

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM UMA CAVIDADE TRIDIMENSIONAL COM TAMPA DESLIZANTE

Guilherme Duarte de Menezes

Guilherme_756@hotmail.com

Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Avenida João Naves de Ávila, S/N, 38400-902, Uberlândia, Minas Gerais, Brasil.

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Solidônio Rodrigues de Carvalho

srcarvalho@mecanica.ufu.br

Resumo: No presente trabalho são apresentados o modelo Matemático e metodologia numérica para a solução do problema clássico do escoamento tridimensional incompressível em uma cavidade com tampa deslizante. Na solução numérica foi utilizado o método das diferenças finitas centradas com o esquema da malha deslocada. O acoplamento pressão-velocidade foi obtido por meio do método dos passos fracionados. Para a análise do escoamento foi utilizado o modelo de turbulência a uma equação de transporte proposto por Spalart-Allmarass, para a solução de escoamentos turbulentos. O objetivo é analisar o escoamento no interior da cavidade e o desempenho desta metodologia na solução do problema. É importante ressaltar que os resultados obtidos são comparados a dados da literatura.

1. INTRODUÇÃO

A grande maioria dos escoamentos encontrados na natureza são essencialmente turbulentos, e sua compreensão e modelagem são desafios da atualidade, constituindo um tema atual e promissor de pesquisa. Entre os fatores que influenciam a transição de um escoamento laminar para turbulento estão: a rugosidade superficial, a atuação de forças de campo, perturbações na corrente livre, entre outros.

Segundo Silveira Neto (2003) é importante ressaltar que os escoamentos turbulentos possuem algumas características marcantes, como a presença de flutuações de velocidade nas três dimensões, o fato de possuírem fortes gradientes de velocidades, o que acentua o processo de transformação de energia cinética em dissipação viscosa. Além disso, os escoamentos turbulentos possuem a característica de apresentar fortes não linearidades, e ainda um largo espectro de frequência.

Nesse sentido, nas últimas décadas houve um esforço com o objetivo de desenvolvimento de técnicas que possibilitassem simular escoamentos com alto grau de complexidade, e é nesse contexto que surgem algumas metodologias como: DNS, RANS, LES e DES.

A simulação numérica direta (DNS- Direct Numerical Simulation), consiste em resolver as equações de Navier-Stokes diretamente, sem a imposição de um modelo, o que implica em uma malha suficientemente pequena pra resolver todos os espectros de frequência e por isso requer um esforço computacional extremamente elevado.

Uma alternativa encontrada foi o conceito da decomposição das escalas, através da aplicação de um processo de media temporal, decompondo a velocidade em uma parte media e outra temporal, assim as Equações Medias de Reynolds (RANS- Reynolds Average Navier-Stokes) são estabelecidas através da filtragem por um processo de media de todas as instabilidades físicas do escoamento.

Smagorinsky(1963) propõe uma nova metodologia denominada LES(Large Eddy Simulation) que tem como principal característica separar as escalas do escoamento turbulento, dessa forma é feito o truncamento do espectro de frequências onde as menores estruturas do escoamento eram simuladas enquanto as maiores estruturas são resolvidas, para isso basta que seja modelado o processo de transferência de energia entre as escalas resolvidas e as escalas não resolvidas.

Mais recentemente, outras metodologias vêm sendo desenvolvidas, com o objetivo de agrupar as qualidades dos modelos RANS e LES, surgem então os denominados modelos híbridos. Entre esses novos modelos pode-se citar o proposto por Spalart-Allmaras (1994) que a princípio surge devido à necessidade de simulação de escoamentos complexos principalmente na área de aerodinâmica.

O presente trabalho tem como objetivo analisar e comparar o desempenho do modelo híbrido de Spalart-Almaras em uma cavidade tridimensional com tampa deslizante. Para isso os resultados são comparados a dados encontrados na literatura.

2. DESENVOLVIMENTO

2.1 Modelo Físico:

Como já mencionado anteriormente, o presente trabalho é dedicado ao estudo do escoamento no interior de uma cavidade tridimensional com tampa deslizante como representado pela Figura 1.

