

diferenciais governantes.

O algoritmo utilizado apresentou boas condições de estabilidade, não se observando problemas de oscilações ou divergência da solução.

5. BIBLIOGRAFIA

- 1 Roache, P.J., Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers, Albuquerque, N.M., USA, 1976.
- 2 Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Co., Washington, DC., USA, 1980.
- 3 Taylor, C. and Hood, P., A Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations Using the Finite Element Technique, Comput. Fluids, 1, pp. 73-100, 1973.
- 4 Oden, J.T. and Wellford, L.C., Analysis of Flow of Viscous Fluids by the Finite Element Method, AIAA Journal, 10, pp. 1590-1599, 1976.
- 5 Chung, T.J., Finite Element Analysis of Fluid Dynamics, McGraw-Hill, New York, 1978.
- 6 Raithby, G.D. and Schneider, G.E., Numerical Solution of Problems in Incompressible Fluid Flow: Treatment of the Velocity-Pressure Coupling, Numerical Heat Transfer, 2, pp. 417-440, 1979.
- 7 Maliska, C.R., A Solution Method for Three-dimensional Parabolic Fluid Flow Problems in Nonorthogonal Coordinates, Ph.D. Thesis, University of Waterloo, Canadá, 1981.
- 8 Raithby, G.D., Some Recent Advances in Computational Fluid Dynamics, Keynote Lecture, COBEM 87 - IX Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, pp. 33-38, 1987.
- 9 Shih, T.M., Tan, C.H. and Hwang, B.C., Effects of Grid Staggering on Numerical Schemes, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 9, pp. 193-212, 1989.
- 10 Silva, A.F.C., Um Procedimento em Volumes Finitos para a Solução de Escoamentos de Qualquer Velocidade, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis-SC, 1991.
- 11 Raithby, G.D., Skew Upstream Differencing Schemes for Problems Involving Fluid Flow, Comp. Meth. Applied Mech. Eng., 9, pp. 153-164, 1976.
- 12 Hsu, C., A Curvilinear-Coordinate Method for Momentum, Heat and Mass Transfer in Domains of Irregular Geometry, Ph.D. Thesis, University of Minnesota, USA, 1981.
- 13 Prakash, C., A Finite Element Method for Predicting Flow Through Ducts with Arbitrary Cross Sections, Ph.D. Thesis, University Minnesota, USA, 1981.
- 14 Rhie, C.M., A Numerical Study of the Flow Past an Isolated Airfoil with Separation, Ph.D. Thesis, University of Illinois, Urbana-Champaign, USA, 1981.
- 15 Ulson de Souza, S.M.A.G., Um Esquema Numérico Utilizando Variáveis Co-localizadas com Função de Interpolação Completa para a Solução de Problemas de escoamento de Fluidos, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC, 1992.

COMPARAÇÃO ENTRE A FUNÇÃO DE INTERPOLAÇÃO COMPLETA E O ESQUEMA WUDS NO MÉTODO DE VOLUMES FINITOS

S.M.A.G. Ulson de Souza*, A.A. Ulson de Souza*, C.R. Maliska*

* UFSC, Florianópolis, Santa Catarina, Brasil

RESUMO

Neste trabalho é resolvido o problema de convecção forçada em uma cavidade quadrada, com a parede superior se movimentando com velocidade constante, para os casos de $Re = 100, 400$ e 1000 . A solução obtida utilizando-se a função de interpolação completa é confrontada com a solução obtida com malhas bastante refinadas e com o esquema WUDS.

1. INTRODUÇÃO

A solução de problemas de engenharia, envolvendo escoamento de fluidos, pode ser obtida utilizando-se o método de volumes finitos [1,2,3], que apresenta uma importante característica, não contemplada pelos métodos tradicionais como diferenças finitas e elementos finitos, que é a conservação, a nível de volumes elementares, das grandezas físicas em questão.

