



CÁLCULO DE CARGAS AERODINÂMICAS (Simulação numérica utilizando uma nuvem de vórtices)

Luiz Antonio A. Pereira

Miguel H. Hirata

Waldir de Oliveira

Departamento de Engenharia Mecânica - EFEI, Av. BPS nº 1303
CEP. 37500-000 Itajubá MG, Brasil - E-mail: luizantp@iem.efei.br

Resumo. Utiliza-se uma nuvem de vórtices discretos para simular os processos de convecção e de difusão de vorticidade, a qual é criada em toda a superfície do corpo. Esta simulação considera um esquema puramente lagrangiano evitando-se, assim, o emprego de malhas e, conseqüentemente, os problemas inerentes. Na simulação da convecção distribui-se vorticidade sobre a superfície discretizada do corpo. Como uma aproximação conveniente, assume-se que a densidade desta distribuição é constante sobre cada painel. Através do que denominamos de difusão primária esta vorticidade é lançada para o interior do meio fluido em forma de vórtices de Lamb. Trabalhando-se com um problema de Dirichlet (ao contrário do problema de Neumann) a intensidade destes vórtices é obtida sem a necessidade de cálculos adicionais. A difusão de vorticidade é simulada utilizando-se um esquema de avanço randômico. Faz-se uma análise do escoamento em torno de um cilindro de seção circular e de um aerofólio (NACA 0012) para valores elevados do número de Reynolds (Re). Os resultados são comparados com dados (experimentais e numéricos) disponíveis na literatura, apresentando uma boa concordância.

Palavras-chave: Método de vórtices, Cargas aerodinâmicas, Método dos painéis.

1. INTRODUÇÃO

A simulação numérica do escoamento ao redor de um corpo pode ser feita basicamente com a utilização de dois enfoques: aquele que utiliza a descrição euleriana, como é o caso dos métodos usualmente empregados (volumes finitos, elementos finitos, etc.) e aquele que utiliza a descrição lagrangiana, como são os métodos de partículas e em especial o método de vórtices. No método de vórtices as partículas são representadas por vórtices discretos, que são gerados na superfície do corpo. Estas partículas formam uma nuvem cuja evolução simula o desenvolvimento da vorticidade no meio fluido; cada partícula é acompanhada, ao longo da simulação, individualmente de uma maneira lagrangiana. A utilização do método de vórtices é

particularmente indicada para simular o escoamento de um fluido ao redor de um corpo, quando o escoamento depende do tempo, Re assume valores elevados e os efeitos da compressibilidade podem ser desprezados. As razões principais para isto são: a ausência de uma malha evita os problemas de estabilidade e de implementação dos esquemas explícitos, dispensa a necessidade de refinamentos nas vizinhanças onde os gradientes são elevados, todos os cálculos são efetuados apenas nas regiões onde o escoamento é rotacional, e não há a necessidade de se especificar a fronteira externa. O método se adapta adequadamente para a simulação do escoamento quando há a presença de uma fronteira nas vizinhanças do corpo ou quando há um movimento relativo entre eles, como é o caso do escoamento no interior de turbomáquinas, objetivo principal da linha na qual se insere o presente trabalho. A mais longo prazo, vislumbra-se a possibilidade de utilização do método com a abordagem de dois tipos de partículas, de vorticidade e de calor, por exemplo.

O método de vórtices tem sido aplicado nos últimos anos para simular o escoamento em presença de regiões de vorticidade concentrada; as versões utilizadas podem ser classificadas como puramente lagrangianas, como é o caso deste trabalho, e versões híbridas (euleriana/lagrangiana) (Meneghini & Bearman, 1995).

