

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS SOBRE AEROFÓLIOS MÓVEIS USANDO O MÉTODO DE FRONTEIRA IMERSA

José Eduardo Santos Oliveira

Universidade Federal de Uberlândia - FEMEC - LTCM
Campus Santa Mônica - Av. João Naves de Ávila, 2.121 CEP 38.400-902 Uberlândia - MG
email: jesoliveira@gmail.com

Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva

Universidade Federal de Itajubá - IEM
Campus Prof. José Rodrigues Seabra - Av. BPS, 1.303 CEP 37.500-903 - Itajubá - MG
email: alfsilva@unifei.edu.br

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia - FEMEC - LTCM
Campus Santa Mônica - Av. João Naves de Ávila, 2.121 CEP 38.400-902 Uberlândia - MG
email: aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo. No presente trabalho são apresentados resultados da simulação numérica de escoamentos sobre um aerofólio em movimento oscilatório de arfagem. O escoamento obtido através da solução das equações de Navier-Stokes em uma malha cartesiana a geometria do corpo imerso é representado através do método da fronteira imersa com o modelo físico virtual (IB/VPM). A metodologia dispensa o procedimento de remalhagem, necessário nos métodos clássicos e por isso é uma ferramenta promissora. No presente trabalho é estudado o efeito da frequência reduzida nos coeficientes de forças aerodinâmicas e na formação das estruturas típicas do escoamento a Reynolds 10^4 sobre um aerofólio NACA 0012 oscilando em movimento harmônico. Os resultados foram comparados a trabalhos experimentais e numéricos, comprovando a potencialidade da metodologia.

Palavras chave: fronteira imersa, modelo físico virtual, fronteiras móveis, aerofólio, arfagem

1. Introdução

Escoamentos sobre corpos imersos em movimento sempre foram objeto de estudos de cientistas e engenheiros, principalmente em aerodinâmica, onde o cálculo das forças que o escoamento exerce sobre uma determinada estrutura é de crucial importância. Um dos mais clássicos exemplos de problemas envolvendo fronteiras móveis é certamente o chamado fenômeno de estol dinâmico (*dynamic stall*) que é estudado desde a década de 70. Sua importância advém por estar presente em muitas aplicações práticas, podendo citar, escoamentos sobre rotores de helicópteros, turbomáquinas, manobras de aeronaves e mais recentemente estudos em bio-fluidodinâmica e micro-aviões, como tem sido relatado na literatura (McCroskey, 1981; Carr, 1988; Carr e Chandrasekhara, 1996; Ekaterinaris e Platzer, 1997 e Mittal, 2004). O termo estol dinâmico é utilizado para descrever o processo transiente no qual a força de sustentação cai repentinamente enquanto o ângulo de ataque de um aerofólio aumenta. O fenômeno se diferencia da situação de estol comum que ocorre em aerofólios estáticos. Pelo fato do aerofólio estar em movimento o estol pode ser postergado para ângulos de ataque superiores ao da situação estática. Nesta situação as cargas devidas às forças aerodinâmicas tendem a ser mais severas. Os eventos do estol dinâmico possuem uma forte dependência temporal com relação à movimentação do aerofólio, de forma que se torna quase impossível obter resultados realísticos quando se despreza a movimentação do corpo e sua interação com o escoamento.

No presente trabalho, pretende-se estudar numericamente, a influência da velocidade de movimentação dos aerofólios no comportamento transiente dos coeficientes de força aerodinâmica e na formação das estruturas características do escoamento. Foi escolhido um escoamento a número de Reynolds 10^4 , sobre um aerofólio NACA 0012 em movimento oscilatório de arfagem. O escoamento é resolvido através da solução numérica das equações de Navier-Stokes considerando uma aproximação bi-dimensional, com modelagem da turbulência. Utilizou-se o modelo de turbulência Spalart-Allmaras que foi escolhido segundo resultados de um estudo previo mostrado por Oliveira *et al.*, 2006.

Foram realizadas simulações em três diferentes velocidades de movimentação. Para modelar o corno imerso no escoamento, é utilizado um método baseado no conceito de fronteira imersa proposto por Peskin, 1972. O método é denominado Modelo Físico Virtual (MFV) e foi proposto no Laboratório de Transferência de Calor e Massa e Dinâmica

dos Fluidos (LTCM/UFU) por Lima e Silva *et al.*, 2003. Esta metodologia se apresenta como uma alternativa eficiente aos métodos clássicos de 'body-fitted' no tratamento de problemas com interfaces móveis, uma vez que dispensa o procedimento de reconstrução da malha.

2. Modelo Matemático

A principal idéia associada aos métodos de fronteira imersa é o uso de duas malhas geometricamente independentes para a modelagem de corpos imersos em um escoamento. Com isso, busca-se evitar a necessidade de utilizar no domínio ocupado pelo fluido malhas complexas que se ajustam à geometria do corpo. Uma malha fixa, denominada euleriana, é usada para na discretização das equações governantes do fluido. A outra malha, denominada lagrangiana, representa a interface sólido-fluido. As formulações matemáticas para o fluido e para a interface são apresentadas a seguir.