O mais grave problema encontrado na simulação numérica de escoamento de fluidos é a especificação da função de interpolação. Diversas estratégias são utilizadas para a avaliação das variáveis nas faces do volume de controle. Spalding [4] desenvolveu o esquema híbrido, na tentativa de levar em conta os efeitos físicos relevantes do problema, na função de interpolação. Baseando-se na formulação apresentada por Spalding [4], Raithby e Torrance [5] propuseram o esquema exponencial, EDS. Vários outros esquemas, derivados do exponencial, são amplamente utilizados, como por exemplo, o esquema WUDS, apresentado por Raithby [6] ou o esquema "power law", descrito por Patankar [2]. Estes esquemas recaem nos esquemas "upwind" ou central, quando a convecção ou difusão é dominante. Estas funções de interpolação unidimensionais levam em conta somente a influência dos dois pontos vizinhos à face do volume de controle em questão, apresentando grandes erros, quando a malha não se encontra alinhada com o vetor velocidade. Tais erros, conhecidos como difusão numérica, podem comprometer severamente a qualidade da solução.

Recentemente, Baliga e Patankar [7], Schneider e Zedan [8] aplicaram, no método de elementos finitos, os princípios de conservação em volumes de controle, sendo que os primeiros utilizaram elementos triangulares e os últimos, elementos quadriláteros. Para o transporte escalar, um novo esquema "upwind" foi introduzido na formulação de elementos finitos por Schneider e Raw [9]. Nos trabalhos publicados por Schneider e Raw [10,11], foi proposta uma nova alternativa para avaliação da variável ϕ , na face dos volumes de controle, obtida a partir da própria equação que expressa a conservação da variável ϕ .

No método de volumes finitos, Peric et al. [12], Camarero [13], Schneider [14] e Marchi et al. [15] utilizaram o arranjo de variáveis co-localizadas, para a solução de problemas envolvendo escoamento de fluidos incompressíveis, sendo apresentadas diversas propostas para avaliação da variável ϕ e do fluxo de massa nas faces do volume de controle.

2. FUNÇÃO DE INTERPOLAÇÃO COMPLETA

Neste trabalho, é proposta a utilização de uma função de interpolação

completa [16], assim chamada por conter todos os termos que influenciam a equação diferencial. A metodologia proposta utiliza uma função de interpolação bidimensional, que contém a influência dos termos transiente, convectivo, difusivo, de pressão e fonte, obtida da própria equação de conservação, visando a minimização de erros numéricos através de uma adequada avaliação das variáveis nas faces do volume de controle.

A equação de conservação de quantidade de movimento, escrita para a face leste do volume de controle, pode ser dada por

$$\left(\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_e + \rho U \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_e + \rho V \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_e + \hat{P} \phi \Big|_e = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_e \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[C_3 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_e \right] + \hat{S} T \phi \Big|_e \quad (1)$$

onde

$$\hat{S} T \phi = \hat{S} \phi + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_2 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_e \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[C_2 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_e \right] \quad (2)$$

Cada termo da equação (1) é aproximado como mostrado a seguir.

a) Termo transiente: é aproximado por diferença para trás, de maneira que é requerido o armazenamento do valor da variável dependente, obtido na iteração anterior,

$$\left(\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_e = \rho_e \frac{\phi_e - \phi_e^0}{\Delta t} \quad (3)$$

b) Termo fonte: é aproximado utilizando-se interpolação linear entre os valores de $\hat{S} \phi$ nos pontos P e E, vizinhos à face e, para obtenção de $\hat{S} \phi \Big|_e$, e, para o cálculo dos termos difusivos cruzados, é utilizada diferença central para todas as derivadas, obtendo-se

$$\begin{aligned} \hat{S} T \phi \Big|_e &= \frac{4}{(\Delta \eta_{eN} + \Delta \eta_{eS} + 2\Delta \eta_e)} \left\{ \frac{C_{2eN} (\phi_{NE} - \phi_N)}{(\Delta \xi_{NE} - \Delta \xi_N)} - \frac{C_{2eS} (\phi_{SE} - \phi_S)}{(\Delta \xi_{SE} + \Delta \xi_S)} \right\} + \\ &\frac{4 C_{2E} (\phi_{NE} - \phi_{SE})}{(\Delta \eta_{NE} + \Delta \eta_{SE} + 2\Delta \eta_E) (\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)} - \frac{4 C_{2P} (\phi_N - \phi_S)}{(\Delta \eta_S + \Delta \eta_N + 2\Delta \eta_P) (\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)} + \\ &\frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_E \hat{S} \phi \Big|_P + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_P \hat{S} \phi \Big|_E}{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_E + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_P} \end{aligned} \quad (4)$$

onde os subscritos eN e eS referem-se às faces e dos volumes de controle N e S, respectivamente.

