

Simulação numérica de escoamento bi-dimensional sobre aerofólios utilizando a técnica de fronteiras imersas

Vinícius Piovesan de Toledo

SMM – EESC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13566-590 São Carlos - SP
vinipio@gmail.com

José Alberto Cuminato

SME – ICMC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13560-970 São Carlos - SP
jacumina@icmc.usp.br

Leandro Franco de Souza

SME – ICMC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13560-970 São Carlos - SP
lefraso@icmc.usp.br

Resumo. No presente trabalho é realizado um estudo numérico de escoamentos incompressíveis sobre um perfil bi-dimensional. O aerofólio foi modelado por meio da técnica de Fronteiras Imersas. Essa técnica consiste na adição de um termo forçante nas equações de Navier-Stokes, que modelam o efeito da presença do corpo na evolução do escoamento. Isso faz suas soluções serem mais simples, tornando possível a utilização de malhas Cartesianas. Foi implementado um estiramento da malha na direção normal ao escoamento, para aumentar a acurácia dos resultados próximos ao aerofólio e reduzir o número de pontos nesta direção. O código numérico é baseado na formulação Vorticidade-Velocidade. Métodos de diferenças finitas de alta ordem foram adotados para o cálculo das derivadas espaciais. A integração no tempo foi realizada por um esquema de Runge-Kutta de 4^a ordem. Os resultados numéricos foram obtidos para baixos números de Reynolds (5000). Os resultados mostram que o código implementado fornece bons resultados se comparados a outros resultados obtidos da literatura.

Palavras chave: Método das fronteiras imersas, estiramento de malha, métodos de alta ordem, formulação vorticidade-velocidade

1. Introdução

O estol de asa é um fenômeno típico nas condições críticas de voo de uma aeronave, no caso, a decolagem e o pouso. Nestes casos, deve-se ganhar o máximo de força de sustentação possível através de um aumento no ângulo de ataque. Em outras palavras, o fenômeno de estol é associado à formação de vórtices no bordo de ataque de uma asa, precedida da separação da camada-limite laminar próxima ao nariz do aerofólio. Com o tempo, estes vórtices chegam ao bordo de fuga e finalmente se separam. Esta situação é responsável pela queda de sustentação. Nas aeronaves modernas, o fenômeno é atenuado com a implementação de dispositivos de hiper-sustentação, no entanto estes são complexos e pesados, além de possuírem altos custos de produção e manutenção. Por isto, o mercado vem exigindo novas soluções baseadas na diminuição da complexidade destes dispositivos, buscando o aumento do desempenho dos aerofólios.

No presente trabalho, o estudo de um escoamento ao redor de um aerofólio foi realizado, utilizando-se o método das fronteiras imersas. O método foi idealizado por Peskin, 1972; Peskin, 1977, para simular o escoamento de sangue em torno das válvulas de um coração. O método de Peskin consiste na utilização de duas malhas, uma Euleriana, utilizada para o cálculo das equações, e outra Lagrangeana, representando o corpo imerso. A interação entre as duas malhas seria representada pela adição de um termo fonte de força às equações de Navier-Stokes. Isto evita a utilização de complexas malhas em torno do corpo. Além disto, as duas malhas de Peskin são geometricamente independentes, indicando que não há necessidade de gerar uma nova malha a cada instante de tempo. Uma boa revisão de métodos de fronteiras imersas pode ser visto em Mittal e Iaccarino, 2005. Ye *et al.*, 1999 apresenta um método de 2a ordem para estudo de escoamentos em torno de corpos com geometrias complexas.

A utilização de métodos de fronteiras imersas para escoamentos em torno de perfis aerodinâmicos, incompressíveis, com baixos números de Reynolds, já vem sendo explorada pela comunidade científica (Ortega e Silvestrini, 2004; Oliveira *et al.*, 2005).

Ortega e Silvestrini, 2004 realizaram um estudo de escoamento em torno de um perfil NACA 0012, variando-se o ângulo de ataque para prever o aparecimento do *stall*. Os resultados mostram que o código utilizado, com

fronteiras imersas, apresentam bons resultados. O fenômeno *stall* ocorre quando o ângulo crítico de ataque é excedido, ocasionando perda de sustentação e aumento de arrasto.

Oliveira *et al.*, 2005 realizaram um estudo de escoamento em torno de um perfil NACA 0012, utilizando o método das fronteiras imersas. O número de Reynolds adotado por ele foi de $Re = 10000$ e foi utilizada uma modelagem sub-malha com o modelo de Smagorinsky. Os resultados mostram que o fenômeno de *stall* dinâmico foi capturado, mas que os resultados poderiam ser melhores se fosse utilizado outro modelo sub-malha, ou mesmo um modelo de turbulência.