2.1. Equações de Navier-Stokes Filtradas

O domínio de cálculo é tratado como se estivesse ocupado somente pelo fluido sendo o corpo imerso modelado através do termo fonte de força adicionado às equações do movimento. O escoamento foi modelado pelas equações filtradas de Navier-Stokes, Eq. (1), onde foi utilizada a hipótese de Boussinesq para modelar o tensor sub-malha de Reynolds, que advém do processo de filtragem e pela equação da continuidade, Eq. (2). Para um escoamento incompressível de um fluido newtoniano com propriedades constantes, tem-se:

$$\frac{\partial (u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + f_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

As equações acima são resolvidas na malha euleriana e o acoplamento com a malha lagrangiana é feito pelo termo fonte de força (f_i), que é diferente de zero somente sobre a interface imersa. Este processo de troca de informações entre as duas malhas é representado matematicamente pela Eq. (3), onde a força lagrangiana (F_i) é distribuída para os pontos da malha euleriana (\vec{x}) mais próximos da interface (\vec{x}_k):

$$\vec{f}(\vec{x}, t) = \int_{\Gamma} \vec{F}(\vec{x}_k, t) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) d\vec{x}_k \quad (3)$$

onde Γ representa a interface do corpo imerso e δ a função núcleo de Dirac.

2.2. Modelo Físico Virtual

O MFV avalia de maneira dinâmica a força exercida pelo fluido sobre o corpo imerso. A força $\vec{F}(\vec{x}_k, t)$ é calculada sobre os pontos lagrangianos usando a equação de conservação da quantidade de movimento. Assim a força lagrangiana é expressa por:

$$\vec{F}_i(\vec{x}_k, t) = \rho \frac{\partial (u_{k i})}{\partial t} + \frac{\partial (p_{k j})}{\partial x_{k j}} + \rho \frac{\partial}{\partial x_{k j}} (u_{k i} u_{k j}) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{ef} \left(\frac{\partial u_{k i}}{\partial x_{k j}} + \frac{\partial u_{k j}}{\partial x_{k i}} \right) \right]. \quad (4)$$

Para o cálculo dos diferentes termos do lado direito da Eq. (4) é preciso conhecer a priori os campos de velocidade e pressão. Estes campos são dados pela solução numérica das equações de Navier-Stokes, e portanto, são conhecidos apenas na malha euleriana. Entretanto, o termo de força deve ser calculado sobre a interface lagrangiana. Para contornar este problema os campos eulerianos são interpolados sobre pontos lagrangianos auxiliares como mostrado por Lima e Silva *et al.*, 2003.

3. Modelagem da Turbulência

As equações de Navier-Stokes são capazes de simular com boa precisão uma extensa gama de problemas em engenharia, incluindo escoamentos turbulentos. Entretanto é necessário resolver todos os graus de liberdade do escoamento, o que é bastante caro computacionalmente. Uma maneira alternativa de tratar este tipo de problema é o uso de simplificações como o processo de filtragem proposto por Germano, 1986. Neste processo as equações governantes são apropriadamente filtradas, dando origem ao problema de fechamento da turbulência, que é atualmente resolvido com os modelos de turbulência. No presente trabalho é empregado o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras descrito a seguir.

3.1. Modelo de Spalart-Allmaras

Spalart e Allmaras, 1994, propuseram um novo modelo a uma equação de transporte para o cálculo da viscosidade turbulenta. Este modelo tem sido usado com bastante sucesso na simulação de escoamentos aerodinâmicos. O modelo de Spalart-Allmaras usa uma variável de trabalho $\tilde{\nu}$ dada pela seguinte equação de transporte:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \tilde{\nu}) = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_w f_w \left[\frac{\tilde{\nu}}{d_w} \right]^2 + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] \quad (5)$$

onde os termos do lado direito representam, respectivamente: a produção de viscosidade turbulenta, o termo de destruição, o termo de difusão da viscosidade turbulenta e molecular, sendo o último termo a dissipação da viscosidade turbulenta.

A viscosidade turbulenta é definida em termos da variável de trabalho $\tilde{\nu}$ e de uma função de parede f_{v1} , dada por:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{v1}. \quad (6)$$

4. Método Numérico

As equações governantes, Eq. (1) e (2), foram discretizadas no espaço usando o método de diferenças finitas, esquema CDS, e no tempo pelo método de Runge-Kutta de segunda ordem. O acoplamento pressão-velocidade feito pelo método de passo fracionado como proposto por Armfield e Street, 1999. O cálculo do campo de força sobre a interface e a solução das equações de momento foram feitos de maneira explícita.

O domínio de cálculo utilizado nas simulações tem um comprimento de $10c$ por uma altura de $8c$, onde c é a corda do aerofólio. Essas dimensões foram escolhidas de modo a minimizar os efeitos do contorno no desenvolvimento do escoamento. Testes para verificar a independência do resultado em relação a malha computacional foram executados. Utilizou-se uma malha não-uniforme com 278×198 pontos distribuídos em três regiões para cada direção, como ilustrado na Fig. (1). Na direção x a primeira seção tem 50 pontos e se estende até a posição $2,7c$. A última seção tem $5,8c$ de comprimento com 120 pontos. Na direção y as duas regiões de malha não-uniforme são idênticas e de comprimento $3,83c$, discretizadas com 84 pontos em cada região. O aerofólio foi posicionado dentro de uma caixa retangular de malha uniforme, de dimensões $1,5c$ de comprimento por $0,36c$ de altura.