c) Termos de gradiente de pressão: é utilizado o esquema de diferença central para obtenção de todas as derivadas, e assim, os termos do gradiente de pressão da equação de quantidade de movimento, nas direções x e y, podem ser dados por

$$\begin{aligned} \hat{P}^u \Big|_e &= \frac{-2 y_{\xi} \Big|_e}{(\Delta \eta_{eN} + \Delta \eta_{eS} + 2\Delta \eta_e)} \left\{ \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE} P_N + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N P_{NE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_E + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE}]} - \right. \\ &\left. \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE} P_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S P_{SE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE}]} \right\} + \frac{2 y_{\eta} \Big|_e (P_E - P_P)}{(\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{P}^v \Big|_e &= \frac{2 x_{\xi} \Big|_e}{(\Delta \eta_{eN} + \Delta \eta_{eS} + 2\Delta \eta_e)} \left\{ \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE} P_N + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N P_{NE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE}]} - \right. \\ &\left. \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE} P_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S P_{SE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE}]} \right\} - \frac{2 x_{\eta} \Big|_e (P_E - P_P)}{(\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)} \end{aligned} \quad (6)$$

Esta representação fornece uma ligação entre as velocidades nas faces dos volumes de controle e as pressões nos centros dos volumes de controle.

d) Termo difusivo: é utilizado o esquema de diferença central para aproximação de todas as derivadas, obtendo-se

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_1 \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_e \right] = 8 C_{1e} \left\{ \frac{\phi_P \Delta \xi_E + \phi_E \Delta \xi_P - \phi_e (\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)}{(\Delta \xi_P + \Delta \xi_E) \Delta \xi_P \Delta \xi_E} \right\} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[C_3 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_e \right] &= \frac{2 C_{3ne}}{\Delta \eta_e (\Delta \eta_{eN} + \Delta \eta_e)} \left\{ \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE} \phi_N + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N \phi_{NE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE}]} - \phi_e \right\} - \\ &\frac{2 C_{3se}}{\Delta \eta_e (\Delta \eta_e + \Delta \eta_{eS})} \left\{ \phi_e - \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE} \phi_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S \phi_{SE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE}]} \right\} \end{aligned} \quad (8)$$

e) Termo convectivo: é utilizado o esquema de diferença central para aproximação de todas as derivadas, obtendo-se

$$\rho U \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \Big|_e = 2 \rho_e U_e \frac{(\phi_E - \phi_P)}{(\Delta \xi_P + \Delta \xi_E)} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho V \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \Big|_e &= \frac{2 \rho_e V_e}{(\Delta \eta_{eN} + \Delta \eta_{eS} + 2\Delta \eta_e)} \left\{ \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N \phi_{NE} + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE} \phi_N}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{NE} + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_N]} - \right. \\ &\left. - \frac{(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE} \phi_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S P_{SE}}{[(\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_S + (\sqrt{\gamma} \Delta \xi)_{SE}]} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

Substituindo-se as expressões dadas pelas equações (3), (4), (5), (6), (7), (8), (9) e (10) na equação (1), obtém-se uma expressão para obtenção de ϕ_e , ou

seja, da variável ϕ na face e do volume de controle centrado em P, em função da variável ϕ e pressão, avaliadas nos centros do volume de controle, que pode ser expressa como

$$a_e^* \phi_e = a_e^0 \phi_e^0 + a_p^* \phi_p + a_E^* \phi_E + a_S^* \phi_S + a_N^* \phi_N + a_{NE}^* \phi_{NE} + a_{SE}^* \phi_{SE} + b^* \phi_e \quad (11)$$

A presença da pressão na equação para avaliação da variável ϕ nas faces de volume de controle é essencial para o sucesso da predição do escoamento de fluidos, através da utilização do esquema utilizando variáveis co-localizadas.