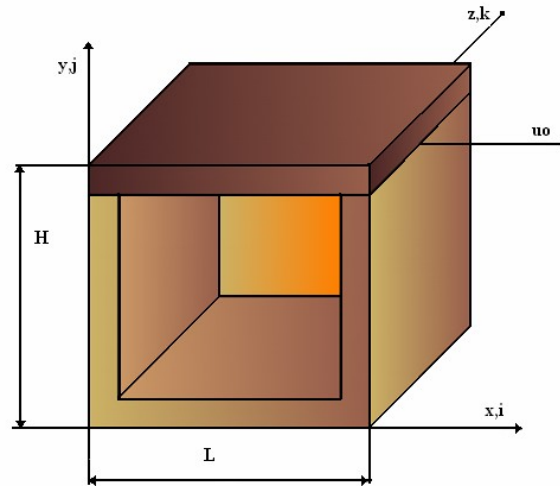


Figura 1: Modelo físico: cavidade tridimensional com tampa deslizante

onde L é largura da cavidade, h a altura e u_0 a velocidade da tampa.

Uma vez estabelecido o modelo físico para o problema a ser estudado é importante estabelecer o modelo matemático.

2.2 Modelo Matemático:

O modelo matemático é baseado nas equações da continuidade e de balanço de quantidade de movimento para um fluido incompressível (equações de Navier-Stokes). Neste caso, usando a notação tensorial, a equação da continuidade para fluidos incompressíveis assume a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

Já a equação do balanço de quantidade de movimento para um fluido incompressível é definida por:

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

onde ρ_o é a densidade do fluido, P a pressão no interior da cavidade, ν a viscosidade dinâmica do fluido e $\vec{u}$ o vetor velocidade do fluido nas direções x e y .

A partir do modelo matemático são definidas as condições iniciais e condições de contorno para o problema. As condições iniciais definem o primeiro instante do escoamento. No caso de uma partícula em movimento, deve-se impor inicialmente um campo de velocidade tal que $\nabla \cdot \vec{u} = 0$. Já para o campo de pressão não há valor de referência a ser adotado no primeiro instante de tempo, neste caso, adota-se $P(x, y) = 0$.

As condições de contorno, por sua vez, definem o domínio de cálculo que pode ser composto por paredes sólidas, sólidos imersos, simetria, entrada de fluido, etc. No caso do problema da cavidade com tampa deslizante, considera-se que todas as paredes são sólidas. Nesse sentido, pela hipótese do não deslizamento a velocidade nas paredes laterais e na parede inferior devem ser nulas. Porém a velocidade na parede superior, por sua vez, considera-se uma velocidade igual u_o .

Para o cálculo do campo de pressão, o gradiente de pressão na parede é nulo. As condições de contorno são apresentadas na Figura 2, onde u é a velocidade na direção x e v na direção y .

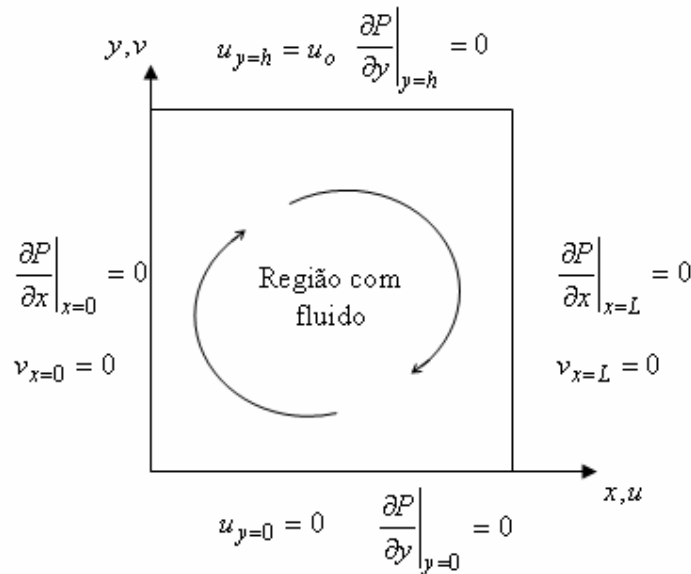


Figura 2: Condições de contorno para o problema da cavidade com tampa deslizante

A análise dos escoamentos turbulentos é feita através de um processo de filtragem das equações de Navier-Stokes e de separação das escalas. Para tanto as variáveis presentes no escoamento são separadas em grandes escalas e pequenas escalas. Aplicando-se o processo de filtragem às Equações (1) e (2), obtêm-se as seguintes equações.