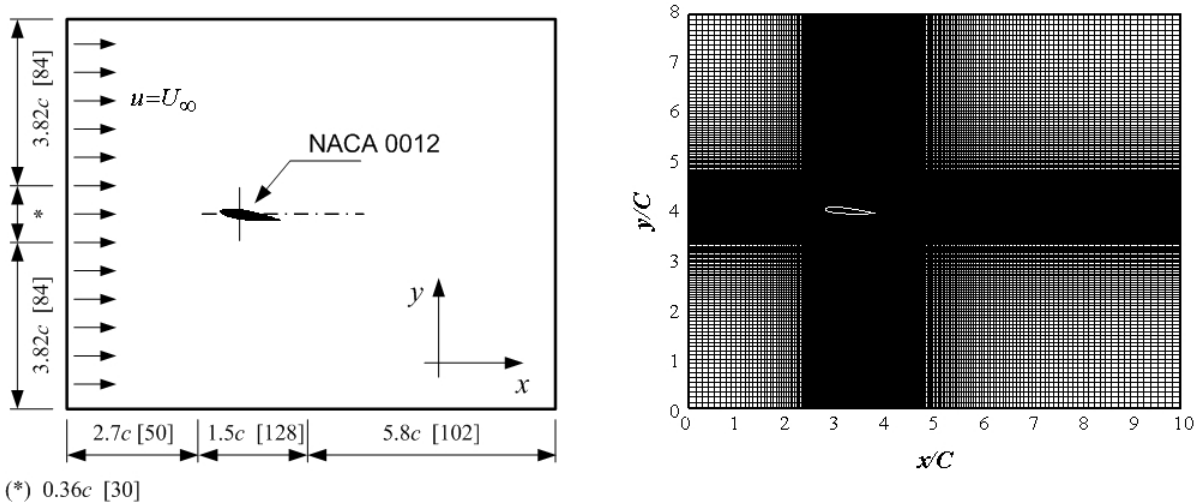


Figura 1: Esquema do domínio de cálculo e malha computacional utilizada.

Um perfil de velocidade uniforme $u = U_\infty$ foi imposto na entrada do domínio, de maneira que o escoamento ocorresse da esquerda para a direita (Fig. 1). Condições de contorno de Neumann foram impostas para a velocidade em todas as outras faces do domínio. Para a correção de pressão, foi imposta derivada nula na entrada do domínio e zero nas demais faces. Deve se destacar que malha euleriana permanece fixa e inalterada. Somente a malha lagrangiana se movimenta, através da variação do ângulo de ataque. Foi imposta uma movimentação oscilatória harmônica, em torno de um eixo posicionado no quarto de corda do aerofólio, dada por:

$$\alpha(t) = \bar{\alpha} + \Delta\alpha \sin(\Omega t), \quad (7)$$

onde $\bar{\alpha}$ é o ângulo de ataque médio e $\Delta\alpha$ é a amplitude de oscilação do movimento de arfagem. A velocidade angular do movimento é dada por $\Omega = 2\pi f$ e a frequência de oscilação é representada pela variável f . Usualmente f é escrita em termos da frequência reduzida κ , definida como:

$$\kappa = \frac{\pi f c}{U_\infty}. \tag{8}$$

5. Resultados e Discussão

Um resumo dos casos simulados para aerofólios oscilantes é apresentado na Tab. (1). Os experimentos foram planejados de maneira a avaliar os efeitos do número de Reynolds e da frequência reduzida no escoamento.

Tabela 1: Casos simulados para aerofólios em movimento oscilatório de arfagem.

	κ	$\bar{\alpha}$	$\Delta\alpha$	Re_c
Caso 1	0.15	15°	10°	1×10^4
Caso 2	0.25	15°	10°	1×10^4
Caso 3	0.50	15°	10°	1×10^4

Na Fig. (2) são mostrados os coeficientes de sustentação e arrasto para simulações a $Re_c = 10^4$, um ângulo médio de incidência igual a $\bar{\alpha} = 15^\circ$, uma amplitude de oscilação de $\Delta\alpha = 10^\circ$ e com o movimento oscilatório sendo executado no quarto de corda do aerofólio ($x/c = 0,25$). Foram simuladas três diferentes frequências reduzidas: Fig. 2(a) $\kappa = 0,15$, Fig. 2(b) $\kappa = 0,25$ e Fig. 2(c) $\kappa = 0,50$. Observe que o movimento oscilatório imposto provoca histerese nos coeficientes de força. Este comportamento é atribuído às diferenças existentes entre os escoamentos que ocorrem sobre o aerofólio, já que a sua movimentação afeta significativamente a dinâmica de formação e desprendimento dos vórtices, principalmente, o descolamento e recolamento da camada limite.

Note que o efeito de histerese é observado em todas as simulações da Fig. (2), independente da frequência reduzida. Entretanto, o comportamento é fortemente dependente da magnitude de κ . Nas Fig. 2(a) e Fig. 2(b) observando o coeficiente de sustentação, verifica-se que a histerese ocorre porque a força de sustentação durante o movimento ascendente do aerofólio é maior do que durante o movimento descendente, provocando um ciclo de histerese no sentido horário. Já para frequência reduzida $k = 0,50$, Fig. 2(c), o ciclo de histerese ocorre no sentido anti-horário com a força de sustentação maior durante o decréscimo do ângulo de ataque. Sendo assim, os eventos que levam ao surgimento da histerese na força são essencialmente diferentes e dependem da frequência reduzida, como será mostrado mais adiante.