3. CONVECÇÃO FORÇADA EM UMA CAVIDADE QUADRADA

O problema de convecção forçada de um fluido incompressível em uma cavidade quadrada isotérmica é resolvido para escoamento laminar, bidimensional.

As condições de contorno prescritas são de velocidade nula, para as três paredes, duas laterais e uma inferior, sendo que a parede superior move-se com uma velocidade constante, U, conforme ilustra a FIGURA 1.

A solução deste problema é dependente do número de Reynolds, podendo apresentar diversas regiões de recirculação. O número de Reynolds é calculado baseado na velocidade unitária de movimentação da parede superior (U) e no comprimento unitário da cavidade (L), ou seja, $Re = \rho UL / \mu$.

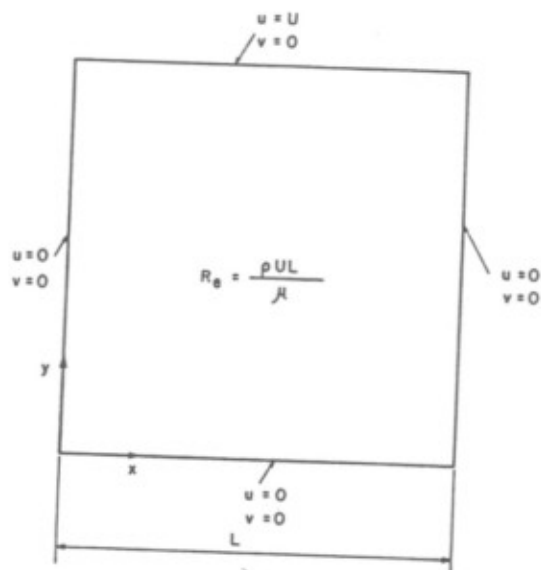


FIGURA 1 - Especificação das condições de contorno para o problema da cavidade quadrada.

Para a obtenção da solução do problema, foi utilizada a malha cartesianas 40x40, para os casos de $Re = 100$, $Re = 400$ e $Re = 1000$.

Ghia et al. [17] apresentam as soluções deste problema, para diversos números de Reynolds, obtidas com malhas bastante refinadas como 129x129, para os casos de $Re = 100$ e $Re = 1000$, e 257x257, para o caso de $Re = 400$, cujas soluções são utilizadas para comparação com os resultados deste trabalho.

Os resultados obtidos com a utilização da função de interpolação completa são comparados com os obtidos com a utilização do esquema WUDS [6]. Este esquema foi o escolhido para comparações pois é um esquema bastante empregado, de fácil implementação e similar a outros bastante difundidos como, por exemplo, o exponencial [4,5].

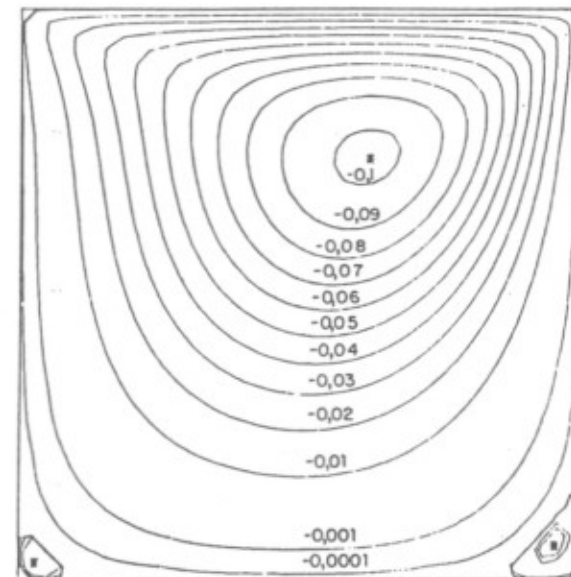


FIGURA 2 - Cavidade quadrada, com $Re = 100$, malha cartesiana 40x40.