Na implementação utilizada distribui-se vorticidade na superfície do corpo e esta é discretizada em um número finito de painéis, sobre os quais a densidade da distribuição é suposta constante (Katz & Plotkin, 1991). Esta aproximação é conveniente para simular corpos de formas arbitrárias, ao contrário da “solução mais exata”, que é representada pela versão do método que utiliza o Teorema do Círculo; esta é restrita a corpos de forma circular (Mustto et al., 1998) e (Malta, 1998). A distribuição de vorticidade, utilizada para simular a superfície do corpo, apresenta uma vantagem sobre a distribuição de fontes (Kamemoto et al., 1995), porque permite o cálculo direto da intensidade dos vórtices nascentes na superfície mencionada. O cálculo das interações entre os vórtices da nuvem, necessário para simular o efeito de convecção da vorticidade, é feito com um algoritmo acelerador, mas utiliza ainda a lei de Biot-Savart (algoritmos mais rápidos que tem por base uma expansão multipolar encontram-se ainda em fase de testes e implementação (Guedes et al., 1998)). Finalmente a difusão da vorticidade é simulada utilizando um algoritmo de avanço randômico (Lewis, 1991).

A versão implementada do método foi testada e seus resultados comparados com outros disponíveis. O primeiro exemplo escolhido para teste foi o cilindro de seção circular e o segundo o aerofólio NACA 0012. O primeiro foi escolhido porque o fenômeno já foi bastante estudado e muitos resultados experimentais e numéricos estão disponíveis; mais importante ainda é a disponibilidade de resultados obtidos com a utilização de uma versão do método que utiliza o Teorema do Círculo. O segundo exemplo constitui-se numa escolha natural, em vista dos objetivos futuros, mencionados na introdução.

2. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Considere o escoamento de um fluido newtoniano, que se processa de maneira incompressível ao redor de um corpo, numa região fluida plana de grandes dimensões. Como ilustrado na “Fig.1”, o escoamento incidente é definido pela velocidade U .

O fenômeno é governado pelas expressões dos princípios de conservação de massa e quantidade de movimento, respectivamente

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

As equações acima foram adimensionalizadas com a utilização de U e de b , um comprimento característico; nelas \mathbf{u} é o vetor velocidade do fluido, p é a pressão e $Re = bU/\nu$ é o número de Reynolds definido pelo comprimento b .

Para a completa definição do fenômeno é necessário especificar as condições de impermeabilidade e de escorregamento nulo na superfície do corpo, respectivamente

$$u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \text{em } S_1 \quad (3)$$

$$u_\tau = \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau} = 0, \quad \text{em } S_1 \quad (4)$$

onde \mathbf{n} e $\boldsymbol{\tau}$ são vetores unitários normal e tangencial a S_1 . No infinito, assume-se que a perturbação causada pelo corpo tenha se dissipado e se especifica a condição

$$|\mathbf{u}| \rightarrow 1, \quad \text{em } S_2 \quad (5)$$

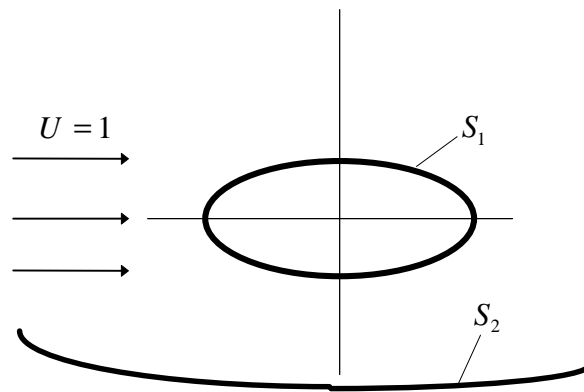


Figura 1. Escoamento ao redor de um corpo de forma arbitrária.

A equação dinâmica (2) contém o termo de pressão; este pode ser eliminado com a utilização da equação da vorticidade que, em duas dimensões, é escalar e toma a forma

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \omega = \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega \quad (6)$$

observe que ω é a única componente do vetor vorticidade (normal ao plano do escoamento).

No contexto da versão do método de vórtices, utilizada neste trabalho, o corpo é representado por uma distribuição de vorticidade sobre a superfície do corpo e a vorticidade do meio fluido é representada por uma nuvem de vórtices discretos. Assim sendo o campo de velocidades, no plano complexo $Z = x + iy$, pode ser expresso como:

$$u - iv = 1 + \frac{i}{2\pi} \sum_{p=1}^M \gamma(S_p) \int_{\Delta S_p} \frac{d}{dZ} \ln(Z - \zeta) d\zeta + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^N \frac{\Gamma_k}{z - z_k} \quad (7)$$

onde se nota a contribuição do escoamento incidente, do corpo (representado pelo termo integral) e da nuvem composta de N vórtices discretos (representado pelo somatório).