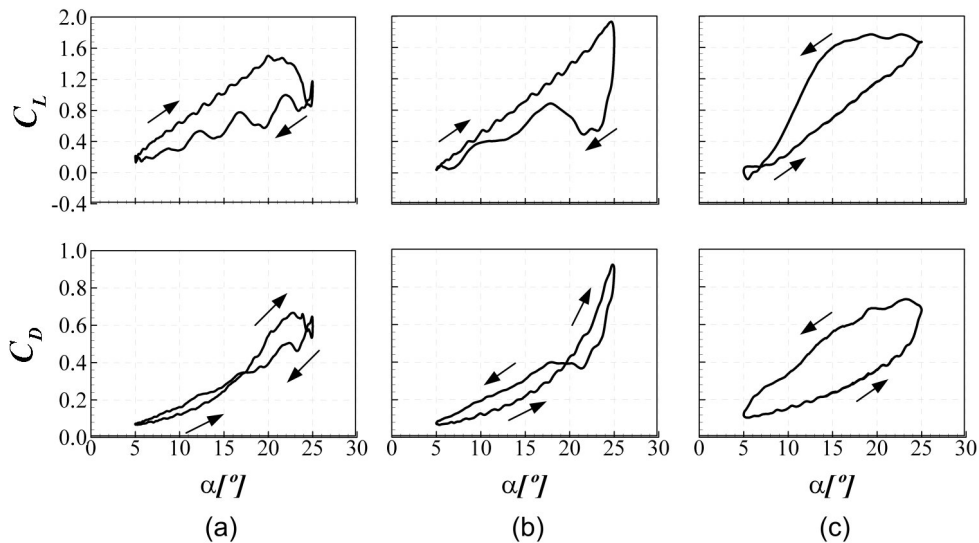


Figura 2: Histerese nos coeficientes de sustentação e arrasto para aerofólios em movimento oscilatório; frequências reduzidas: (a) $\kappa = 0,15$ (b) $\kappa = 0,25$ e (c) $\kappa = 0,50$.

Outro efeito fortemente relacionado à frequência reduzida é o atraso ou total supressão do estol durante o movimento de subida, como se pode observar na Fig. (3). O estol foi atrasado, em relação à situação estática que ocorre, segundo

simulações estáticas de Akbari e Prince, 2003, para $\alpha \approx 15^\circ$, para $\alpha \approx 21^\circ$, isso para a menor das frequências reduzidas simuladas que foi $\kappa = 0,15$. Já para o caso $\kappa = 0,50$, não ocorre descolamento durante o movimento de subida e, em consequência, o estol é totalmente inibido. Pode-se então concluir que com aumento da frequência reduzida o estol é postergado para maiores valores do ângulo de ataque α ou completamente inibido durante a subida.

Como pode-se verificar, um aerofólio oscilando em grandes amplitudes, acima do seu ângulo de ataque estático, apresenta grande histerese nos coeficientes aerodinâmicos. Consequência do aumento da complexidade dos eventos transientes na camada limite, o principal e mais influente dos eventos é, sem dúvida, o crescimento e desprendimento de um vórtice de bordo de ataque (comumente conhecido na literatura como LEV do inglês *Leading-Edge Vortex*). Uma análise detalhada dos principais eventos do escoamento para cada caso simulado é apresentada nas Fig. (4), (5) e (6). Foram escolhidos pontos representativos dos principais eventos do escoamento. Nas figuras é também apresentada a visualização do campo instantâneo de vorticidade ($-50 \leq \omega_z \leq 50$) do respectivo ponto, para o último ciclo oscilatório. Pode-se assim, identificar e associar o efeito da estrutura característica do escoamento sobre o comportamento da força de sustentação.

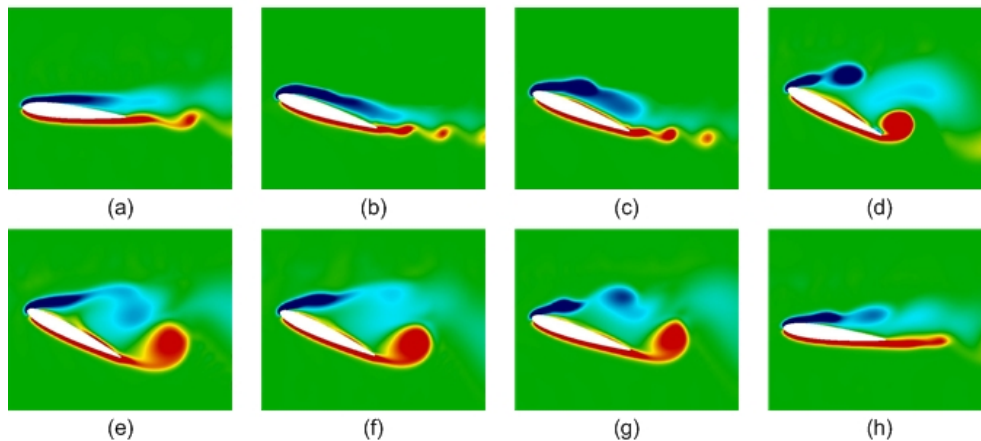
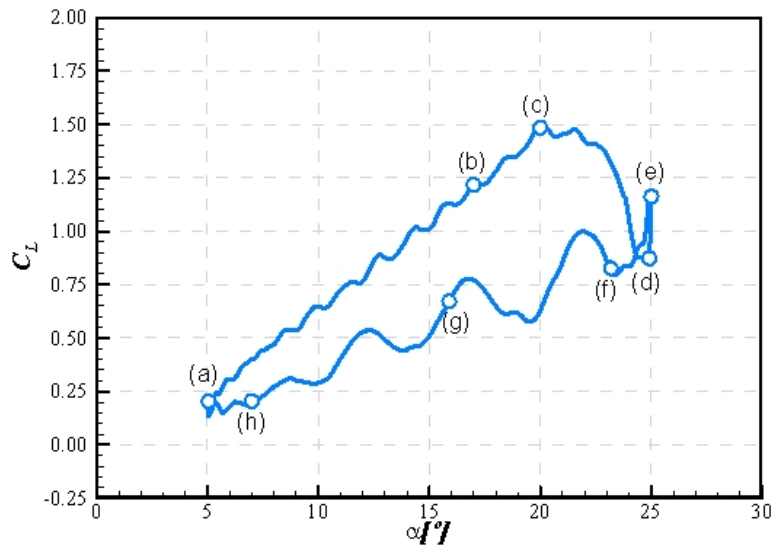


Figura 3: Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação para o caso $\kappa = 0,15$.