O presente trabalho consiste na utilização das equações de Navier-Stokes aplicadas ao escoamento ao redor de um aerofólio. Juntamente com o método das fronteiras imersas, foi possível analisar diferentes condições de ângulo de ataque. A utilização de esquemas de alta-ordem de precisão permitiram a adoção de malhas com uma quantidade menor de pontos se comparada a outros estudos.

O presente artigo é dividido como se segue: na seção Formulação é mostrada a formulação adotada no atual trabalho; na seção Método Numérico são mostrados os detalhes do método numérico utilizado; na seção Resultados os resultados numéricos das simulações são dados; as conclusões e comentários finais são dados na última seção.

2. Formulação

As equações de Navier-Stokes modelam o escoamento de fluidos tanto compressíveis como incompressíveis, sejam eles turbulentos ou laminares. Dependendo das propriedades assumidas ao escoamento, as equações de Navier-Stokes podem ser simplificadas consideravelmente, visando reduzir as dificuldades inerentes à sua solução numérica. Neste estudo, apenas a Conservação da Massa (Equação da Continuidade) e a Quantidade de Movimento (2ª Lei de Newton) serão utilizadas para os cálculos. A formulação adimensionalizada e adequada ao método das fronteiras imersas é mostrada abaixo:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + f_x \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + f_y, \quad (3)$$

em que u e v representam as componentes da velocidade nas direções horizontal e vertical, respectivamente; x , e y correspondem à direção do escoamento e à direção normal ao escoamento, respectivamente; t é a variável que representa o tempo; Re representa o número de Reynolds; p é a pressão local; e f_x e f_y indicam os termos forçantes nas direções x e y , respectivamente.

No presente estudo foi adotada a formulação Vorticidade-Velocidade, dependente somente das velocidades dadas no domínio bi-dimensional e da vorticidade dada na direção transversal ao domínio. Desta forma pode-se obter a equação de transporte de vorticidade:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial f_x}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial x} \right). \quad (4)$$

A equação de Poisson pode ser obtida para a velocidade v :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = -\frac{\partial \omega}{\partial x}. \quad (5)$$

Juntamente com a equação (1), é formado um sistema de três equações capaz de obter os valores de u , v e ω para a análise do escoamento previamente descrito.

No entanto, as equações de Navier-Stokes são representadas no domínio físico bi-dimensional, dado pelas coordenadas x e y . No presente estudo não se deseja utilizar uma distribuição regular de malha. Desta forma foi adotada uma malha que tivesse um refinamento na região próxima ao perfil, permitindo a obtenção de resultados mais precisos.

Desta forma, optou-se por um domínio computacional com a distribuição de pontos com uma maior concentração em torno do aerofólio imerso. A técnica é conhecida como estiramento, e foi aplicada apenas na direção vertical da malha, gerando uma nova malha de coordenadas (ξ, η) . Assim, a coordenada computacional ξ será idêntica à coordenada física x .

Devido a esta característica, as malhas devem respeitar a seguinte condição:

$$\frac{\partial y}{\partial \eta} = \frac{1}{\frac{\partial \eta}{\partial y}} \quad \text{ou} \quad y_\eta = \frac{1}{\eta_y}. \quad (6)$$

Os termos y_η e η_y representarão, a partir de agora, as derivadas relacionadas acima.

Para a coordenada y , há uma formulação que a descreve em relação ao meio computacional, dada por:

$$y = D \left\{ 1 + \frac{\sinh[\beta(\eta - A)]}{\sinh(\beta A)} \right\}, \quad (7)$$

onde

$$A = \frac{1}{2\beta} \ln \left[\frac{1 + (e^\beta - 1)(D/H)}{1 + (e^{-\beta} - 1)(D/H)} \right]$$

e β , D e H são parâmetros ajustáveis. H é a altura da malha, com D correspondendo a metade de seu valor. O parâmetro β indica o nível de refinamento da malha. A malha criada com estes parâmetros é apresentada na Fig. 2.

