

APLICAÇÃO DO MÉTODO DA ESTEIRA DE VÓRTICES GENERALIZADO A UM AEROFÓLIO SUJEITO A RAJADAS E MOVIMENTO HARMÔNICO

Fabiano Hernandes

Instituto Tecnológico de Aeronáutica
12228-900 São José dos Campos - SP
f_hernandes@bol.com.br

Paulo Afonso de Oliveira Soviero

Instituto Tecnológico de Aeronáutica
12228-900 São José dos Campos - SP
soviero@ita.br

Resumo. São estudados os efeitos aerodinâmicos (coeficientes de pressão e sustentação) em um perfil fino penetrando em rajadas discretas dos tipos um-menos-cosseno e senoidal, e também cargas devido movimento harmônico de translação lateral. Análises aeroelásticas de resposta a rajada requerem um modelo aerodinâmico para aeronave a medida que esta penetra numa rajada atmosférica. Tradicionalmente dois métodos são usados para cálculo das cargas aerodinâmicas: os de domínio no tempo e os de domínio na frequência. O presente trabalho usa uma abordagem numérica, no domínio do tempo, baseada na singularidade vórtice. Os resultados hoje disponíveis na literatura são baseados em equações exponenciais aproximadas ou calculados via Dinâmica do Fluidos Computacional (CFD). Assim, o método proposto pretende um cálculo mais acurado em relação aos que utilizam equações aproximadas e bem mais rápido do que aqueles feitos via CFD. Resultados são obtidos para escoamento em um meio compressível subsônico e supersônico.

Palavras chave: rajada um-menos-cosseno, rajada senoidal, movimento harmônico, singularidade vórtice, escoamento não permanente.

1. Introdução

Ao longo da década passada o Método de Rede Turbilhonar Generalizado (Generalized Vortex Lattice Method) foi desenvolvido para o caso não estacionário, inicialmente no regime subsônico (Soviero, 1993) e posteriormente nos regimes supersônico (Soviero e Ribeiro, 1995) e transônico (Soviero e Pinto, 2001). Em todos os casos anteriores o movimento do perfil, tanto em translação lateral como em movimento angular de arfagem, é restrito ao movimento harmônico e, deste modo, o cálculo é efetuado no domínio da frequência e não do tempo.

Se o objeto de estudo for à previsão de cargas aerodinâmicas devidas a movimentos arbitrários a única maneira prática de obtê-las é, segundo Bisplinghoff *et al.* (1955), através da superposição de integrais de Fourier dos resultados obtidos para movimentos harmônicos. No entanto, tal metodologia não é adequada para movimentos bruscos os quais podem ocorrer durante manobras de aviões de alto desempenho, rajadas ou deflexões rápidas de superfícies de comando, tais como os ailerons, pois nestes casos o número de termos da série a serem empregados pode se tornar proibitivamente elevados em função da lenta convergência da resposta ao movimento estudada.

No regime incompressível são clássicos os estudos de Wagner (1925) e Küssner (1936) que obtiveram a evolução com o tempo da sustentação em perfis finos para a variação instantânea do ângulo de ataque e da penetração do perfil em uma rajada de canto vivo; ambas, de fato, respostas indiciais. No regime compressível tanto subsônico quanto supersônico uma série de respostas indiciais são apresentadas por Bisplinghoff *et al.* (1955) em função do número de Mach para perfis finos. No entanto a obtenção analítica destas respostas indiciais é longa e tediosa sugerindo a busca por soluções numéricas suficientemente rápidas e gerais.

Assim, o estudo e desenvolvimento de um método numérico que permita a obtenção das forças e momentos aerodinâmicos para um perfil em movimento arbitrário são atrativos. A fim de preencher essa lacuna foi desenvolvida (Hernandes e Soviero, 2004) uma metodologia baseada na singularidade vórtice para obtenção das forças aerodinâmicas para um movimento qualquer. Neste trabalho, Hernandes e Soviero calcularam as chamadas respostas indiciais do perfil, sendo elas a função degrau unitário e a rajada de canto vivo. Posteriormente (Hernandes e Soviero, 2005), utilizando mesma metodologia, foram estudados os efeitos aerodinâmicos de um perfil fino penetrando em uma rajada de canto vivo (para diversas razões de velocidades de rajada) e também estudado a interação do perfil com um vórtice livre que passa sob o perfil – fenômeno conhecido na literatura como AVI (*Airfoil-Vortex Interaction*).

No presente trabalho é utilizada a mesma metodologia (Hernandes e Soviero, 2004) com adequações nas condições de contorno aplicadas. Condições de contorno são estabelecidas para os movimentos das rajadas discretas um-menos-

coseno e menos-seno, e também para movimento harmônico de translação lateral. São resultados os coeficientes de pressão e sustentação ao longo do tempo.

Até a década de 50 o critério para cálculo de cargas devido à presença de rajadas em aeronaves (ou perfis) era baseado no modelo de rajada de canto vivo, ou seja, a aeronave abruptamente sofre um acréscimo de velocidade vertical com intensidade definida. Com a evolução das aeronaves, crescimento das dimensões e aumento das velocidades, ficou evidente a necessidade de considerar uma resposta dinâmica-estrutural. Foi definido um perfil mais adequado de rajada discreta (representando melhor as rajadas existentes na atmosfera) para análises de corpo rígido e dinâmica-estrutural. O perfil definido foi o chamado um-menos-cosseno, que é o perfil aqui estudado. Alguns autores também estudam o perfil menos-seno, e este também é aqui calculado. Noback (1986), Pratt e Walker (1954), Flomenhoft (1994) e Fuller (1995) são boas referências da evolução histórica dos perfis de rajada utilizados nos projetos de aeronaves.

Ainda no presente trabalho é estudado o movimento harmônico de translação lateral, isto é, um perfil fino rígido submetido, sem variação de seu ângulo de ataque, a um movimento harmônico. No presente trabalho foi calculada somente a parcela real dos coeficientes aerodinâmicos. Estudos estão sendo realizados para completar os resultados com a parcela imaginária, visto que a maior parte dos métodos no domínio da frequência e resultados disponíveis na literatura calculam ambas parcelas: real e imaginária. Resultados existentes na literatura para o assunto são os clássicos Theodorsen (1935) e Bisplinghoff *et al.* (1955).