Entende-se por cargas aerodinâmicas à ação exercida sobre um corpo pelo fluido que escoar ao seu redor. De uma maneira geral, pode-se classificar as cargas aerodinâmicas como cargas distribuídas (por exemplo a pressão) e cargas integradas (aquelas resultantes da ação integrada das cargas distribuídas, como por exemplo as forças de arrasto e de sustentação).

A utilização da versão estendida, para escoamento dependente do tempo, das fórmulas de Blasius (Sarpkaya, 1989) possibilita a obtenção das cargas integradas com relativa facilidade, através da expressão

$$C_D + iC_L = -i \sum_{k=1}^N \Gamma_k (u_{t_k} + iv_{t_k}) \quad (8)$$

onde C_D e C_L são respectivamente os coeficientes de arrasto e sustentação.

Observe que com este expediente dispensa-se o conhecimento do campo de pressão, bastando conhecer a velocidade, calculada com a utilização da “Eq. (7)”, na posição de cada vórtice que forma a esteira.

3. SOLUÇÃO NUMÉRICA - O MÉTODO DE VÓRTICES

Ao contrário dos métodos numéricos, usualmente utilizados para simular o escoamento de um fluido ao redor de um corpo, o método de vórtices é essencialmente lagrangiano. O evolução da vorticidade, gerada na superfície do corpo, é simulada por uma nuvem de vórtices discretos; cada vórtice é individualmente acompanhado na sua evolução, num típico esquema lagrangiano.

O método de vórtices tem a “Eq. (6)” como ponto de partida, uma vez que ela governa a evolução da vorticidade no meio fluido. O método utiliza a hipótese, inicialmente proposta por Chorin (1973), de que o efeito de convecção da vorticidade pode ser levado em consideração independentemente do efeito de difusão num dado incremento de tempo da simulação numérica. Estes efeitos são governados, respectivamente, por

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \cdot \nabla \omega = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \omega \quad (10)$$

A vorticidade gerada na superfície do corpo, calculada impondo-se a condição de escorregamento nulo, “Eq. (4)”, é simulada por um número finito de vórtices discretos denominados de vórtices nascentes. Observe que além de satisfazer esta condição, os vórtices nascentes não podem violar o princípio de conservação da vorticidade. Os vórtices nascentes são imediatamente posicionados a uma pequena distância ℓ da superfície do corpo numa operação que denominamos de difusão primária. Para completar a etapa (incremento discreto de tempo em consideração) os vórtices nascentes são incorporados aos vórtices presentes na nuvem e são submetidos aos processos de convecção e difusão.

Na “Eq. (7)”, os vórtices potenciais induzem um campo de velocidades singular quando $z \rightarrow z_k$; para evitar este comportamento indesejável os vórtices potenciais são substituídos por vórtices de Lamb (Sherman, 1990). Indicando o núcleo do vórtice de Lamb por σ_0 , a velocidade tangencial induzida é expressa como (Mustto, 1998)

$$u_{\theta_k} = \frac{\Gamma_k}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-5,02572 \frac{r^2}{\sigma_0^2}\right) \right] \quad (11)$$

Esta expressão mostra que a velocidade tende a zero a medida que se aproxima centro do vórtice, $r \rightarrow 0$, atinge um valor máximo e depois decai novamente para zero a medida que $r \rightarrow \infty$. Para $r > \sigma_0$ o valor da velocidade induzida é igual a velocidade induzida pelo vórtice potencial.