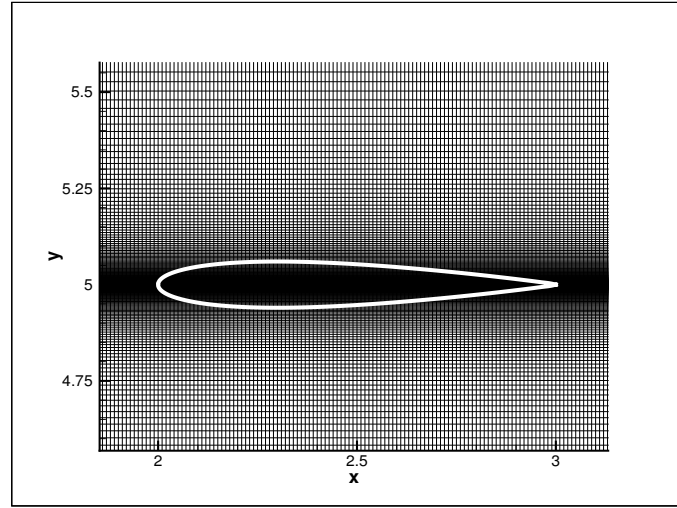


Figura 1: Malha com estiramento

A solução numérica do escoamento exige o conhecimento das primeira e segunda derivadas de η em relação a y , como será visto posteriormente. A literatura fornece estas equações, no entanto, em função de valores de y . Derivando a equação (7) em relação a η , tem-se:

$$y_\eta = \frac{e^{-\eta\beta}(e^{2\eta\beta} + e^{A\beta})\beta D}{e^{2A\beta} - 1}$$

e utilizando-se da equação (6), chega-se à

$$\eta_y = \frac{\sinh(\beta A)}{\beta \cosh(\beta(\eta - A))D}. \quad (8)$$

A derivada segunda é dada por

$$\eta_{yy} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} = - \frac{(\sinh(\beta A))^3 \left(\frac{y}{D} - 1\right)}{D^2 \left(1 + \left(\frac{y}{D} - 1\right)^2 (\sinh(\beta A))^2\right)^{1,5} \beta}. \quad (9)$$

Desta forma, pode-se utilizar as equações acima para solucionar as equações que governam o movimento dos fluidos, incluindo de forma adequada o estiramento.

3. Método Numérico

Os métodos utilizados até então são tradicionais nos estudos de escoamentos. No entanto, todos devem ser adaptados à condição de estiramento, o que modifica de certa forma as equações utilizadas. No código gerado para a análise, os seguintes esquemas foram abordados:

- Solução das equações de Navier-Stokes bi-dimensional na formulação Vorticidade-Velocidade;
- Esquemas de diferenças finitas de 5ª e 6ª ordem para as derivadas espaciais;
- Integração no tempo pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem;
- Solução da equação de Poisson pelo esquema de Aproximação Total (FAS) e múltiplas malhas;
- Utilização da técnica de Fronteiras Imersas.

3.1. Transformação de coordenadas do domínio físico para o computacional

A nova malha computacional gerada não difere apenas pela resolução de suas linhas em relação ao domínio físico. As derivadas calculadas no novo domínio devem ser transformadas para que mantenham sua coerência, sendo dadas pelas seguintes relações:

$$\frac{\partial f}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{\partial f}{\partial \eta} \eta_y \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \frac{\partial f}{\partial \eta} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} = \frac{\partial f}{\partial \eta} \eta_{yy} + \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \eta_y^2 \quad (11)$$

Desta forma, a derivada de qualquer variável pode ser calculada no domínio computacional, dado pela coordenada η , e depois ser convertido para o domínio físico, representado por y , através das derivadas η_y e η_{yy} , conhecidas através da relação algébrica entre os domínios. A vantagem em executar este tipo de operação está no fato da malha computacional ser regular, o que implica em resoluções com maior simplicidade e rapidez.

3.2. Equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes foram modificadas após a aplicação de estiramento. O sistema é dado abaixo:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \eta_y \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta_y^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \eta_{yy} \frac{\partial v}{\partial \eta} = -\frac{\partial \omega}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \eta_y v \frac{\partial \omega}{\partial \eta} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \eta_y^2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2} + \eta_{yy} \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right) + \left(\eta_y \frac{\partial f_x}{\partial \eta} - \frac{\partial f_y}{\partial x} \right). \quad (14)$$

O método das Fronteiras Imersas, utilizado para inclusão do perfil no escoamento, é realizado através da inclusão dos termos forçantes adicionais às equações. O cálculo desses termos é feito de acordo com as fórmulas:

$$\begin{aligned} f_x(x, y) &= rf \delta(x, y) u(x, y) \\ f_y(x, y) &= rf \delta(x, y) v(x, y). \end{aligned}$$

Ou seja, os termos forçantes são dependentes das velocidades nas respectivas direções, modificados por um termo de relaxamento (rf) que varia de acordo com o que se deseja na simulação, em termos de velocidade da iteração. A função $\delta(x, y)$ apenas indica que para os pontos internos do perfil o valor de $\delta(x, y)$ é 1. Para pontos fora do perfil, o valor de $\delta(x, y)$ é zero. A transição destes valores, passando pela fronteira imersa, é dada através de uma função exponencial. Sendo assim, os termos forçantes não atuam na região externa ao perfil. No presente método não há existência de uma malha Lagrangeana, os valores da função delta – $\delta(x, y)$, no domínio computacional se encarregam de distribuir os termos forçantes onde se deseja anular as componentes da velocidade.