Na Fig. (4) estão representados os principais eventos durante o ciclo de histerese para a força de sustentação relativos a frequência reduzida $\kappa = 0,15$. Inicia-se um novo ciclo a partir da posição de $\alpha_{\min} = 5^\circ$, ponto (a), neste instante o escoamento está ainda junto ao aerofólio. O coeficiente de sustentação aumenta com o aumento do ângulo de incidência, alcançando o ponto (b), superando o ponto de estolagem estática. Já é possível visualizar a formação de uma bolha junto ao bordo de fuga do aerofólio, indicando o aparecimento de escoamento reverso no extradorso do aerofólio. No ponto (c), o coeficiente de sustentação alcança o valor máximo e o escoamento reverso já está sobre quase toda a superfície do aerofólio. Em seguida ocorre o estol em $\alpha \approx 21^\circ$. No ponto (d) o coeficiente de sustentação alcança o menor valor

durante o movimento de subida. O escoamento já está totalmente descolado quanto se inicia o crescimento de um novo LEV que provoca um aumento súbito da sustentação no final do movimento de subida, ponto (e). O LEV é transportado em direção ao bordo de fuga, causando redução do coeficiente de sustentação, trecho (e-f). Como durante o movimento de descida o escoamento já está descolado o coeficiente de sustentação é menor do que durante a subida, apresentando o efeito de histerese. As oscilações de grande amplitude, durante o movimento de descida, são devidos a formação e desprendimento dos LEV. Finalmente ao final do ciclo, ponto *H*, o escoamento volta a recolar junto a parte superior do aerofólio.

Os eventos para a simulação na frequência reduzida $\kappa = 0,25$ estão representados no diagrama da Fig. (5). Observa-se que existem diferenças relevantes entre o ciclo de histerese com respeito a frequência $\kappa = 0,15$, as quais estão associadas às diferenças entre o tempo de formação das estruturas e seu deslocamento sobre o aerofólio. O estol ocorre agora próximo ao ângulo de incidência máximo $\alpha \approx 25^\circ$, ponto (d), onde o coeficiente de sustentação alcança também o máximo valor. O completo descolamento do escoamento é postergado para o ponto (e), já durante o movimento de descida, cabe aqui resaltar que o crescimento do primeiro LEV começou ainda durante o movimento de subida (d). As oscilações no coeficiente de sustentação indicam a formação e desprendimento de pelo menos 3 LEV durante decréscimo do ângulo de ataque e pelo menos 5 LEV verificados durante o movimento descendente para a simulação anterior (Fig. 4). O segundo LEV é bem visualizado pelas linhas de corrente, ponto (g). O recolamento ocorre no ponto (h) para ângulo de ataque $\alpha \approx 7^\circ$.

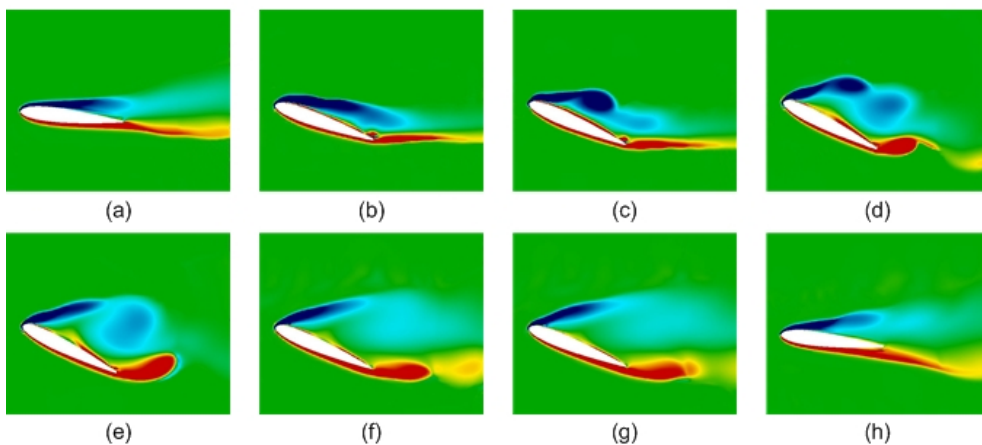
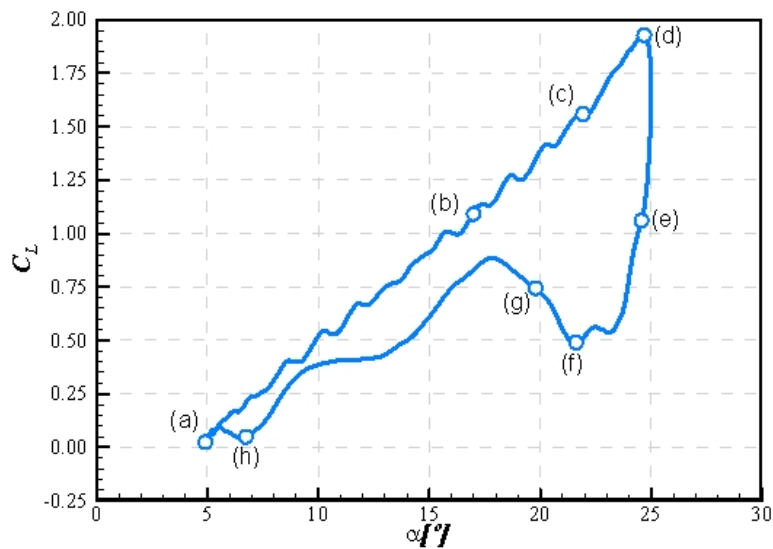