2. Rajadas Discretas

2.1. Rajada um-menos-cosseno (1-cos)

Considere um perfil fino, com ângulo de incidência nulo, imerso num meio com velocidade uniforme U . O perfil então é submetido a uma rajada de intensidade, $U_{1-\cos}(s)$, conforme perfil chamado um-menos-cosseno. O perfil da rajada discreta um-menos-cosseno é definido como:

$$U_{1-\cos}(s) = \begin{cases} \frac{\bar{U}_{1-\cos}}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi s}{2H}\right) \right] & , 0 \leq s \leq 2H \\ 0 & , s > 2H \end{cases} \quad (1)$$

Onde s denota a distância adimensional de penetração da rajada, $s = Ut/c$. A intensidade da rajada é definida por $\bar{U}_{1-\cos}$, sendo no presente trabalho adotado $U = \bar{U}_{1-\cos}$. Em projetos de aeronave essa intensidade tem valores da ordem de 30 ft/s a 350 ft/s. H denota o gradiente de rajada, ou seja, a distância paralela ao eixo de deslocamento da rajada onde ocorre a intensidade máxima da rajada, e possui no presente estudo a mesma dimensão da corda do perfil, c . Em projetos deve-se usar um número significativo de valores de H , de forma a determinar valores críticos que maximizam a carga no perfil (ou aeronave). Nos problemas aqui estudados serão usados valores de $2H = 5$ e $2H = 25$. Os resultados são comparados com dados obtidos por Raveh e Zaide (2005) onde foram obtidos resultados para rajada um-menos-cosseno a partir de um processo de convolução de dados obtidos por CFD (dinâmica dos fluidos computacional) para rajada de canto vivo. A Fig. 1 ilustra o problema da rajada um-menos-cosseno.

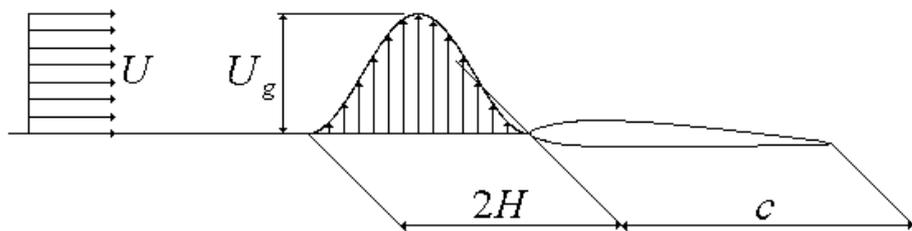


Figura 1. Rajada um-menos-cosseno.

2.1. Rajada menos-seno (-sen)

Analogamente a rajada um-menos-cosseno seja um perfil fino, com ângulo de incidência nulo, imerso num meio com velocidade uniforme U . O perfil então é submetido a uma rajada de intensidade, $U_{-sen}(s)$, conforme perfil chamado menos-seno. O perfil da rajada discreta menos-seno é definido como:

$$U_{-sen}(s) = \begin{cases} \frac{\bar{U}_{-sen}}{2} \left[-\text{sen} \left(\frac{2\pi s}{2H} \right) \right] & , 0 \leq s \leq 2H \\ 0 & , s > 2H \end{cases} \quad (2)$$

Onde s denota a distância adimensional de penetração da rajada, $s = Ut/c$. A intensidade da rajada é definida por \bar{U}_{-sen} , sendo no presente trabalho adotado $U = \bar{U}_{-sen}$. H denota o gradiente de rajada, e possui a mesma dimensão da corda do perfil, c . Nos problemas aqui estudados serão usados valores de $2H = 5$ e $2H = 25$. Os valores calculados são novamente comparados com dados obtidos por Raveh e Zaide (2005). A Fig. 2 ilustra o problema da rajada um-menos-cosseno.

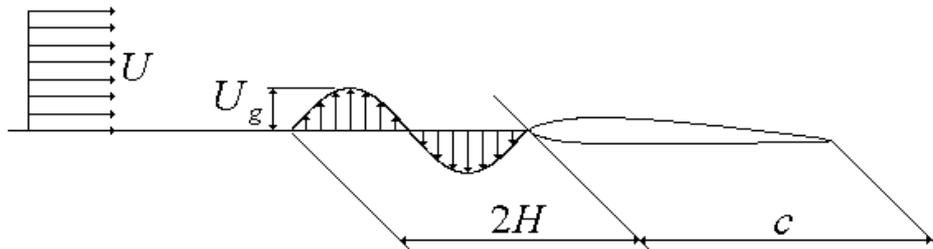


Figura 2. Rajada menos-seno.

2. Movimento Harmônico

Estuda-se o movimento harmônico de translação de um perfil fino, num meio com velocidade uniforme U , que oscila verticalmente, sem ângulo de ataque, segundo a função $h(t)$ definida como segue:

$$h(t) = h_0 \text{sen}(wt) \quad (3)$$

A frequência de oscilação é definida por $w = 2k_r U / c$, sendo k_r a frequência reduzida de oscilação. No presente trabalho adotou-se $h_0 = U/2$ e $k_r = \pi/5$ (adotado este valor apenas como referência, visto implicar num período igual da rajada menos-seno). A Fig. 3 ilustra o movimento harmônico de translação.