A solução da equação de Navier-Stokes é realizada através de discretizações por diferenças finitas de quinta e sexta ordem. Os valores da componente da velocidade v são obtidas através do processo iterativo da solução de (13) (explicado abaixo), enquanto que a componente da velocidade u é resultado da equação (12). O avanço no tempo é realizado pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem. A seqüência de operações adotada aqui é a mesma proposta por Souza, 2005.

3.3. Solução da Equação de Poisson

A equação de Poisson, com a utilização de estiramento, é representada por:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta_y^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \eta_{yy} \frac{\partial v}{\partial \eta} = -\frac{\partial \omega}{\partial x} \quad (15)$$

Para a resolução da equação acima, escolheu-se um método multigrid com quatro malhas, do tipo FAS (do inglês *Full Approximation Scheme*). Este método é ilustrado na figura 3.3.

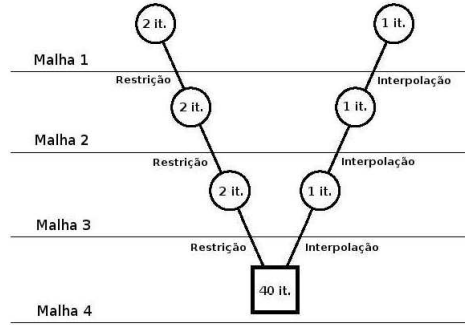


Figura 2: Ilustração do ciclo V utilizado

Utilizou-se para solução numérica da equação de Poisson em cada malha um método iterativo de Sobre-Relaxação Sucessiva por Linha, conhecido como LSOR (do inglês, *Line Successive Over-Relaxation*). Desta forma para cada linha resolveu-se um sistema linear exemplificado abaixo:

$$\begin{bmatrix} A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{i,1} \\ v_{i,2} \\ \vdots \\ v_{i,jmax-1} \\ v_{i,jmax} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} RHS_1 \\ RHS_2 \\ \vdots \\ RHS_{jmax-1} \\ RHS_{jmax} \end{bmatrix} \quad (16)$$

Nesta representação matricial, $[A]$ indica uma matriz de constantes que variam com as propriedades da malha estirada, como as derivadas em relação ao meio físico (η_y, η_{yy}) e espaçamento da malha computacional $(\Delta\eta)$. A matriz que representa os valores de velocidade v para cada linha, dada uma coluna i da malha, é a matriz incógnita a ser determinada pela solução do sistema. A matriz RHS (do inglês *Right Hand Side*) representa o lado direito da equação. Os termos RHS, em função de cada linha, são dados pela combinação de valores da discretização w_z e também de valores de v , todos na mesma linha, vizinhos à coluna i em que a iteração está sendo realizada. O processo iterativo segue até que a seguinte condição seja estabelecida:

$$res_{i,j} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta_y^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \eta_{yy} \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial \omega}{\partial x} \leq 10^{-7} \quad (17)$$

Nos resultados apresentados aqui, a solução numérica foi considerada como satisfatória a partir do momento o resíduo fosse igual ou menor que 10^{-7} .

4. Resultados

Foram realizadas simulações com 6 ângulos de ataque diferentes do perfil NACA 0012. Nestas simulações foi adotado o número de Reynolds igual a $Re = 5000$. O domínio utilizado se estendeu na direção longitudinal de $x_0 = 0$ a $x_{max} = 5,12$. Foram utilizados 513 pontos nesta direção, igualmente espaçados ($\Delta x = 0,01$). Na direção y o domínio utilizado se estendeu de 0 a 10. Nesta direção foram utilizados 321 pontos, espaçados conforme a Eq. 7. O perfil teve o seu baricentro localizado em $y = 5,0$. O baricentro serviu também como ponto de rotação do perfil. O fator de relaxamento (rf) adotado em todas as simulações foi de $rf = -2000$. Na região entre $x_3 = 4,60$ e $x_4 = 4,90$ foi adotada uma região de relaminarização do escoamento (Souza *et al.*, 2005; Kloker *et al.*, 1993; Meitz e Fasel, 2000), para evitar reflexões de perturbações no contorno de saída.