Figura 4: Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação para o caso $\kappa = 0,25$.

O ciclo de histerese obtido na simulação para o último caso simulado apresenta diferenças consideráveis com relação às outras simulações. Como já foi observado anteriormente os ciclos de histerese ocorreram no sentido anti-horário. Como se sabe a formação do vórtice no bordo de ataque é o principal responsável pelo aumento no coeficiente de sustentação,

devido à sucção que ele induz na superfície superior do aerofólio. Note que esta frequência de oscilação do aerofólio é bastante elevada e acaba por inibir a formação de vórtices durante o movimento de subida do aerofólio e a formação do primeiro vórtice ocorre somente no final da subida (d) de forma bem incipiente.

No ponto (e), o LEV já se encontra desenvolvido quando então começa a ser advectado ao longo do aerofólio, provocando aumento na força de sustentação durante a movimentação de descida. O descolamento total do escoamento ocorre no ponto (g), já com o ângulo de ataque em $\alpha \approx 15^\circ$. Como a movimentação do aerofólio é bastante rápida, não ocorre o desenvolvimento de nenhum outro LEV e todo ciclo de oscilação é completado com o desprendimento de apenas um vórtice. Observe que não há tempo para o escoamento se recuperar do descolamento. Como se pode ver, as linhas de corrente próximas ao bordo de ataque, ponto (h), não estão alinhadas com a superfície do aerofólio, apresentando instabilidades que caracterizam a presença de estruturas no escoamento. O coeficiente de sustentação alcança valores negativos para valores bem próximos do ângulo de ataque mínimo $\alpha_{\min} = 5^\circ$, ainda durante o movimento de descida. Como não ocorre o recolamento, o aumento do coeficiente de sustentação, do ponto (h) para (a), se deve ao início do movimento de subida do próximo ciclo.

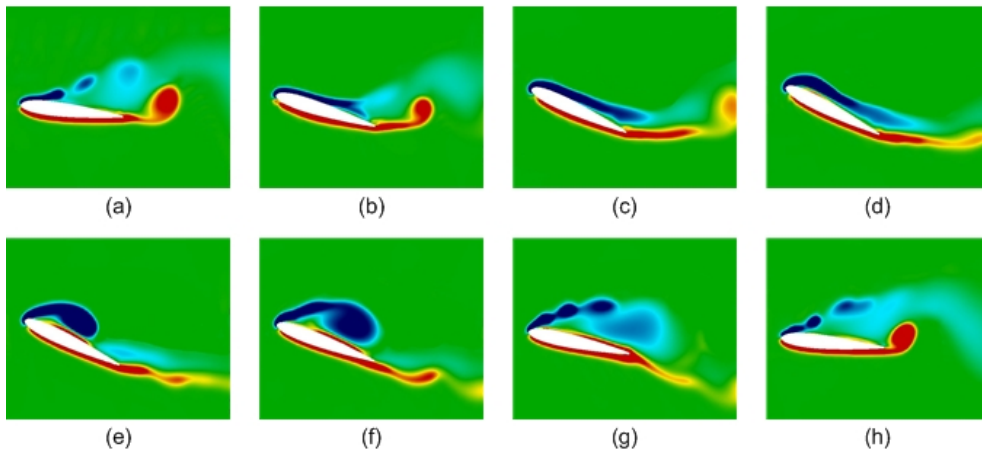
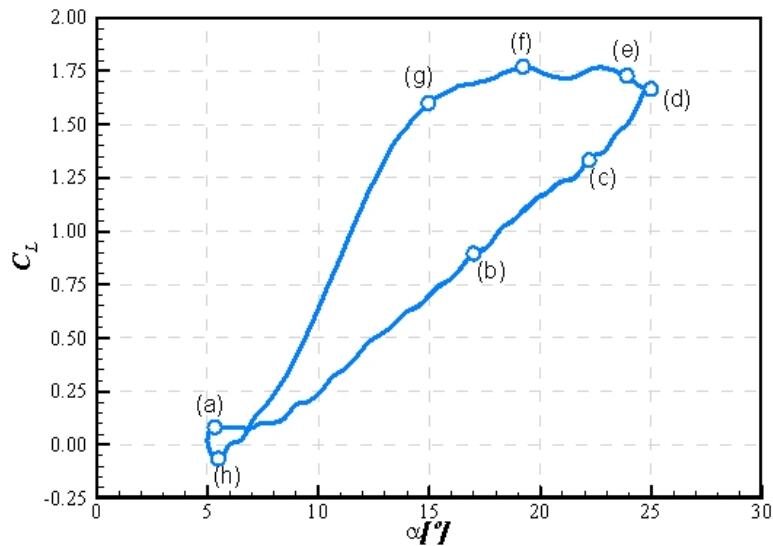


Figura 5: Eventos característicos do estol dinâmico no coeficiente de sustentação para o caso $\kappa = 0,50$.