As FIGURAS 2, 3, e 4 apresentam as linhas de corrente do escoamento, obtidas com a utilização do esquema proposto, para o caso de $Re = 100$, 400 e 1000, respectivamente, com malha cartesiana 40x40. Para o caso de $Re = 100$, o vórtice central não é circular e não está localizado no centro da cavidade, sendo que dois vórtices secundários se formam na base da cavidade. Nos casos de $Re = 400$ e 1000, o vórtice primário torna-se circular e os vórtices secundários são maiores, quando comparados com o caso de $Re = 100$.

A localização do centro dos vórtices primário, secundário esquerdo e secundário direito, obtida por Ghia et al. [17], em uma cavidade quadrada com comprimento unitário, está indicada por (*) nas FIGURAS 2, 3 e 4, para $Re = 100$, 400 e 1000, respectivamente. Conforme pode ser verificado, a localização obtida pela utilização da formulação proposta apresenta muito boa concordância com os dados de Ghia et al. [17].

O cálculo do comprimento da região de recirculação localizada no canto inferior direito da cavidade, medido ao longo da diagonal, para $Re = 1000$, obtido pela formulação proposta e pelo esquema WUDS, apresenta um erro relativo de 2,2% e 8,7%, respectivamente, utilizando-se o comprimento desta região de recirculação obtido por Ghia et al. [17] como referência. Os resultados obtidos

pela utilização do esquema WUDS apresentam um vórtice inferior direito com comprimento muito menor que o obtido por Ghia et al. [17] e o obtido neste trabalho.

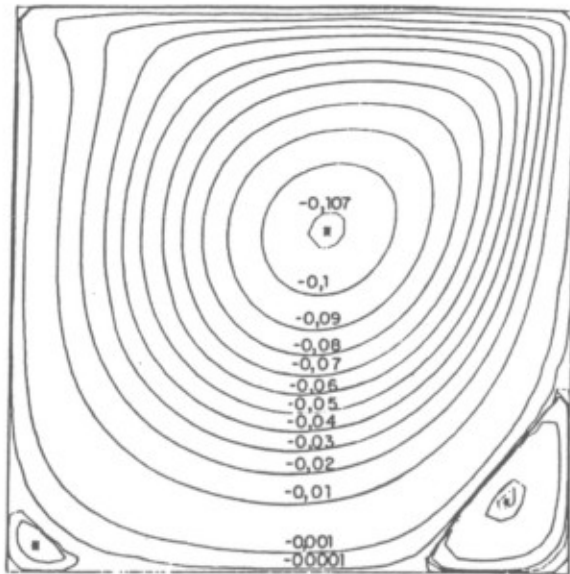


FIGURA 3 - Cavidade quadrada, com $Re = 400$, malha cartesiana 40×40 .

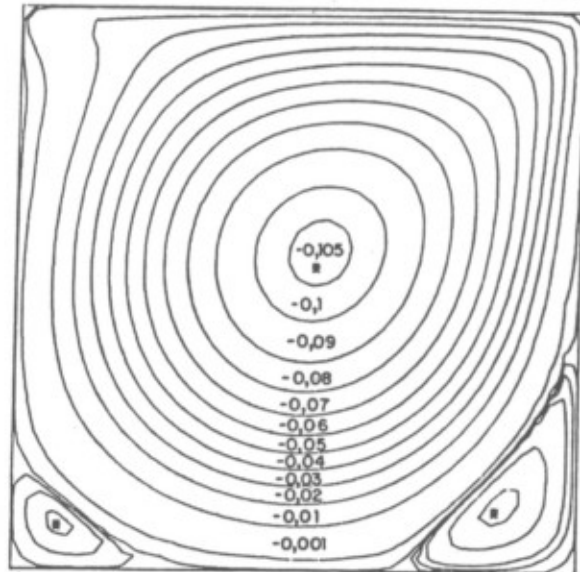


FIGURA 4 - Cavidade quadrada, com $Re = 1000$, malha cartesiana 40×40 .