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u_i u_j} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4)$$

Na Equação (4), nota-se que o termo não linear se apresenta na forma de um produto filtrado. Assim, para resolver este problema, faz-se a decomposição das escalas em uma parte filtrada e em uma flutuante, o que resulta na Equação (5).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j - \tau_{ij}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (5)$$

onde τ_{ij} é o tensor de Reynolds sub-malha.

A Equação (5), no entanto, se apresenta na forma de um sistema indeterminado que têm sua origem no termo não linear da equação da quantidade de movimento. Boussinesq (1877), por sua vez, propôs uma maneira de se resolver este problema expressando o tensor de Reynolds sub-malha em função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidade filtrado e da energia cinética turbulenta, assim como apresentado na Equação (6),

$$\tau_{ij} = -\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (6)$$

onde ν_t é viscosidade turbulenta e k a energia cinética turbulenta.

A proposta de Boussinesq (1877) consiste em incorporar a energia cinética turbulenta à pressão estática e adotar uma metodologia para calcular a viscosidade turbulenta assim como apresentado na Equação (7).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (7)$$

Onde $\nu_{ef} = \nu + \nu_t$ é a viscosidade efetiva do fluido.

Nesse sentido Spalart-Allmaras (1997) propuseram fazer o cálculo da viscosidade turbulenta através de uma variável auxiliar, definida pela Equação (8):

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu_1} \quad (8)$$

A variável auxiliar $\tilde{\nu}$ apresentada anteriormente é calculada a partir de um modelo de turbulência a uma equação de transporte. Ressalta-se que no presente trabalho optou-se por suprimir os termos referentes à transição, dada a sua complexidade de compreensão e utilização, por isso o modelo pode ser apresentado a seguir Equação (9).

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \tilde{v}) = c_{b1} \tilde{S} \tilde{v} - [c_w f_w \left[\frac{\tilde{v}}{\tilde{d}} \right]^2] + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right] \quad (9)$$

onde é calculada da seguinte forma:

$$\tilde{d} = \min(d_w, C_{des} \Delta) \quad \text{onde} \quad \Delta = \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$$

Os termos do lado direito da Equação (9) representam respectivamente: a produção de viscosidade turbulenta, a difusão, dissipação, e destruição.

A viscosidade turbulenta ν_t é ainda definida em termos de uma função de amortecimento para as regiões parietais (f_{v1}) dada por:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 - c_{v1}^3}, \quad \text{onde: } \chi = \frac{\tilde{v}}{\nu}, \quad \text{e } c_{v1} = 7,1$$

2.3 Metodologia Numérica:

Para a solução do problema proposto foi utilizado o método de diferenças finitas, neste método as equações são discretizadas com base na aproximação das derivadas no ponto da malha. Utilizou-se uma malha com arranjo deslocado que inibe oscilações de pressão decorrentes da independência entre pressão e velocidade num mesmo ponto durante a resolução da equação de conservação da massa. Esta resolução tem se revelado mais adequada, uma vez que os métodos que trabalham com malha co-localizada nem sempre garantem conservação da massa em seus elementos.

Neste tipo de malha, as velocidades são armazenadas nas faces enquanto a pressão e as outras propriedades do fluido são armazenadas no centro do elemento da malha, como mostrado na Figura 3.