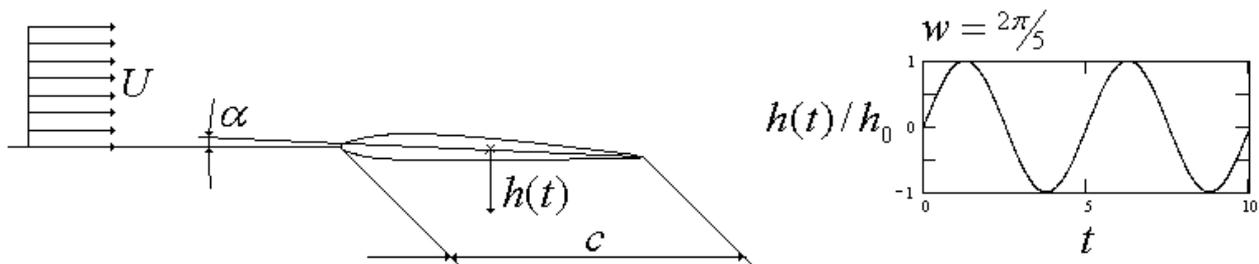


Figura 3. Movimento harmônico de translação.

4. Modelo Numérico

Utiliza-se o modelo desenvolvido por Hernandez e Soviero (2004) sujeito às condições de contorno descritas para os problemas de rajada de canto vivo com velocidade variável e AVI.

São hipóteses do modelo o fluido não viscoso, portanto as forças atuam normais a superfície (não existindo forças tangenciais); o escoamento ser irrotacional; e admite-se o conceito de pequenas perturbações ($u', v', w' \ll U$). O estudo então é restrito a equação do potencial de velocidades, ϕ , para regime não permanente:

$$\phi_{tt} + 2U\phi_{xt} + U^2\phi_{xx} = a^2\nabla^2\phi \quad (4)$$

Onde a é a velocidade do som. O perfil é dividido em um número conveniente de n painéis. A medida que o perfil está sujeito a condição de contorno ($U_n \neq 0$) surge sobre o perfil (nos painéis onde a condição $U_n \neq 0$ é preenchida) um salto potencial de perturbação, $\delta\phi$, associado a cada painel, que pode ser determinado através da Teoria do Pistão (Bisplinghoff et al., 1955). Num instante imediatamente seguinte esses saltos são substituídos por pares de vórtices contra-rotativos de intensidades Γ e $-\Gamma$ (onde Γ é numericamente igual a $\delta\phi$).

A velocidade U_n , após a condição inicial, é constituída da condição de contorno inicial somado às velocidades normais induzidas pelos vórtices emitidos nos instantes anteriores. Os vórtices que são introduzidos em substituição aos saltos de potencial são definidos em dois tipos: os vórtices ligados ao perfil e os vórtices livres (que se deslocam com a velocidade do escoamento não perturbado).

A seqüência de eventos pode ser entendida na Fig. 4. Tem-se sobre os painéis, num instante qualquer, os saltos gerados pela condição de contorno daquele instante somado aos vórtices emitidos em todos os passos de tempo anteriores. Na junção dos painéis é feito um balanço entre os vórtices emitidos resultando num somatório nas extremidades esquerdas de cada painel. Os saltos de potencial estão intimamente relacionados à parcela impulsiva do movimento e a vorticidade gerada a parcela circulatória.

A seqüência de eventos para escoamento supersônico é análoga ao subsônico diferindo apenas que não há emissão de vórtices criados impulsivamente pelo bordo de fuga, sendo todos os vórtices ligados ao perfil, visto que a esteira não influenciaria o escoamento sobre o perfil. Os vórtices contrarotativos originários dos saltos de potenciais de perturbação de velocidade para o escoamento supersônico são todos eles ligados ao perfil, pois a condição de Kutta não necessita ser respeitada neste regime. Para o escoamento subsônico o vórtice do bordo de fuga do perfil (de intensidade $-\Gamma_1^k$ localizado na extremidade direita do painel $j=1$) é, por imposição do modelo, livre para criar automaticamente uma esteira e satisfazer o teorema de Kelvin.

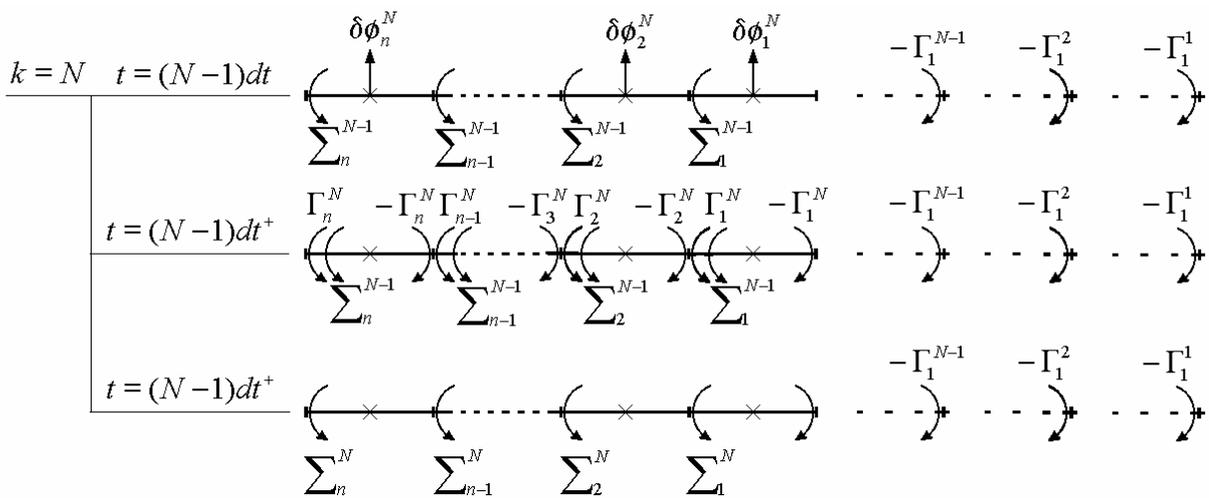


Figura 4. Modelo numérico

A solução do problema se dá através da solução de um sistema linear onde temos uma matriz $[A]$ de coeficientes tal que multiplicada pela matriz dos saltos de potenciais $[\delta\phi]^k$ para o instante k considerado resulta na matriz da condição de contorno $[W]^k$ (velocidade normal sobre os painéis).

$$[A][\delta\phi]^k = [W]^k \tag{5}$$

A matriz $[A]$ está associada a influência dos vórtices gerados num dado instante k e sua influência no próprio instante. Devemos ainda somar aos elementos da diagonal principal a parcela referente a impulsão do próprio painel, dada por $1/(2adt)$.