Assim sendo, a velocidade induzida num vórtice arbitrário k da nuvem é calculada com a utilização da “Eq. (7)” devidamente modificada no termo contendo o somatório; neste a expressão do vórtice potencial é substituída pela expressão do vórtice de Lamb e, deve-se observar que um vórtice não induz velocidade sobre ele mesmo

$$u_{i_k}(t) - iv_{i_k}(t) = (U - iV) + [uc_k(t) - ivc_k(t)] + [uv_k(t) - ivv_k(t)] \quad (12)$$

Nesta equação, o termo $(U - iV) = 1$ representa o escoamento incidente, o termo $[uc_k(t) - ivc_k(t)]$, correspondente ao primeiro somatório do lado direito da “Eq. (7)”, representa a velocidade induzida pelo corpo e o termo $[uv_k(t) - ivv_k(t)]$, correspondente ao segundo somatório do lado direito da “Eq. (7)”, representa a velocidade induzida pelos demais vórtices que formam a nuvem. Observe que a maior parte do esforço computacional do método de vórtices advém do cálculo desta última parcela. Desta maneira, um algoritmo extremamente eficiente foi desenvolvido para o cálculo destas componentes. Este algoritmo parte da observação de que as componentes uv_k e vv_k podem ser expressas, respectivamente, como

$$uv_k = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^N \Gamma_j UV_{k,j} \quad \text{e} \quad vv_k = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^N \Gamma_j VV_{k,j} \quad (13)$$

onde $UV_{k,j}$ é a componente horizontal da velocidade induzida pelo vórtice j , de intensidade unitária, no vórtice arbitrário k e $VV_{k,j}$ é a componente vertical da velocidade induzida pelo vórtice j , de intensidade unitária, no vórtice arbitrário k . Em seguida, verifica-se que $UV_{k,j} = -UV_{j,k}$ e $VV_{k,j} = -VV_{j,k}$. Como consequência as componentes uv_k e vv_k , $k = 1, N$, são calculadas simultaneamente. Na direção do eixo dos x , por exemplo, obtém-se

$$\begin{aligned} uv_1 &= 0 \Gamma_1 + UV_{1,2} \Gamma_2 + UV_{1,3} \Gamma_3 + UV_{1,4} \Gamma_4 + \dots \\ uv_2 &= -UV_{1,2} \Gamma_1 + 0 \Gamma_2 + UV_{2,3} \Gamma_3 + UV_{2,4} \Gamma_4 + \dots \\ uv_3 &= -UV_{1,3} \Gamma_1 - UV_{2,3} \Gamma_2 + 0 \Gamma_3 + \dots \\ uv_4 &= -UV_{1,4} \Gamma_1 - UV_{2,4} \Gamma_2 - \dots \\ &\dots \end{aligned} \quad (14)$$

Detalhes da implementação deste algoritmo são mostrados em Pereira (1999).

Em cada painel genérico n admite-se a existência uma distribuição de vorticidade com densidade $\gamma(s_n)$. Várias aproximações são possíveis; aqui assumimos a vorticidade distribuída de forma constante ao longo do comprimento de cada painel.

No instante inicial, $t = 0(\Delta t)$, e a cada novo incremento de tempo, Δt , há criação vorticidade na superfície do corpo, discretizado em M painéis. O valor dos seguimentos de vorticidade distribuídos ao longo dos M painéis é obtido de modo a satisfazer a condição de

escorregamento nulo em um único ponto de cada um destes painéis. Deste modo, o sistema de M equações algébricas e M incógnitas abaixo deve ser resolvido

$$\sum_{n=1}^M K(s_m, s_n) \gamma(s_n) = RHS_m \quad (15)$$

As densidades $\gamma(s_n)$ dos vórtices distribuídos sobre a superfície do corpo, “Eq. (7)”, são obtidas resolvendo o sistema de equações representado pela “Eq. (15)” (Katz & Plotkin, 1991). O lado direito desta equação é expresso como

$$RHS_m = \left\{ -U \cos \beta_m - \sum_{j=1}^N [u_{m_j} \cos \beta_m + v_{m_j} \sin \beta_m] \right\} \quad (16)$$

onde o somatório corresponde a velocidade induzida pelos vórtices livres no ponto de controle dos painéis. Evidentemente, no instante $t = 0(\Delta t)$ este termo reduz-se a:

$$RHS_m = -U \cos \beta_m \quad (17)$$

uma vez que não existe vórtice livre no meio fluido.