Comparações com resultados numéricos (Fig. 7) são mostradas a seguir. Os resultados numéricos foram obtidos por Akbari e Prince, 2003, que utilizaram formulação vorticidade-função corrente para resolver as equações de Navier-Stokes para um escoamento incompressível. A malha computacional é fixa ao corpo imerso e se move juntamente com o aerofólio à medida em que ele oscila no tempo. Para efeito de comparação com os resultados dos autores são apresentados o coeficiente normal (C_N) e o de arrasto (C_D).

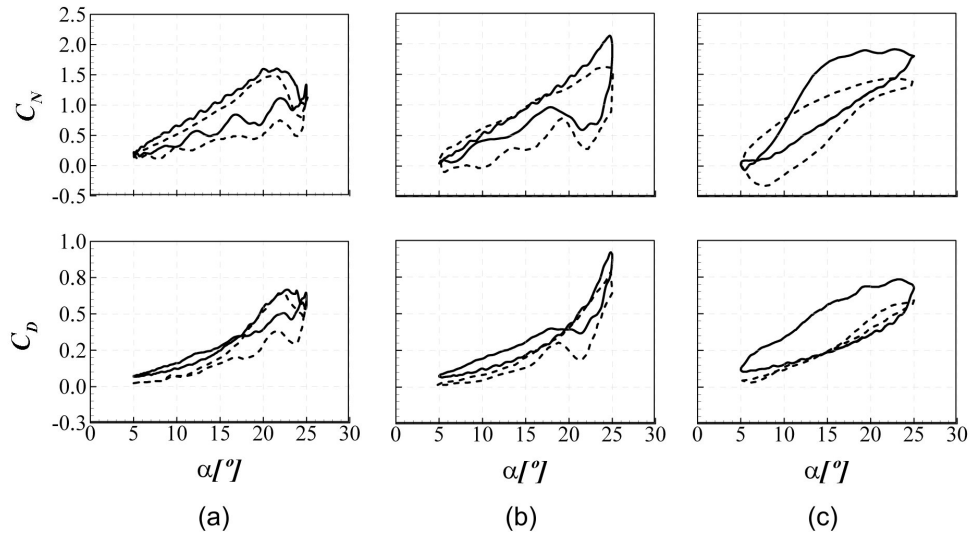


Figura 6: Comparação do ciclo de histerese nos coeficientes normal e de arrasto: — presente trabalho e - - - resultados numéricos de Akbari e Prince (2003); (a) $\kappa = 0, 15$ (b) $\kappa = 0, 25$ e (c) $\kappa = 0, 50$.

O caso simulado para a frequência reduzida $\kappa = 0, 15$, é apresentado na Fig. 7(a). Nesta simulação os resultados obtidos foram bastante similares em comportamento e magnitude. Durante o movimento ascendente do aerofólio é observado um desvio sistemático da ordem de 5% com relação aos resultados da referência (Akbari e Prince, 2003). Observe que o estol é previsto na mesma posição para ambas as simulações. De forma geral os eventos são bastante similares, inclusive o *overshot* do coeficiente normal que ocorre próximo ao ângulo máximo de incidência. O número de oscilações de grande amplitude, devido ao desprendimento de grandes LEV, ao longo do ciclo de histerese, é o mesmo. Somente ao final do movimento de descida que se observa diferença na posição onde os dois últimos vórtices se desprendem. No presente trabalho os vórtices se desprendem próximo a $\alpha = 15^\circ$ e a $\alpha = 10^\circ$ contra $\alpha = 12^\circ$ e $\alpha = 7, 5^\circ$ nos resultados obtidos pelos autores. A histerese verificada por Akbari e Prince, 2003, é bem maior do que a observada em nossas simulações. Durante todo o movimento de descida o coeficiente normal calculado no presente trabalho apresentou valores aproximadamente 20% maiores. Também para o coeficiente de arrasto as diferenças são bastante significativas, sendo o valor calculado sempre superior aos resultados da referência. Próximo ao ângulo de ataque $\alpha \approx 16^\circ$ ocorre uma inversão no ciclo, ou seja, nesta posição a força de arrasto calculada durante o movimento descendente passa a superar os valores calculados durante o movimento ascendente. Evento semelhante foi observado no resultado usado como referência, porém com menor intensidade de modo que os resultados do arrasto durante a subida passaram a coincidir com os valores calculados durante a descida.

Na Fig. 7(b), para frequência reduzida $\kappa = 0, 25$, observou-se também um comportamento bastante semelhante. As maiores diferenças também ocorrem ao final do movimento descendente. Os resultados se assemelham em magnitude durante grande parte da subida, mas a diferença se acentua a partir do ângulo de ataque $\alpha \approx 20^\circ$. O aumento do coeficiente normal induzido pelo LEV é maior em nossa simulação, chegando a um valor de $C_N = 2, 1$ contra um $C_N = 1, 6$ da referência. Comparações para o último caso são mostradas na Fig. 7(c). De todas as simulações realizadas, as maiores diferenças foram observadas para esta frequência. A característica mais marcante para esta frequência reduzida é sem dúvida a inversão do ciclo de histerese, que passa a ocorrer no sentido anti-horário. Segundo as simulações de Akbari e Prince, 2003, a evolução do coeficiente normal com o aumento do ângulo de ataque segue no sentido horário, não tendo sido observada nenhuma inversão com relação as simulações para a frequências reduzidas mais baixas. Comparando os resultados para esta frequência reduzida, $\kappa = 0, 50$, observa-se que as simulações não guardam nenhum tipo de semelhança no comportamento, tanto para a força normal quanto para o arrasto. Além disso, os valores também apresentam grande diferença em magnitude. Porém a inversão do ciclo de histerese é relatada experimentalmente já para $\kappa > 0, 4$ em casos a Reynolds mais elevados, como mostrado por Panda e Zaman, 1994.