Para escoamento subsônico a matriz das velocidades $[W]^k$ é função da velocidade normal ao perfil devido ao movimento ($U\alpha$) somado as velocidades induzidas pelos vórtices emitidos nos instantes anteriores ao considerado. Para o correto funcionamento do método no regime supersônico é essencial considerar o elemento fundamental do método – a singularidade vórtice. No regime subsônico é possível calcular a velocidade induzida pelo vórtice em qualquer ponto da área afetada por ele. Já para o regime supersônico o ponto de origem do vórtice é singular não sendo

possível calcular a velocidade induzida neste ponto. Deste modo é necessário definir a contribuição da singularidade para o campo de velocidade. Esse conceito é explorado por Miranda et al. (1977). A parcela relativa à velocidade induzida devido à singularidade é definida a partir da velocidade induzida no regime permanente.

A partir da solução do sistema (matriz $[\delta\phi]^k$) podemos calcular os coeficientes aerodinâmicos.

5. Resultados

São apresentados os coeficientes aerodinâmicos de um perfil sujeito às rajadas um-menos-cosseno e menos-seno bem como um perfil sujeito a um movimento harmônico de translação, calculados numericamente, para ambos regimes, subsônico e supersônico. Os resultados numéricos das rajadas são comparados com soluções disponíveis na literatura. Para o estudo de rajadas os resultados são comparados com Raveh e Zaide (2005) no regime subsônico; no regime supersônico não foi encontrada referência para comparação. As comparações dos resultados obtidos para o movimento harmônico lateral são deixadas como estudo futuro - uma boa referência é Timman *et al.* (1951).

A Fig. 5 apresenta os resultados das rajadas comparadas com Raveh e Zaide (2005). Observa-se boa concordância dos resultados. Nessas rajadas especificamente foi considerado um gradiente de rajada de $2H = 25$.

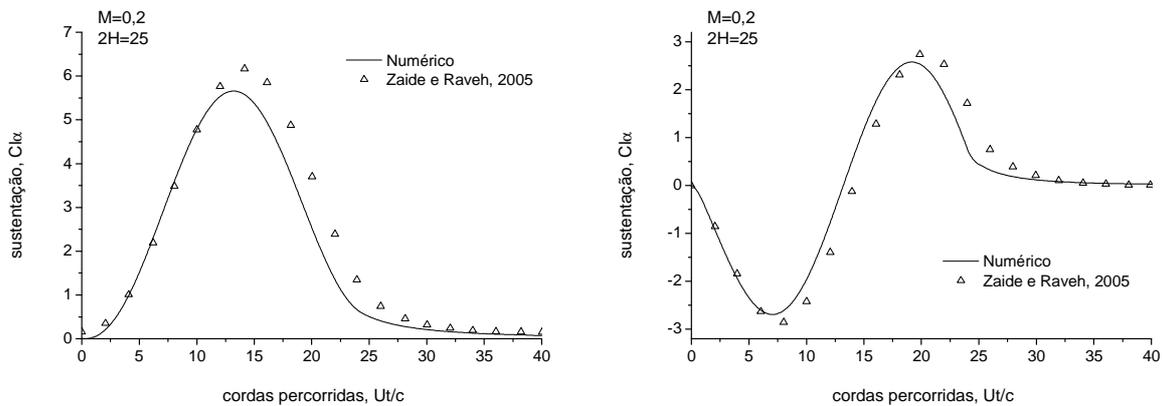


Figura 5. Comparativo com referência. Esq.: rajada um-menos-cosseno. Dir.: rajada menos-seno.

A Fig. 6 mostra os resultados obtidos, para o coeficiente de sustentação, da rajada um-menos-cosseno para regime subsônico considerando-se um gradiente de rajada de $2H = 5$. De maneira análoga na Fig. 7 são apresentados os resultados no regime supersônico. Os resultados estão divididos em partes circulatoria e impulsiva. As mesmas também são chamadas de permanente e não-permanente respectivamente. A parcela permanente está associada à circulação total presente sobre o perfil no momento considerado e a parcela não-permanente está associado à parcela não-circulatória, ou seja, que surge imediata a presença de um potencial de perturbação de velocidade sobre o perfil. Nota-se que a parcela impulsiva é a responsável para que não tarde o surgimento de sustentação sobre o perfil, já que a circulação leva um tempo para se desenvolver - é percebida uma defasagem entre a sustentação total e a sustentação circulatoria (esta está atrasada da total). Percebe-se também uma diferença de fase entre parcelas circulatoria e impulsiva. Isso também se observa nos outros movimentos aqui estudados e será discutida à frente. Uma observação se faz com relação ao movimento supersônico, onde a sustentação retorna a seu valor de origem (no caso nula), já no escoamento subsônico esse retorno é assintótico sendo, portanto, os efeitos da rajada no regime supersônico finitos.

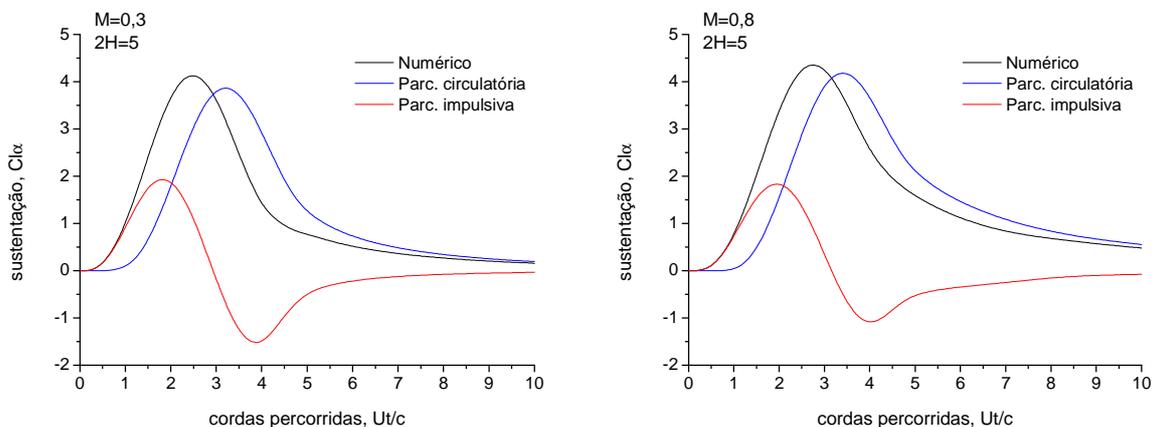


Figura 6. Rajada um-menos-cosseno. Escoamento subsônico.