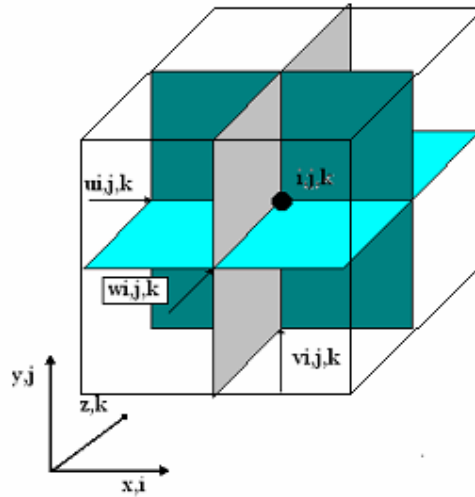


Figura 3: Método da malha deslocada

A solução numérica do problema proposto é obtida a partir dos passos descritos a seguir. O primeiro consiste no cálculo da variável auxiliar proposta no modelo SA, para tanto foi usada uma formulação totalmente explícita, o que implica em uma maior facilidade para efetuar os cálculos e

também na imposição das condições de contorno para o problema. A discretização da equação do modelo de Spalart-Allmaras foi feita como representado pela Equação (10) da seguinte forma.

$$\frac{\tilde{v}_i^{n+1} - \tilde{v}_i^n}{\Delta t} + \left[\frac{\partial(u_i \tilde{v}_i)}{\partial x_j} \right]^n = c_{b1} \tilde{S} \tilde{v}^n - [c_w f_w] \left[\left(\frac{\tilde{v}_i}{\tilde{d}} \right)^n \right]^2 + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{v}_i) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \right]^n \quad (10)$$

em que $\tilde{v}^{n+1}$ representa o valor da variável auxiliar no próximo instante de tempo.

Como foi dito anteriormente, a discretização espacial da equação do modelo SA foi feita através do método de diferenças finitas, com uma malha uniforme e arranjo deslocado. Por isso, as propriedades do fluido devem se interpoladas sobre a face da célula de maneira pertinente, dessa forma foi utilizado o conceito de interpolação baseado na média ponderada, onde o fator de ponderação é calculado através da distancia do centro da célula até a face, como sugerido por Patankar (1980), e representado esquematicamente na seguinte Figura 4.

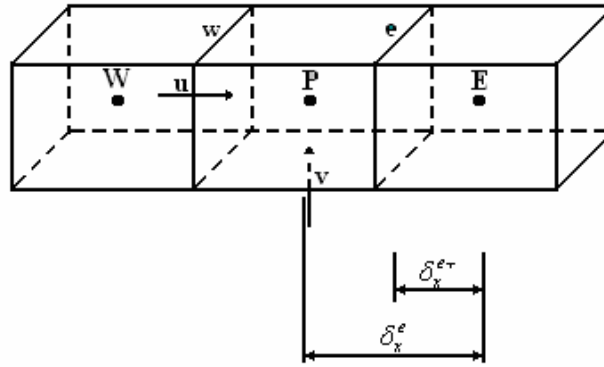


Figura 4: Esquema para cálculo da variável auxiliar nas faces da célula baseado no conceito da média ponderada na direção do eixo x

Portanto, para a interpolação da variável auxiliar $\tilde{v}$ sobre a face utiliza-se uma aproximação linear entre os pontos como mostra a Equação (11).

$$\tilde{v}_e = (ref_e) \tilde{v}_p + (1 - ref_e) \tilde{v}_E \quad (11)$$

onde o fator de interpolação ref_e é a razão entre as distâncias mostradas na Figura 4, dado pela Equação (12):

$$ref_e = \frac{\delta_x^{e+}}{\delta_x^e} \quad (12)$$

Com base nos conceitos apresentados acima a discretização espacial da equação de transporte do modelo de turbulência proposto por Spalart-Allmaras é apresentada a seguir:

- Termo advectivo (Equação (13)) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j \tilde{v}) &= \frac{1}{\Delta x_i} [(u_{i,j,k}) \tilde{v}_w - (u_{i+1,j,k}) \tilde{v}_e] + \frac{1}{\Delta y_j} [(v_{i,j,k}) \tilde{v}_s - (v_{i,j+1,k}) \tilde{v}_n] \\ &+ \frac{1}{\Delta z_k} [(w_{i,j,k}) \tilde{v}_b - (w_{i,j,k+1}) \tilde{v}_f] \end{aligned} \quad (13)$$

