3) quanto da Pressão (Figuras B.6, B.7 e B.8), apresentou uma tendência ao aparecimento de seqüências de picos e vales menos uniformes, i.e., o ciclo da golfada severa apresentou picos de pressão de Fração de Líquido não uniformes. Pode-se afirmar com os resultados obtidos que a solução tornou-se independente do passo de tempo para passos de tempo menores que 0,0001 s. Este resultado está de acordo com os testes e conclusões obtidas no Capítulo 5.

Analisando o teste referente ao refinamento da malha, tanto para a Fração de Líquido (Figuras B3, B4 e B5) quanto para a Pressão (Figuras B.8, B.9 e B.10), observa-se que houve uma tendência ao aparecimento de seqüências de picos e vales mais uniformes. Por limitação de recursos computacionais e tempo não foi possível obter uma solução independente da malha. Portanto, os resultados apresentados aqui, devem ser considerados apenas como resultados qualitativos referentes ao ciclo de uma golfada severa.

Apesar do refinamento da malha e do passo de tempo terem provocado alterações nos padrões de picos e vales, não foram observadas alterações significativas nos períodos entre dois picos (quando consecutivos) ou em suas magnitudes. Não foi observada também uma diminuição nas oscilações (instabilidades) quando a fração de líquido tende à unidade.