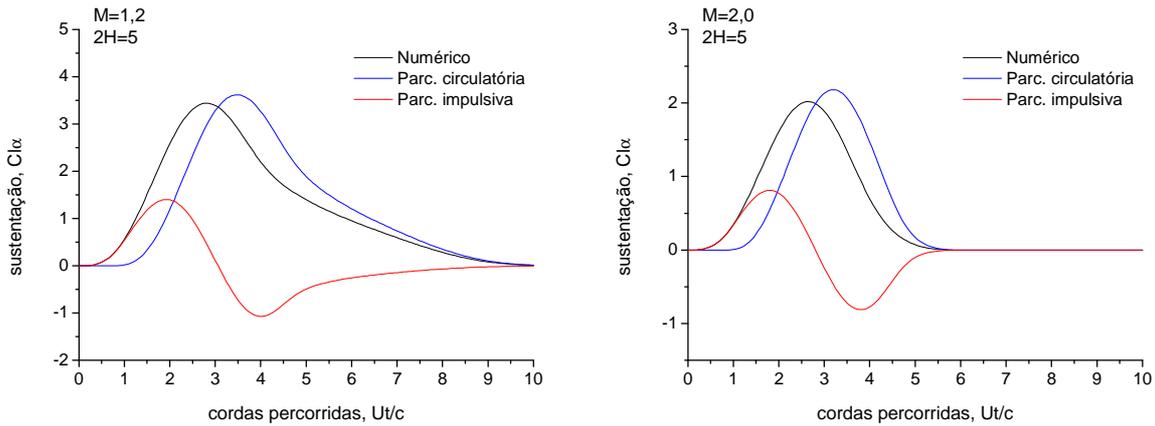


Figura 7. Rajada um-menos-cosseno. Escoamento supersônico.

A Figuras 8 e 9 mostram os resultados obtidos, para o coeficiente de sustentação, da rajada menos-seno para regime subsônico e supersônico respectivamente, considerando-se um gradiente de rajada de $2H = 5$. Novamente, os resultados estão divididos em partes circulatoria e impulsiva. As mesmas observações com relação à defasagem das parcelas e comportamento finito do regime supersônico verificadas na rajada um-menos-cosseno são aqui verificadas.

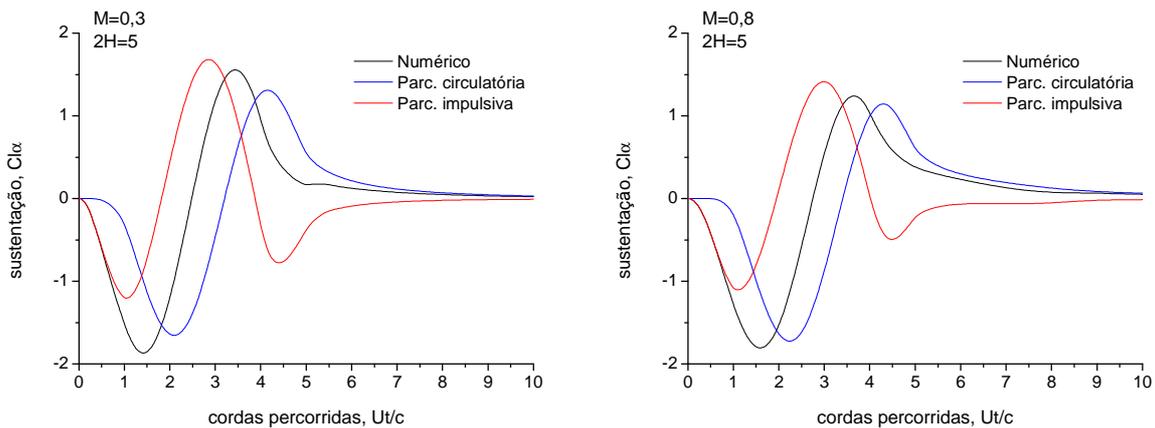


Figura 8. Rajada menos-seno. Escoamento subsônico.

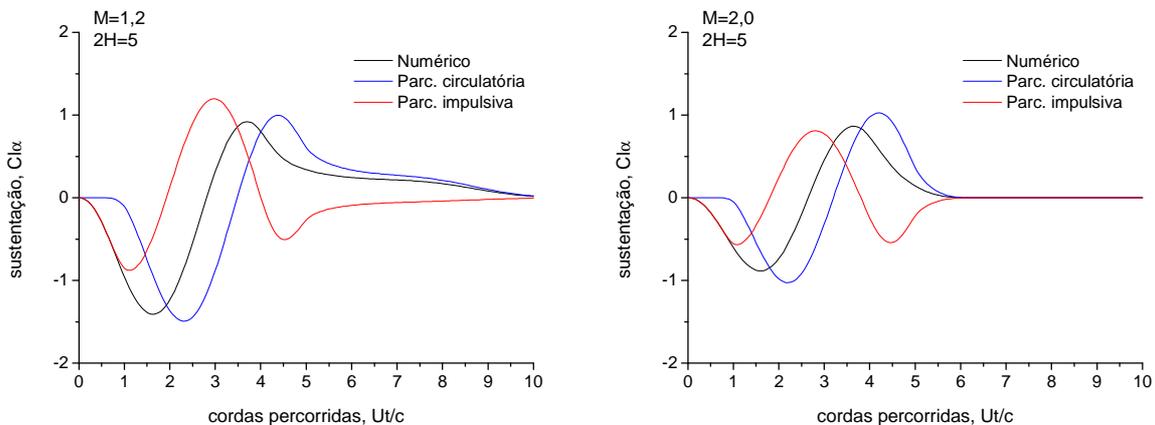


Figura 9. Rajada menos-seno. Escoamento supersônico.