De posse da velocidade induzida em cada vórtice, a convecção da vorticidade, governada pela “Eq. (9)”, é realizada com a utilização de uma expressão de segunda ordem de Adams-Bashforth

$$x_k(t + \Delta t) = x_k(t) + [1,5 u_{t_k}(t) - 0,5 u_{t_k}(t - \Delta t)] \Delta t + \xi_k(t) \quad (18)$$

$$y_k(t + \Delta t) = y_k(t) + [1,5 v_{t_k}(t) - 0,5 v_{t_k}(t - \Delta t)] \Delta t + \eta_k(t) \quad (19)$$

O processo difusivo, governado por (10), é simulado com o método de avanço randômico (Lewis, 1991), que considera na “Eq. (18)” e na “Eq.(19)” as seguintes fórmulas para $\xi_k(t)$ e $\eta_k(t)$

$$\xi_k(t) = \Delta r_k \cos(\Delta \theta_k) \quad \text{e} \quad \eta_k(t) = \Delta r_k \sin(\Delta \theta_k) \quad (20)$$

onde (p_k e q_k são números randômicos com valores entre 0 e 1)

$$\Delta r_k = \sqrt{\frac{4\Delta t}{\text{Re}} \ln\left(\frac{1}{p_k}\right)} \quad \text{e} \quad \Delta \theta_k = 2\pi q_k \quad (21)$$

Alguns vórtices discretos podem migrar para o interior do corpo em um dado incremento de tempo, Δt , após os movimentos de convecção e de difusão. A alternativa adotada neste trabalho é a eliminação destes vórtices, porque pode ser interpretada como um modelo ao processo de destruição de vorticidade, que ocorre nas regiões de gradiente de pressão adverso da superfície de um corpo presente em um escoamento real (Chorin, 1973). A vorticidade perdida com os vórtices eliminados é gerada no incremento de tempo seguinte através do mecanismo de conservação de circulação do algoritmo. A fim de manter a condição de

conservação de circulação pode-se substituir qualquer linha da “Eq. (15)” pela equação explícita

$$\sum_{n=1}^M [\gamma(s_n) \Delta s_n]_{\Delta t} = -\sum [\Gamma_{\text{Eliminados}}]_{t-\Delta t} \quad (22)$$

4. RESULTADOS OBTIDOS

4.1. Cilindro circular

O escoamento ao redor de um cilindro de seção circular constitui-se num ótimo exemplo para se avaliar o comportamento de uma nova versão do método. O fenômeno é bem documentado e muitos resultados experimentais e numéricos estão disponíveis; mais importante ainda é a disponibilidade de resultados obtidos com a utilização de uma versão do método que utiliza o Teorema do Círculo e que pode ser considerada “exata” dentro de certas condições.



$Re = 1 \times 10^5$; $M = 32$; $\Delta t = 0,1025$ e $\ell = \sigma_0 = 0,0070$

Figura 2. Cilindro circular: posição da esteira para $t=300(0,1025)$.

No caso do cilindro circular, a variação do número de Reynolds permitiu indicar uma faixa ótima acima de 9×10^4 para as simulações numéricas. Nesta faixa ótima foram encontradas as melhores formações de esteiras e resultados médios dos coeficientes de arrasto e de sustentação bastante compatíveis com outros resultados numéricos e resultados experimentais disponíveis na literatura. Na “Fig. 2” observa-se a posição de uma esteira após trezentos avanços de segunda ordem de Adams-Bashforth. A superfície do cilindro circular foi discretizada e aproximada por trinta e dois painéis planos ($M = 32$) de comprimentos iguais. A evolução dos coeficientes de arrasto e de sustentação até a posição de trezentos avanços no tempo da esteira do caso acima é apresentada na “Fig. 3”. A curva de C_D oscila em torno do seu valor médio $\overline{C_D} = 1,12$ e a curva de C_L oscila em torno de zero.

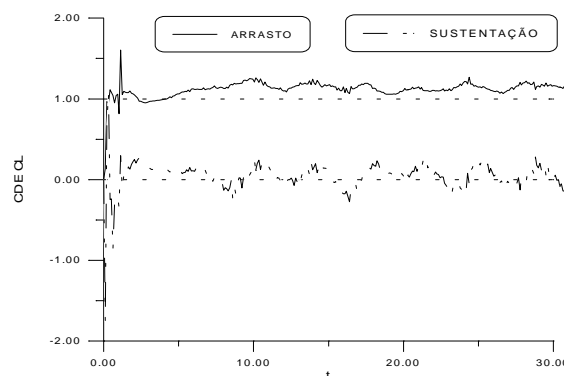


Figura 3. Evolução dos coeficientes de arrasto e de sustentação da esteira da “Fig. 2”.