6. Conclusões

Simulações de escoamentos a Reynolds moderados sobre aerofólios em movimento foram realizadas com o modelo de turbulência de Spalart-Allmaras. Foi investigada as características e os mecanismo que dão origem ao estol dinâmico, fenômeno típico que ocorre neste tipo de escoamento. Com isto pôde-se também avaliar o uso do método IB/VPM em aplicações práticas de aeronáutica. Os resultados mostraram-se consistentes e com indicativos de uma razoável precisão. Foi simulado o escoamento sobre um aerofólio NACA 0012 em movimentos oscilatórios de arfagem em grandes am-

plitudes de movimentação A fenomenologia do estol dinâmico foi estudada e associada a eventos do escoamento, as observações estão em relativa concordância com trabalhos numéricos da literatura. A metodologia mostrou-se apropriada na investigação deste tipo de problema, que envolve corpos em movimento.

7. Agradecimentos

Os autores agradecem ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico e a Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia pelo auxílio financeiro.

8. Referências

- Akbari, M. and Prince, S., 2003, Simulation of dynamic stall for a NACA 0012 airfoil using a vortex method, “Journal of Fluids and Structures”, Vol. 17, pp. 855–874.
- Armfield, S. and Street, R., 1999, The fractional-step method for the Navier-Stokes equations on staggered grids: the accuracy of three variations, “Journal of Computational Physics”, Vol. 153, No. 2, pp. 660–665.
- Carr, L., 1988, Progress in analysis and prediction of dynamic stall, “Journal of Aircraft”, Vol. 25, No. 1, pp. 6–17.
- Carr, L. and Chandrasekhara, M., 1996, Compressibility effects on Dynamic Stall, “Progress in Aerospace Sci”, Vol. 32, pp. 523–573.
- Ekaterinaris, J. and Platzer, M., 1997, Computational prediction of airfoil dynamic stall, “Progress in Aerospace Science”, Vol. 33, pp. 759–846.
- Germano, M., 1986, A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in filtered Navier-Stokes equations, “Phys. Fluids”, Vol. 29, No. 7, pp. 2323–2324.
- Lima e Silva, A., Silveira-Neto, A., and Damasceno, J., 2003, Numerical Simulation of Two Dimensional Flows over a Circular Cylinder using the Immersed Boundary Method, “Journal of Computational Physics”, Vol. 189, pp. 351–370.
- McCroskey, W., 1981, The phenomenon of dynamic stall, “NASA TM 81264”.
- Mittal, R., 2004, Computational modeling in bio-hydrodynamics: Trends, challenges, and recent advances, “IEEE Journal of Oceanic Engineering”, Vol. 29, pp. 595–604.
- Oliveira, J. E. S., Lima e Silva, A. F. L., and Silveira-Neto, A., 2006, Influência de Modelos de Turbulência na Simulação de Escoamentos sobre Aerofólios Móveis usando o Método de Fronteira Imersa, “IV Congresso Nacional de Engenharia Mecânica”.
- Panda, J. and Zaman, K., 1994, Experimental investigation of the flow field of an oscillating airfoil and estimation of lift from wake surveys, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 265, pp. 65–95.
- Peskin, C., 1972, Flow patterns around heart valves: A numerical method, “Journal of Computational Physics”, Vol. 10, pp. 252–271.
- Spalart, P. and Allmaras, S., 1994, A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows, “La Recherche Aérospatiale”, Vol. 1, pp. 5–21.

NUMERICAL SIMULATION OF FLOWS OVER A PITCHING AIRFOIL USING IMMERSED BOUNDARY METHOD

José Eduardo Santos Oliveira

Universidade Federal de Uberlândia - FEMEC - LTCM

Campus Santa Mônica - Av. João Naves de Ávila, 2.121 CEP 38.400-902 Uberlândia - MG

e-mail jesoliveira@gmail.com

Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva

Universidade Federal de Itajubá - IEM

Campus Prof. José Rodrigues Seabra - Av. BPS, 1.303 CEP 37.500-903 - Itajubá - MG

e-mail alfsilva@unifei.edu.br

Aristeu da Silveira-Neto

Universidade Federal de Uberlândia - FEMEC - LTCM

Campus Santa Mônica - Av. João Naves de Ávila, 2.121 CEP 38.400-902 Uberlândia - MG

e-mail aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract. *In the present work a study of fluid flow behavior over airfoils in transient pitching moving is presented. The flow is simulated through the numeric solution of the Navier-Stokes equations in a Cartesian mesh the body was model using the Immersed Boundary Method with Virtual Physical Model. This methodology avoids the re-meshing procedure needed by the classical methods to handle moving boundary problems. In the present work the effect of reduced frequency in the aerodynamic force coefficients for a NACA 0012*

pitching airfoil at Reynolds 10^4 was presented. The simulation was compared with numerical and experimental results available in the literature, the IB/VPM methodology show good results..

Keywords *immersed boundary, virtual physical model, moving boundaries, pitching airfoil*