Resultados comparativos de ambas rajadas para várias velocidades são mostrados na Fig. 10. Verifica-se que ambos regimes (subsônico e supersônico) que quanto mais próxima à velocidade da rajada estiver da velocidade do som mais lento se dá o retorno ao valor de sustentação de origem.

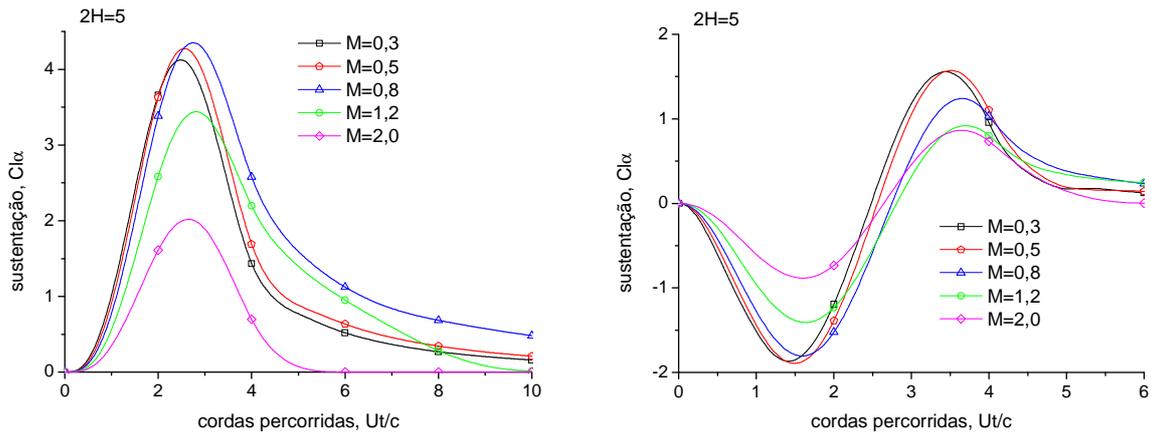


Figura 10. Resultado para várias velocidades de rajada. Esq.: rajada um-menos-cosseno. Dir.: rajada menos-seno.

A Fig. 11 mostra os resultados obtidos, para o coeficiente de sustentação, do perfil sujeito a movimento harmônico de translação, considerando-se um gradiente de rajada de $2H = 5$. De maneira análoga na Fig. 12 são apresentados os resultados no regime supersônico. Aqui é nítida a defasagem entre parcelas circulatoria e impulsiva. Essa característica foi mostrada por Theodorsen (1935), onde se verifica a parcela circulatoria ser uma função da primeira derivada no tempo da função, e a parcela impulsiva (não-circulatoria) ser função da segunda derivada no tempo. Observa-se também um pico da parcela impulsiva no início do movimento. Esse comportamento deve ao fato que o perfil parte do repouso e instantaneamente inicia o movimento oscilatório. Essa característica, de existir um salto inicial de sustentação, se observa na função degrau (Hernandes e Soviero, 2004).

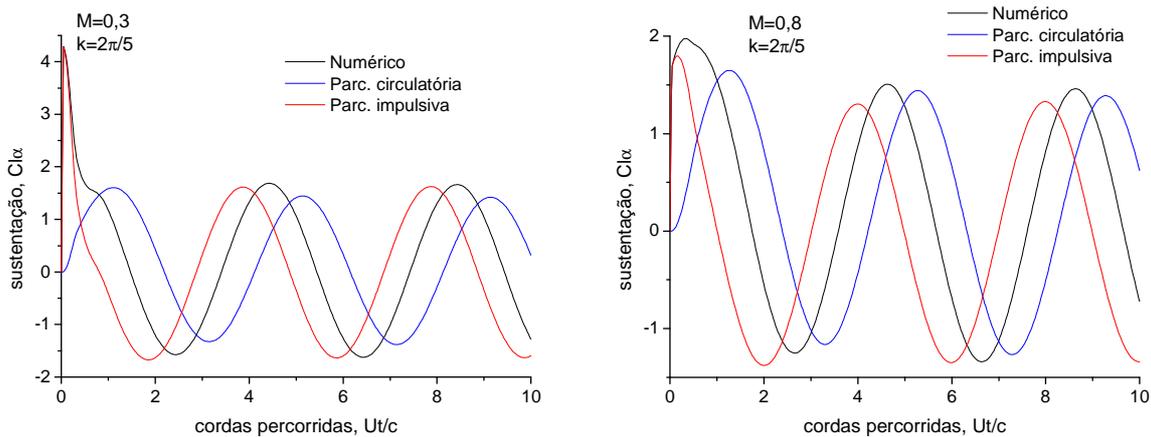


Figura 11. Movimento harmônico. Regime subsônico.