Segundo Blevins (1984), o valor do coeficiente médio de arrasto, nas condições simuladas acima, deveria ser $\overline{C_D} = 1,20$, com incertezas experimentais de 10%. Mustto (1998), considerando um esquema de avanço de primeira ordem de Euler para o processo convectivo e utilizando o Teorema do Círculo, obteve o seguinte resultado numérico para o coeficiente de arrasto, $\overline{C_D} = 1,06$. Malta (1998), utilizando o Teorema do Círculo e um esquema de avanço de segunda ordem de Runge-Kutta para o processo convectivo, encontrou um resultado numérico bastante parecido com o resultado de Mustto (1998), ou seja, $\overline{C_D} = 1,07$.

4.2. Aerofólio: NACA 0012

Tendo em vista os objetivos futuros, mencionados na introdução, a avaliação do comportamento do método quando o corpo tem a forma de um aerofólio é essencial. O aerofólio NACA 0012 foi escolhido para esta avaliação. No seu estudo faz-se uma primeira investigação do algoritmo apresentado. O perfil NACA 0012 foi dividido em trinta de dois painéis planos ($M = 32$) com comprimentos menores, no bordo de ataque e no bordo de fuga, e com comprimentos maiores na região central do aerofólio. Considera-se um ângulo de incidência igual a $\alpha = 5^\circ$ e número de Reynolds igual a $Re = 1 \times 10^6$. Estes dados servem de referência para comparação, porque há disponível na literatura resultados numéricos obtidos por Lewis (1991) e resultados experimentais obtidos por Miley (1982).

Considerando-se $Re = 1 \times 10^6$ e $\alpha = 5^\circ$, Lewis (1991) utiliza cinquenta painéis e apresenta os resultados numéricos para o coeficiente de arrasto e para o coeficiente de sustentação, respectivamente, $\overline{C_D} = 0,0030$ e $\overline{C_L} = 0,5109$. Miley (1982) nas mesmas condições da simulação da “Fig. 4” apresenta os seguintes resultados experimentais para o coeficiente de arrasto e para o coeficiente de sustentação, respectivamente, $\overline{C_D} = 0,0090$ e $\overline{C_L} = 0,5400$. A simulação numérica atual de uma esteira, considerando apenas trinta e dois painéis, apresenta os seguintes valores médios para o coeficiente de arrasto e para o coeficiente de sustentação, respectivamente, $\overline{C_D} = 0,0923$ e $\overline{C_L} = 0,6787$. Na “Fig. 4” tem-se a evolução destes coeficientes com o tempo. O resultado da simulação numérica atual ao ser comparado com o resultado numérico apresentado por Lewis (1991) e com o resultado experimental apresentado por Miley (1982) pode ser considerado aceitável para $\overline{C_L}$. O valor de $\overline{C_D}$, no entanto, foi superestimado e necessita de algum esforço adicional; este resultado, entretanto, era esperado uma vez que o aerofólio é um corpo esbelto.

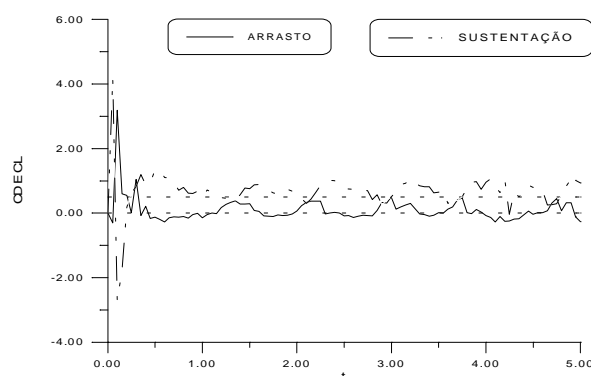


Figura 4 - Evolução dos coeficientes de arrasto e de sustentação para o perfil NACA 0012.