- Termo difusivo (Conservativo Equação(14))

O termo difusivo conservativo para um escoamento isotérmico e incompressível pode ser reescrito da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{v}_i) \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \right) &= \frac{1}{\Delta x_i} \left[(\nu + \tilde{v}_e) \frac{\bar{v}_e}{\Delta x_i} - (\nu + \tilde{v}_w) \frac{\tilde{v}_w}{\Delta x_{i-1}} \right] + \\ &\frac{1}{\Delta y_j} \left[(\nu + \tilde{v}_n) \frac{\bar{v}_n}{\Delta y_j} - (\nu + \tilde{v}_s) \frac{\bar{v}_s}{\Delta y_{j-1}} \right] + \\ &\frac{1}{\Delta z_k} \left[(\nu + \tilde{v}_b) \frac{\bar{v}_b}{\Delta z_k} - (\nu + \tilde{v}_f) \frac{\bar{v}_f}{\Delta z_{k-1}} \right] \end{aligned} \quad (14)$$

- Termo difusivo (não conservativo Equação (15))

$$\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} = \left(\frac{\tilde{v}_e - \tilde{v}_w}{\Delta x_i} \right) \left(\frac{\tilde{v}_e - \tilde{v}_w}{\Delta x_i} \right) + \left(\frac{\tilde{v}_n - \tilde{v}_s}{\Delta y_j} \right) \left(\frac{\tilde{v}_n - \tilde{v}_s}{\Delta y_j} \right) + \left(\frac{\tilde{v}_b - \tilde{v}_f}{\Delta z_k} \right) \left(\frac{\tilde{v}_b - \tilde{v}_f}{\Delta z_k} \right) \quad (15)$$

Para a estimativa do campo de velocidade no interior da cavidade foi utilizado o método dos passos fracionados, neste método é necessário fazer a estimativa do campo de velocidade filtrado, que consiste no segundo passo como apresentado pela Equação (16) apresentada a seguir.

$$\bar{u}_i^{*n+1} = \bar{u}_i^{*n} + \Delta t \left\{ -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \right\} \quad (16)$$

onde o índice $n+1$ representa o valor da variável no passo tempo atual e n o valor no passo de tempo anterior. $\bar{u}^*$, $\bar{v}^*$, $\bar{w}^*$ e $\bar{P}^*$ são as estimativas do campo de velocidade e de pressão filtrados.

O terceiro passo, por sua vez, consiste em resolver a equação de Poisson (Equação 17).

$$\frac{\partial^2 \bar{P}^{*n+1}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}^{*n+1}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{P}^{*n+1}}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\Delta t} \left(\frac{\partial \bar{u}^{*n+1}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^{*n+1}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^{*n+1}}{\partial z} \right) \quad (17)$$

Note que a Equação (18) se apresenta na forma implícita, neste caso, deve-se resolver um sistema linear para se obter a estimativa do campo de pressão filtrado ($\bar{P}^*$). Neste trabalho, optou-se pelo método iterativo S.O.R (Successive Over Relaxation).

O quarto passo consiste em determinar os valores reais de $\bar{u}$, $\bar{v}$, w e $\bar{P}$ a partir dos valores estimados de $\bar{u}^*$, $\bar{v}^*$, $\bar{w}^*$ e $\bar{P}^*$. Neste caso, são usadas as Equações (18), (19), (20) e (21).

$$\bar{u} = \bar{u}^* - \frac{\Delta t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial x} \right) \quad (18)$$

$$, \quad \bar{v} = \bar{v}^* - \frac{\Delta t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial y} \right) \quad (19)$$

$$\bar{w} = \bar{w}^* - \frac{\Delta t}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{P}^*}{\partial z} \right) \quad (20)$$

$$, \quad \bar{P}^{n+1} = \bar{P}^{*n+1} + \bar{P}^n \quad (21)$$

No quinto e último passo, deve-se verificar se as velocidades filtradas $\bar{u}$, $\bar{v}$ e w respeitam o critério da conservação da massa assim como apresentado na Equação (22).