As Figs. 3 a 8 mostram os contornos de vorticidade obtidos nas simulações até um tempo adimensional de $t = 3,5$. Estes resultados foram obtidos utilizando-se microcomputadores Athlon AMD 64 3200+, e levaram em média 30 horas para serem obtidos. Pode-se observar que, com ângulos de ataque até 10 graus, os resultados mostram que o perfil ainda apresenta sustentação. Com o aumento do ângulo de ataque, ocorre o avanço da região de separação em direção ao bordo de ataque. Pode-se observar, com ângulos de ataque maiores ou iguais a 15 graus, a ocorrência do fenômeno conhecido como *stall*. De acordo com Chandrasekhara *et al.*, 1998 o ângulo de stall deste perfil é de 14 graus. Desta forma entende-se que o código implementado conseguiu obter, qualitativamente, bons resultados.

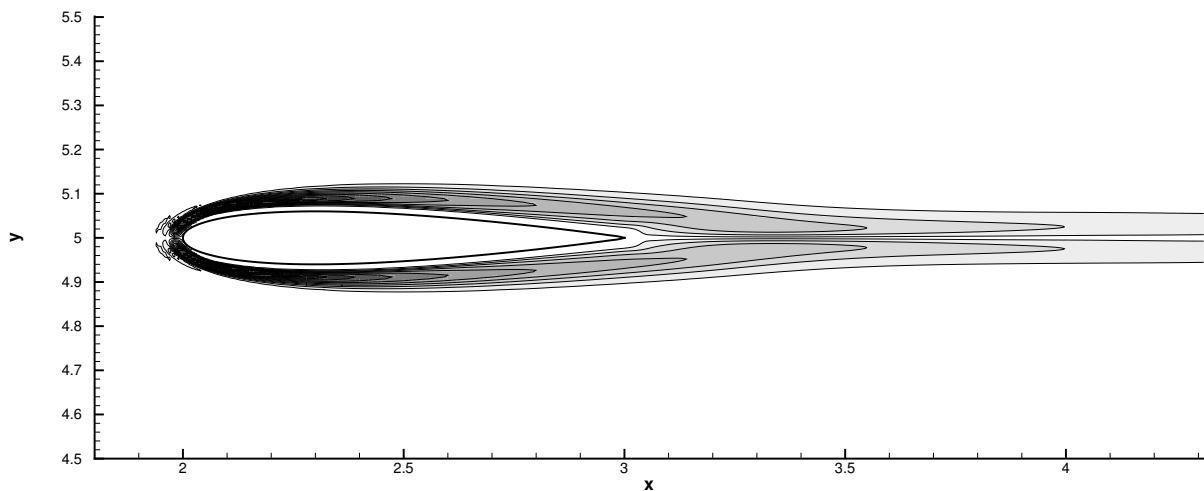


Figura 3: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 0^\circ$.

Figura 4 mostra que mesmo com um pequeno ângulo de ataque, acontece o despreendimento de sucessivos vórtices no bordo de fuga do perfil. Esta seqüência de vórtices forma a conhecida esteira de Von Karmán.

Pode-se observar na Fig. 5 que, com o ângulo de ataque de 10° , o escoamento encontra-se sem separação numa região de até no máximo 30% da corda do perfil. Se compararmos este resultado com os resultados apresentados nas Figs. 6 até 8 pode-se observar que a separação ocorre logo após o bordo de ataque, indicando a ocorrência do fenômeno conhecido como *stall*.

5. Conclusões

No presente trabalho foi realizado um estudo numérico de escoamentos incompressíveis em torno de um perfil bi-dimensional. O aerofólio foi modelado por meio da técnica de Fronteiras Imersas. Foi implementado um estiramento da malha na direção normal ao escoamento, para aumentar a precisão dos resultados próximos ao aerofólio e reduzir o número de pontos nesta direção. Métodos de diferenças finitas de alta ordem foram adotados para o cálculo das derivadas espaciais. A integração no tempo foi realizada por um esquema de Runge-Kutta de 4ª ordem.

Os resultados numéricos foram obtidos para baixos números de Reynolds (5000) e seis ângulos de ataque do perfil. Os resultados mostram que o código implementado fornece bons resultados, se comparado qualitativamente, a outros resultados obtidos da literatura. A utilização do estiramento da malha na direção y viabiliza este tipo de estudo, com a utilização de poucos pontos nas regiões que não sofrem altos gradientes de velocidade/vorticidade. Esforços estão sendo realizados no sentido de se obter os valores dos coeficientes de sustentação e de arrasto para que seja realizada uma comparação quantitativa do código.