No QUADRO 1, são apresentados os valores de ψ_{min} obtidos por Ghia et al. [17], com a utilização da função de interpolação completa e com o uso do esquema WUDS, com malha cartesiana 40×40 . O erro relativo foi calculado utilizando-se os dados de Ghia et al. [17], como referência.

QUADRO 1 - Valores de ψ_{min} obtidos por Ghia et al. [17], formulação proposta e WUDS, para os casos de $Re = 100, 400$ e 1000 .

FORMULAÇÃO	Re	ψ_{min}	ERRO RELATIVO (%)
GHIA ET AL. [18]	100	-0,10342	PADRÃO DE COMPARAÇÃO
	400	-0,11390	
	1000	-0,11793	
FUNÇÃO DE INTERPOLAÇÃO COMPLETA MALHA 40×40	100	-0,10210	1,3
	400	-0,10757	5,5
	1000	-0,10647	9,7
WUDS MALHA 40×40	100	-0,10209	1,3
	400	-0,10119	11,2
	1000	-0,08669	26,5

Conforme pode verificar-se, no caso de $Re = 100$, os erros relativos obtidos com a utilização do esquema proposto e do esquema WUDS são idênticos, pois a difusão é dominante. Já nos casos de $Re = 400$ e 1000 , onde ocorre maior influência da convecção, os erros obtidos neste trabalho são reduzidos a menos da metade do erro obtido com o esquema WUDS.

4. CONCLUSÃO

Uma importante contribuição deste trabalho, na questão da difusão numérica, foi a proposição de uma nova função de interpolação, obtida das equações de conservação, em substituição às funções de interpolação que ponderam a predominância da convecção e difusão, utilizando somente os dois pontos vizinhos à face do volume de controle, independente da inclinação do vetor velocidade com relação à malha computacional. A função de interpolação completa proposta contém a influência dos termos transiente, convectivo, difusivo, de pressão e fonte, visando levar em conta os aspectos físicos.

A solução do problema de convecção forçada em uma cavidade quadrada isotérmica, obtida utilizando-se a função de interpolação completa, para os casos de $Re = 100, 400$ e 1000 , mostra que a localização do centro dos vórtices primário, secundário esquerdo e secundário direito concorda com os resultados obtidos por Ghia et al. [17]. No caso de $Re = 1000$, o comprimento da região de recirculação localizada no canto inferior direito obtido com a função de interpolação completa apresenta boa concordância com o obtido por Ghia et al. [17]. Resultados dessa qualidade não são obtidos utilizando-se esquemas convencionais, como por exemplo, o WUDS.

5. BIBLIOGRAFIA

- 1 Roache, P.J., *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa Publishers, Albuquerque, N.M., USA, 1976.