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} < \varepsilon \quad (22)$$

3. RESULTADOS

Como observado as bases matemáticas e metodologia numérica já foram desenvolvidas, porém os resultados estão ainda em fase de análise, mas o mesmo trabalho foi realizado previamente para o caso bidimensional, que são os resultados apresentados a seguir.

Nos testes realizados, foi adotada uma malha uniforme de 900 e 3600 nós para número de Reynolds igual a 1000. O objetivo foi comparar e analisar os resultados obtidos para a metodologia SA. Para facilitar a notação, os campos filtrados ($\bar{u}$ e $\bar{v}$) serão indicados apenas pelo símbolo do campo (u e v), ou seja, sem o símbolo de filtro que os caracterizam. Os resultados obtidos foram comparados aos resultados numéricos de Guia *et al.* (1982). Estas comparações foram realizadas a partir do perfil da componente de velocidade u , na linha vertical do centro da cavidade ($x = 0,5$) e o perfil da componente de velocidade v , na linha horizontal do centro da cavidade ($y = 0,5$). A Figura 6 apresenta os resultados para $Re = 1000$.

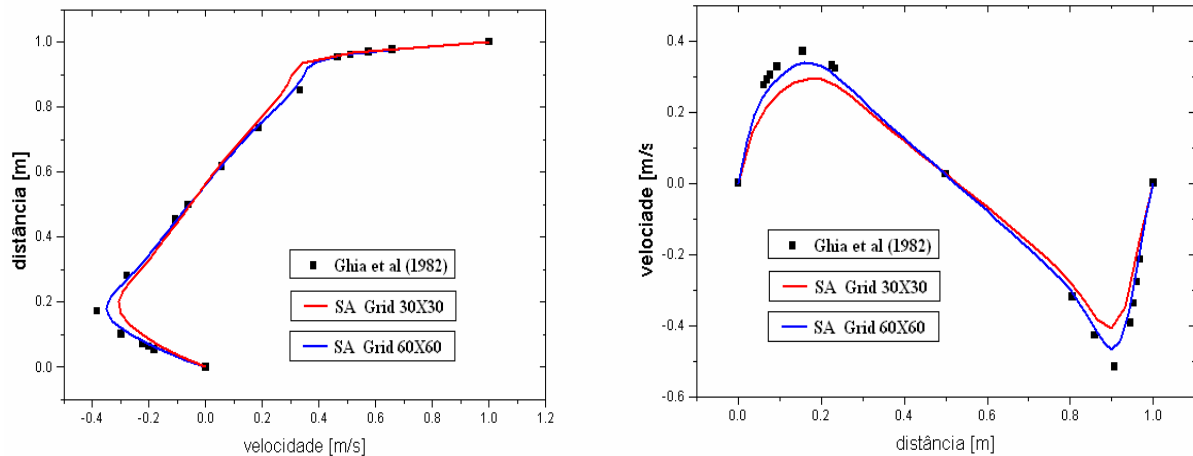


Figura 5: Comparação dos perfis das componentes de velocidade para $Re = 1000$, com malha 30x30 e 60X60 . a) u em $x = 0,5$; b) v em $y = 0,5$.

O resultado acima demonstra a influência da malha na qualidade dos resultados, e como já previsto quanto mais refinada a malha melhor a qualidade.

A mesma análise foi feita para um número de Reynolds igual a 10.000, porém neste foi adotada uma malha de 9025 nós, e estes resultados são apresentados pela Figura 7.