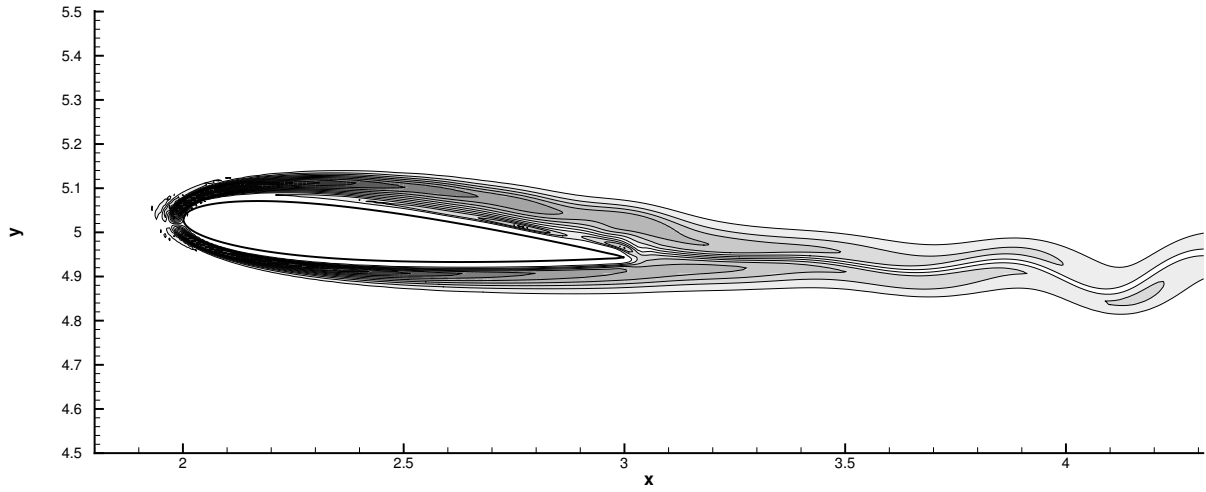


Figura 4: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 5^\circ$.

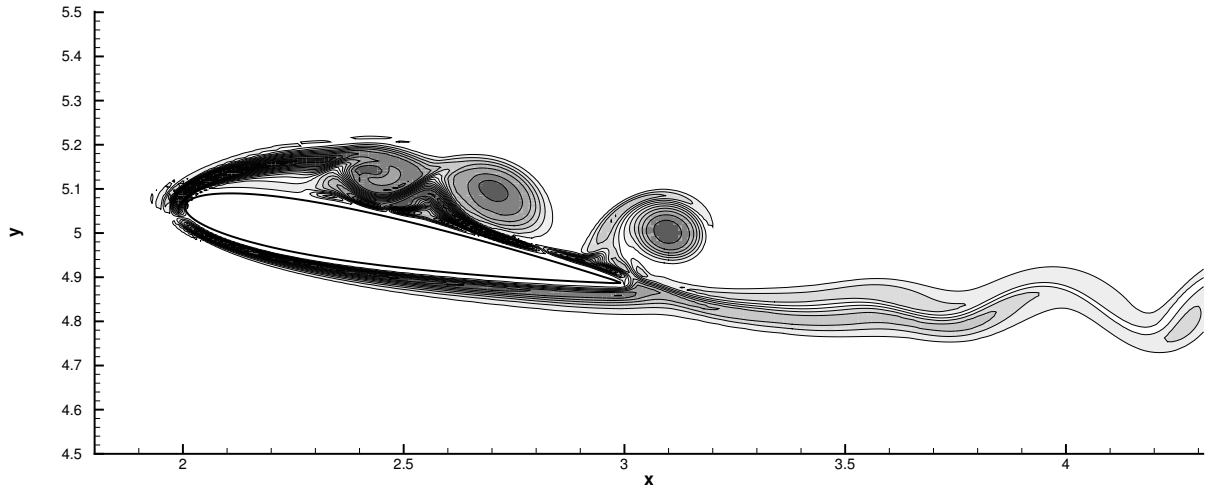


Figura 5: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 10^\circ$.