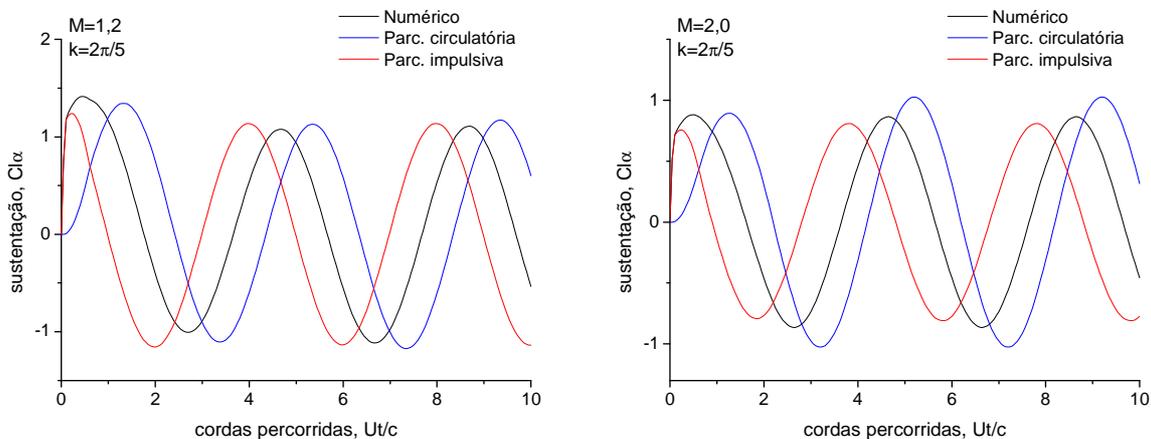


Figura 12. Movimento harmônico. Regime supersônico.

A Fig. 13 apresenta os resultados do movimento harmônico para vários números de Mach.

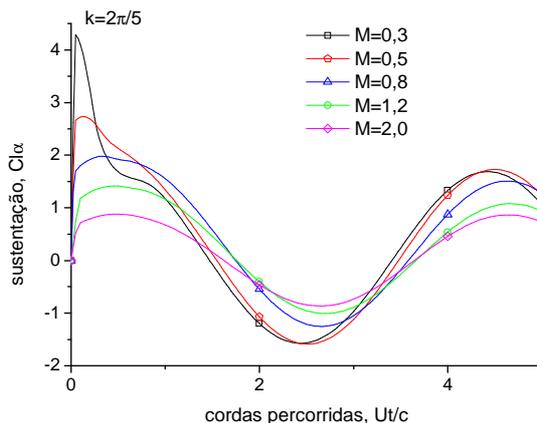


Figura 13. escoamento harmônico. Vários números de Mach.

As figuras 14 a 16 mostram a evolução da distribuição do salto do coeficiente de pressão sobre o perfil em função do tempo adimensional.

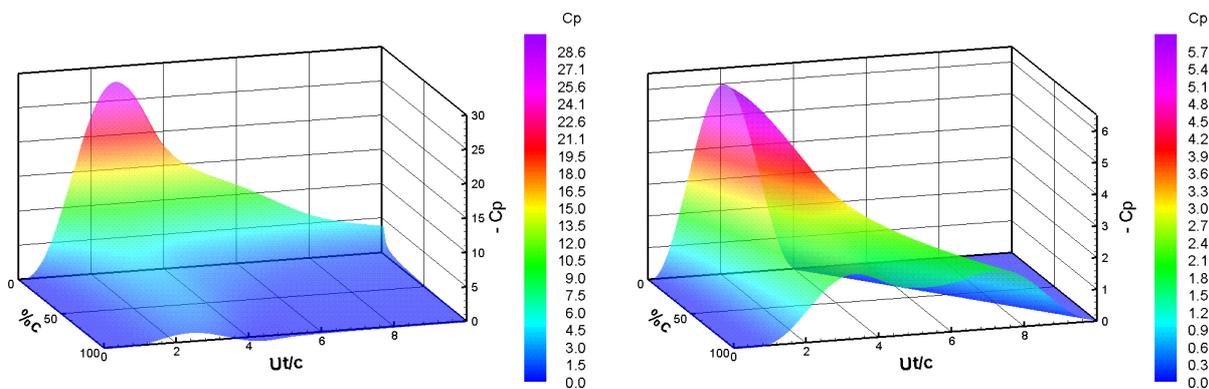


Figura 14. Distribuição do salto do coeficiente de pressão Rajada um-menos-cosseno. Esq.: $M=0,8$. Dir.: $M=1,2$.

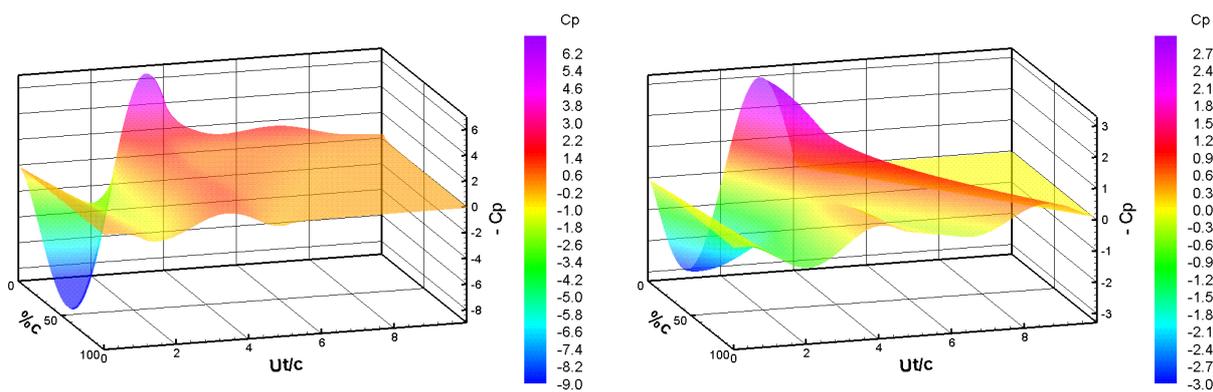


Figura 15. Distribuição do salto do coeficiente de pressão Rajada menos-seno. Esq.: $M=0,8$. Dir.: $M=1,2$.