- 2 Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Co., Washington, DC., USA, 1980.
- 3 Maliska, C.R., A Solution Method for Three-dimensional Parabolic Fluid Flow Problems in Nonorthogonal Coordinates, Ph.D. Thesis, University of Waterloo, Canadá, 1981.
- 4 Spalding, D.B., A Novel Finite Difference Formulation for Differential Expressions Involving Both First and Second Derivatives, Int. Journal Num. Meth. Eng., 4, pp. 551-559, 1972.
- 5 Raithby, G.D. and Torrance, K.E., Upstream-Weighted Differencing Schemes and their Application to Elliptic Problems Involving Fluid Flow, Computers and Fluids, 2, pp. 191-206, 1974.
- 6 Raithby, G.D., Prediction of Dispersion by Surface Discharge, Basin Investigation and Modelling Section, Canada Centre for Inland Waters, Burlington, Ontario, Canada, 1976.
- 7 Baliga, B.R. and Patankar, S.V., A Control Volume Finite-Element Method for Two-Dimensional Fluid Flow and Heat Transfer, Numerical Heat Transfer, 6, pp. 245-261, 1983.
- 8 Schneider, G.E. and Zedan, M., Control-Volume-Based Finite Element Formulation of the Heat Conduction Equation, Spacecraft Thermal Control, Design, and Operation, Prog. Astronaut. Aeronaut., 86, pp. 305-327, 1983.
- 9 Schneider, G.E. and Raw, M.J., A Skewed, Positive Influence Coefficient Upwinding Procedure for Control-Volume-Based Finite-Element Convection-Diffusion Computation, Numerical Heat Transfer, 9, pp. 1-26, 1985.
- 10 Schneider, G.E. and Raw, M.J., Control Volume Finite-Element Method for Heat Transfer and Fluid Flow Using Colocated Variables - 1. Computational Procedure, Numerical Heat Transfer, 11, pp. 363-390, 1987.
- 11 Schneider, G.E. and Raw, M.J., Control Volume Finite-Element Method for Heat Transfer and Fluid Flow Using Colocated Variables - 2. Application and Validation, Numerical Heat Transfer, 11, pp. 391-400, 1987.
- 12 Peric, M., Kessler, R. Scheuerer, G., Comparison of Finite-Volume Numerical Methods with Staggered and Colocated Grids, Computers and Fluids, 16, pp. 389-403, 1988.
- 13 Camarero, R. and Reggio, M., Numerical Solution Procedure for Viscous Incompressible Flows, Numerical Heat Transfer, 10, pp. 131-146, 1986.
- 14 Schneider, G.E., A Novel Co-located Finite Difference Procedure for the Numerical Computation of Fluid Flow, AIAA - 4th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Boston, Massachusetts, 1986.
- 15 Marchi, G.H., Maliska, C.R. and Bortoli, A.L., The Use of Co-located Variables in the Solution of Supersonic Flows, COBEM 89 - X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 1988.
- 16 Ulson de Souza, S.M.A.G., Um Esquema Numérico Utilizando Variáveis Co-localizadas com Função de Interpolação Completa para a Solução de Problemas de Escoamento de Fluidos, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1992.
- 17 Ghia, U., Ghia, K.N. and Shin, C.T., High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multi-Grid Method, Journal of Computational Physics, 48, pp. 387-411, 1982.

SIMULAÇÃO E REPRESENTAÇÃO GRÁFICA DE UMA PLACA DE ORIFÍCIO PARA GASES E VAPORES EM COMPUTADOR

Antônio I. V. Nunes*, Márcia M. L. Duarte**, Marcione L. da Silva*

* Aluno do último ano de Engenharia Química, UFRN

** Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Programa de Pós-graduação em Eng^a Química, 59072, Natal, RN, Brasil

RESUMO

Procurou-se demonstrar a aplicabilidade de um programa de computador na indústria química, com o objetivo de calcular o dimensionamento de uma placa de orifício para gases e vapores, bem como a sua representação gráfica visual. Para tanto, recorreu-se ao modelo termodinâmico fundamental e a métodos numéricos. A execução do programa se restringe a computadores IBM-PC e compatíveis. Os resultados obtidos mostraram segurança e rapidez nos cálculos para o dimensionamento de placas de orifício.

1. INTRODUÇÃO

Calcular as variáveis que regem o fluxo de um fluido através de um medidor de vazão do tipo placa de orifício, nem sempre é tarefa trivial, principalmente quando se trata de fluidos compressíveis como gases e vapores, onde leva-se em consideração o fator de expansão. A utilização de métodos computacionais pode representar uma solução ideal, no entanto, considerando-se a atual disponibilidade de microcomputadores, a sua utilização tanto no ensino como em pesquisa na área de engenharia é viável e de certa forma deve ser estimulada.

Para o cálculo das variáveis, adotou-se o modelo termodinâmico, partindo do balanço de energia juntamente com a equação do fator de expansão e chegando-se a uma nova equação conveniente, que é resolvida pelo método de convergência de Newton-Raphson.

Definida a metodologia de cálculo das variáveis, foi desenvolvido um sistema computacional (PLACA), o qual permite calcular a pressão manométrica, fator de expansão, velocidade do fluido no orifício e o número de Reynolds a partir de variações individuais ou simultâneas do diâmetro do tubo, diâmetro do orifício, fluxo e pressão de entrada.

O programa PLACA foi desenvolvido na linguagem BASIC (Turbo Basic, versão 1.0) para microcomputadores IBM-PC e compatíveis com monitor CGA e co-processador matemático.