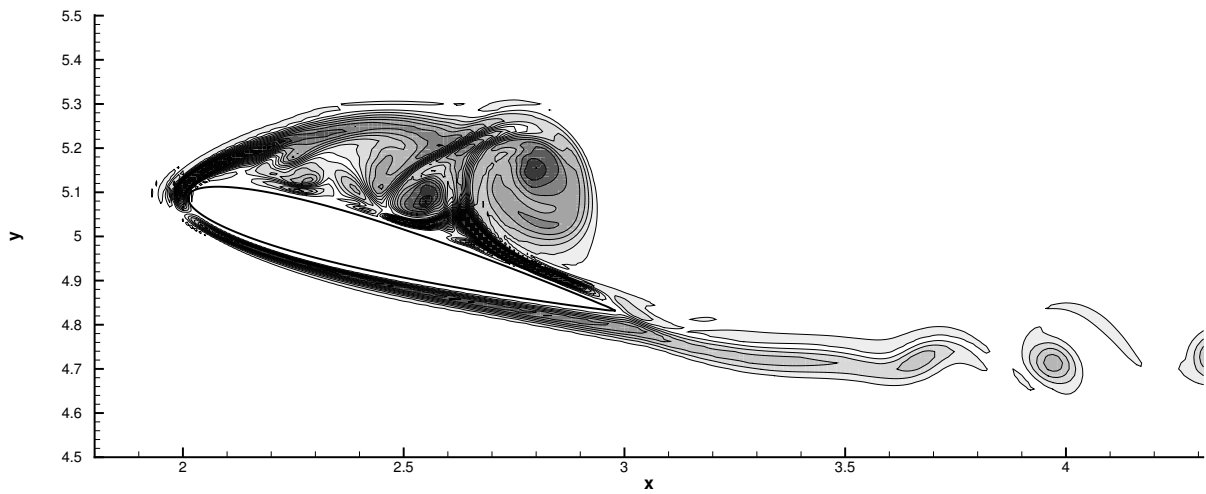


Figura 6: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 15^\circ$.

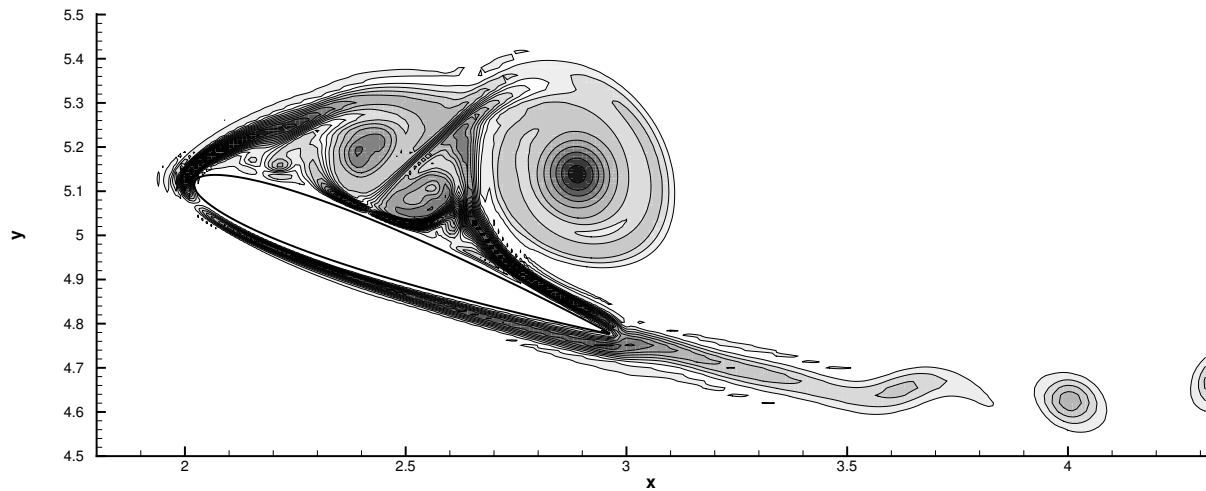


Figura 7: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 20^\circ$.