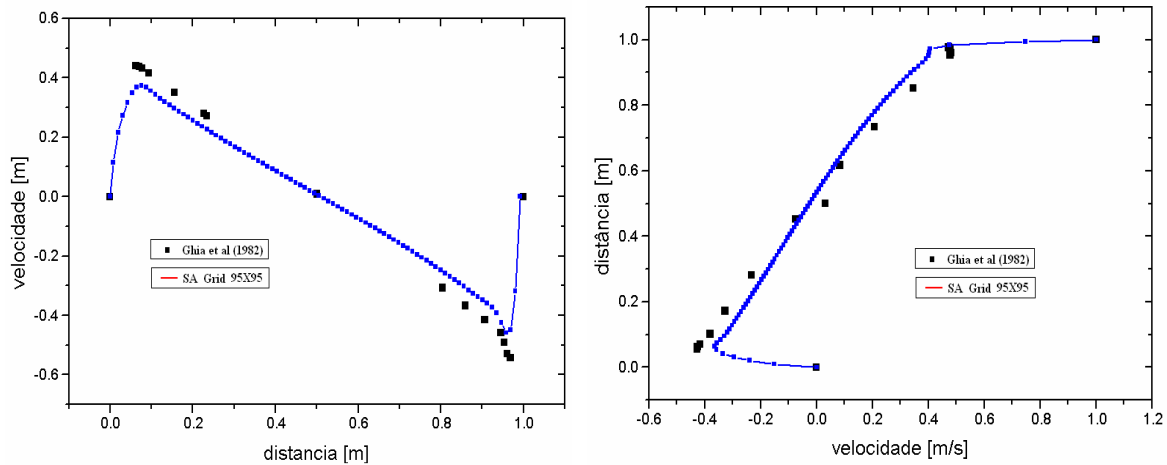


Figura 6: Comparação dos perfis das componentes de velocidade para $Re = 10000$, com malha 60x60 a) u em $x = 0,5$; b) v em $y = 0,5$.

4. CONCLUSÃO

Neste trabalho apresentou-se a solução numérica do problema do escoamento tridimensional em uma cavidade tridimensional com tampa deslizante para fluido incompressível. Para a análise do escoamento foi utilizado o modelo de turbulência a uma equação proposto por Spalart-Almaras, que consiste na solução das equações médias de Reynolds. Para tanto foi utilizada uma discretização temporal de primeira ordem e uma malha com arranjo deslocado.

Porém o trabalho tridimensional encontra-se em fase de análise dos resultados, entretanto neste trabalho são apresentados resultados obtidos em um caso bidimensional utilizando-se a metodologia proposta por Spalart-Allmaras e os resultados obtidos foram satisfatórios quando comparados a dados da literatura.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem aos órgãos de fomento CNPq, Fapemig e Capes pelo suporte financeiro.

7. DIREITOS AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo do material impresso incluído no trabalho.

8. REFERÊNCIAS

Boussinesq, J., 1877, "Theorie de lécoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section", 2 vols., Fautiers-Villars, Paris.

Ghia, U., Guia, K. N. and Shin, C. T., 1982 "High-Re Solutins for Incompressible Flow using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method", Journal of Computacional Physics 48, pp 384-411.

Patankar, S. (1980). Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, USA: Hemisphere Publishing Corporation.

Silveira Neto, A. 2003, “Introdução à Turbulência dos Fluidos.”, Apostila do Curso de Pós Graduação em Engenharia Mecânica. LTCM/FEMEC/UFU

Spalart, P., Allmaras S., 1994, “A one-equation turbulence model for aerodynamics flows”, La Recherche Aéronautique 1 , pp 5-21.

NUMERICAL SOLUTION OF THE DRIVEN FLOW IN A SQUARE CAVITY PROBLEM

Guilherme Duarte De Menezes

Guilherme_756@hotmail.com

School of Mechanical Engineering, Federal University of Uberlândia, Avenida João Naves de Ávila, S/N, 38400-902, Uberlândia, Minas Gerais, Brasil

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Solidônio Rodrigues de Carvalho

srcarvalho@mecanica.ufu.br

Abstract: *This work presents the mathematical model and the numerical methodology of the classic three-dimensional incompressible lid-driven cavity flow problem. The numerical solution was obtained by the finite difference method with Staggered Grid while the pressure-velocity coupling was obtained through the fractional step method. For the flow analysis and the solution of the turbulent flow, the turbulence model at one transport equation proposed by Spalart-Allmaras was used. The main objective is to evaluate the flow inside the cavity and the performance of the methodology in the solution of the problem. It is important to note that the obtained results are comparable to the literature data.*

Keywords: *flow, cavity, turbulence, Spalart-Allmaras.*