A posição da esteira deste caso estudado, após cem avanços de segunda ordem de Adams-Bashforth, pode ser vista em Pereira (1999). A formação da esteira é aceitável e os resultados numéricos obtidos para as cargas aerodinâmicas estão numa faixa de erro admissível.

Nas simulações feitas neste trabalho, para o perfil NACA 0012, são gerados vórtices ao longo de toda a superfície do aerofólio. Como a condição de conservação da vorticidade já está sendo verificada, então a condição de Kutta fica implícita.

REFERÊNCIAS

- Blevins, R.D., 1984, Applied fluid dynamics handbook. Van Nostrand Reinhold Co.
- Chorin, A.J., 1973, "Numerical study of slightly viscous flow". Journal of Fluid Mechanics, Vol. 57, pp. 785-796.
- Guedes, V.G., Hirata, M.H. & Bodstein, G.C.R., 1998, "Vortex method simulation of the flow around a circular cylinder using the multipole expansion algorithm". Aceito para publicação nos Anais da International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, a ser realizada em Gazimagusa, Chipre do Norte, de 26 a 29 de Abril, 1999.
- Kamemoto, K., Matsumoto, H. & Yokoi, Y., 1995, "On the extensive applicability of the vortex methods to the prediction of flow-induced vibration problems". Yokohama National University, Yokohama, Japan.
- Katz, J. & Plotkin, A., 1991, Low-speed aerodynamics: from wing theory to panel methods. McGraw - Hill, Inc., International Edition.
- Lewis, R. I., 1991, Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems. Cambridge University Press, Cambridge.
- Malta E.S.F., D., 1998, Aplicação do método de vórtices ao escoamento de alto número de Reynolds em torno de um cilindro circular. Rio de Janeiro, RJ, BRASIL, EE/COPPE/UFRJ, Dissertação de Mestrado.
- Meneghini, J.R. & Bearman, P.W., 1995, "Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder". J. Fluid Struct., Vol. 9, pp. 435-455.
- Miley, S.J., 1982, A catalogue of low Reynolds number airfoil data for wind turbine applications. Department of Aerospace Engineering, Texas A&M. University, College Station, Texas, RFP-3387, UC-60.
- Mustto, A.A., 1998, Simulação numérica do escoamento em torno de um cilindro circular com e sem rotação utilizando o método de vórtices discretos. Rio de Janeiro, RJ, BRASIL, EE/COPPE/UFRJ, Dissertação de Mestrado.
- Mustto, A.A., Hirata, M.H. & Bodstein, G.C.R., 1998, "Discrete vortex method simulation of the flow around a circular cylinder with and without rotation". AIAA Paper 98-2409, Proceedings of the 16th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Albuquerque, NM, USA, June 15-18, pp. 59-69.
- Pereira., L.A.A., 1999, Simulação numérica do escoamento em torno de um corpo de forma arbitrária utilizando o método de vórtices discretos. Itajubá, MG, BRASIL, EFEI, Dissertação de Mestrado.
- Sarpkaya, T., 1989, "Computational methods with vortices - the 1988 Freeman Scholar Lecture". Journal of Fluids Engineering, Vol. 111., pp. 5-52.
- Sherman, F.S., 1990, Viscous Flow. McGraw-Hill, International Editions Mechanical Engineering Series.

CALCULATION OF LOADS AERODYNAMICS (NUMERICAL SIMULATION USING A VORTEX CLOUD)

Abstract. In this article we present a method for the simulation of convection and diffusion of the vorticity generated on the body surface. This simulation uses a purely lagrangian scheme for the transport of vorticity, and thereby dispenses mesh associated problems. This approach uses a representation of body surface by straight line elements, with constant-strength vortex distribution in order to simulate the convection process. By mean of primary diffusion process this vorticity is replaced immediately by Lamb vortices lacated nearby the body surface. The strength of the discrete vortices is obtained directly without running over additional calculation. The diffusion process of the vorticity is simulated using the randon walk method. Examples considering high Reynolds number are applied to the cases of circular cylinder and a NACA 0012 aerofoil and the results are compared to numerical and experimental results available in the literature, yelding good results.

Key Words: Vortex method, Aerodynamic loads, Panel method.