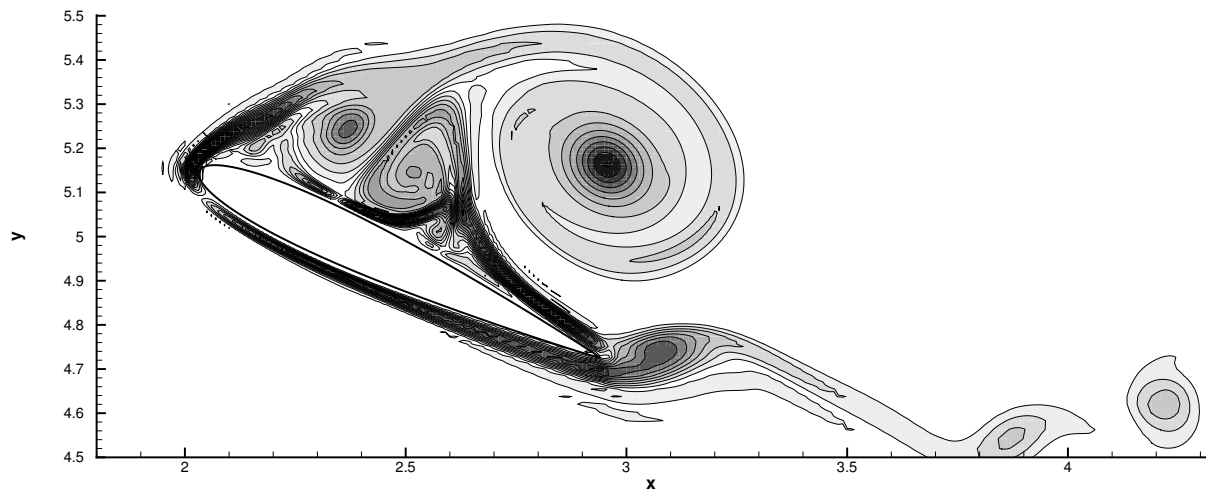


Figura 8: Contornos de vorticidade, ângulo de ataque $\alpha = 25^\circ$.

6. Agradecimentos

Os autores agradecem o apoio dado pelo CNPq e FAPESP processo No 04/07507-4.

7. Referências

- Chandrasekhara, M. S., Wilder, M. C., and Carr, L. W., 1998, Unsteady Stall Control Using Dynamically Deforming Airfoils, "AIAA Journal", Vol. 36, pp. 1792–1800.
- Kloker, M., Konzelmann, U., and Fasel, H. F., 1993, Outflow Boundary Conditions for Spatial Navier-Stokes Simulations of Transition Boundary Layers, "AIAA Journal", Vol. 31, pp. 620–628.
- Meitz, H. L. and Fasel, H. F., 2000, A compact-difference scheme for the Navier-Stokes equations in vorticity-velocity formulation., "J. Comp. Phys.", Vol. 157, pp. 371–403.
- Mittal, R. and Iaccarino, G., 2005, Immersed Boundary Methods, "Annu. Rev. Fluid Mech.", Vol. 37, pp. 239–261.
- Oliveira, J. E. S., e Silva, A. L. F. L., and Neto, A. S., 2005, Numerical Simulation of Flows around a NACA 0012 airfoil in transient pitching motion using immersed boundary method with virtual physical model, "18th International Congress of Mechanical Engineering", Ouro Preto - MG.
- Ortega, M. A. and Silvestrini, J. H., 2004, A DNS prediction of the flow around an airfoil at high angles of attack, "AIAA Paper 2004-5079", Providence, Rhode Island, USA.
- Peskin, C. S., 1972, Flow Patterns Around Heart Valves: A Numerical Method, "J. Computational Physics",

Vol. **10**, pp. 252–271.

- Peskin, C. S., 1977, Numerical Analysis of Blood Flow in the Heart, “J. Computational Physics”, Vol. **25**, pp. 220–252.
- Souza, L. F., 2005, Numerical Simulation of a Flow Over a Circular Cylinder Using Immersed Boundary Method in Vorticity-Velocity Formulation, “Proceedings of COBEM 2005”, Ouro Preto - MG.
- Souza, L. F., Mendonça, M. T., and Medeiros, M. A. F., 2005, The advantages of using high-order finite differences schemes in laminar-turbulent transition studies, “International Journal for Numerical Methods in Fluids”, Vol. **48**, pp. 565–592.
- Ye, T., Mittal, R., Udaykumar, H. S., and Shyy, W., 1999, An accurate cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex Immersed Boundaries, “Journal of Computational Physics”, Vol. **156**, pp. 209–240.

Numerical Simulation of a 2D flow over airfoils using immersed boundary method

Vinícius Piovesan de Toledo

SMM – EESC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13566-590 São Carlos - SP vinipio@gmail.com

José Alberto Cuminato

SME – ICMC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13560-970 São Carlos - SP jacumina@icmc.usp.br

Leandro Franco de Souza

SME – ICMC – USP Av. Trabalhador Sancarlense, 400, CEP:13560-970 São Carlos - SP lefraso@icmc.usp.br

Abstract. *In the present work a numerical study of incompressible flows over a 2D profile is performed. The airfoil was modeled by means of Immersed Boundary Technique. This technique consists in an addition of a forcing term on the Navier-Stokes equations that model the effect of the presence of the body on the flow evolution. This makes their solutions simpler, turning possible the use of basic Cartesian Meshes. A Stretching grid was used, improving accuracy of results near the airfoil and decreasing computational time. The numerical code is based on Vorticity-Velocity formulation. High order finite difference methods were adopted for spatial derivatives calculation. The time integration was carried out by a 4th order Runge-Kutta scheme. The numerical results were obtained for low Reynolds numbers (5000). The results show that the implemented code gives good results if compared with other results from the literature.*

Keywords *Immersed Boundary Method, stretching, High Order Methods, Vorticity-velocity formulation*