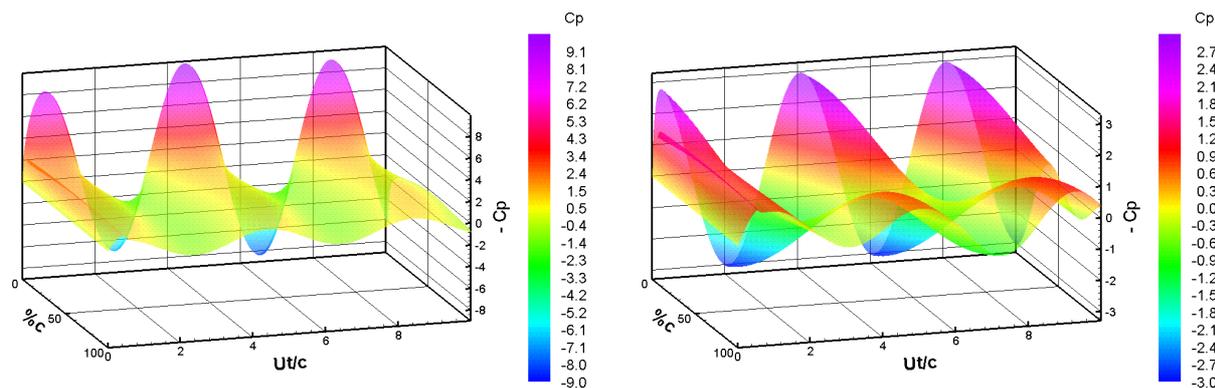


Figura 16. Distribuição do salto do coeficiente de pressão Movimento harmônico. Esq.: $M=0,8$. Dir.: $M=1,2$.

6. Conclusões

Foram obtidas numericamente as forças aerodinâmicas para um perfil sujeito a rajadas discretas, de perfis um-menos-cosseno e menos-seno, e forças resultante do movimento harmônico de translação de um perfil. O método proposto abrange todo regime compressível, excetuando a faixa transônica onde as hipóteses que levam a linearização da Eq. (4) não são mais válidas. Comparações com a literatura foram realizadas a fim de validar os resultados e mostrar a precisão do método utilizado. Os resultados mostram os efeitos da compressibilidade nesses problemas, bem como esses movimentos são afetados pela velocidade de propagação da rajada. O estudo de rajadas discretas é fundamental no projeto de aeronaves modernas, sendo o método pela sua velocidade (aproximadamente 10000 vezes mais rápido que CFD) uma excelente ferramenta no projeto preliminar de aeronaves. A evolução natural do método é sua extensão ao tridimensional, de modo a permitir cálculos com modelos simplificados de aeronaves, que é a atual metodologia utilizada em projetos. Estudos futuros devem ser feitos visando completar os resultados obtidos para o movimento harmônico com sua parcela imaginária permitindo comparação com estudos disponíveis na literatura.

7. Agradecimentos

Este trabalho teve o apoio parcial do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Brasília, DF, através Bolsa de Produtividade em Pesquisa (Processo No. 302352/2002-3).

8. Referências

- Bisplinghoff, R. L., Ashley, H., e Halfman, R. L., 1955, *Aeroelasticity*, Addison-Wesley, Reading, MA.
- Flomenhoft, H. I., 1994, "Brief History of Gust Models for Aircraft Design", *Journal of Aircraft*, Vol. 31, No. 5, pp. 1225-1227.
- Fuller, J. R., 1995, "Evolution of Airplane Gust Loads Design Requirements", *Journal of Aircraft*, Vol. 32, No. 2, pp. 235-246.
- Hernandes, F., e Soviero, P.A.O., 2004, "Modelo Numérico Para Perfis Finos Em escoamento Compressível Não Permanente", *Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences*. Rio de Janeiro, Brazil, 12p.
- Küssner, H. G., 1936, "Zusammenfassender Bericht Under den Instationarem Auftreib von Flugeln", *Luftfahrtforschung*, Vol. 13, No. 20, pp. 410-424.
- Miranda, L. R., Elliot, R. D., Baker, W. M., 1977, "A Generalized Vortex Lattice Method for Subsonic and Supersonic Flow Applications", *NASA Contractor Report 2865*
- Noback, R., 1986, "Comparison of Discrete and Continuous Gust Methods for Airplane Design Loads Determination", *Journal of Aircraft*, Vol. 23, No. 3, pp. 226-231.
- Pratt, K. G., e Walker, W. G., 1954, "A Revised Gust-load Formula and a Re-evaluation of V-G Data Taken on Civil Transport Airplanes From 1933 to 1950", *NACA Technical Report 1206*.
- Soviero, P. A. O., 1993, "Generalized Vortex Lattice Method for Oscillating Thin Airfoil in Subsonic Flow", *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 12, pp. 2380-2382
- Soviero, P. A. O., e Ribeiro, M. V., 1995, "Panel Method Formulation for Oscillating Airfoils in Supersonic Flow", *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, pp. 1659-1666.
- Soviero, P. A. O., e Pinto, F. H. L., 2001, "Panel Method Formulation for Oscillating Airfoils in Sonic Flow", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, Vol. 23, No. 4, pp. 401-409.
- Theodorsen, T., 1935, "General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter", *NACA Technical Report 496*.

- Timman, R., *et al.*, 1951, "Aerodynamic Coefficients on an Oscillating Airfoil in Two-dimensional Subsonic Flow", Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 18, No. 12.
- Wagner, H., 1925, "Über die Entstehung des Dynamischen Auftriebes von Tragflügeln", Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 5, No. 1, pp. 17-35.
- Zaide, A., e Raveh, D., 2005, "Numerical Simulation and Reduced-Order Modeling of Airfoil Gust Response" AIAA 2005-5128, 17th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, 6 a 9 Junho de 2005, Toronto, Canada.

APPLICATION OF THE GENERALIZED VORTEX LATTICE METHOD TO AN AIRFOIL UNDER GUSTS OR HARMONIC MOTION

Fabiano Hernandes
Instituto Tecnológico de Aeronáutica
12228-900 São José dos Campos - SP
f_hernandes@bol.com.br

Paulo Afonso de Oliveira Soviero
Instituto Tecnológico de Aeronáutica
12228-900 São José dos Campos - SP
soviero@ita.br

Abstract

Aerodynamic effects are studied (lift and pressure coefficients), on a thin profile penetrating into a one-minus-cosine gust and sinusoidal gust, and also oscillating airfoil.. Such predictions are mainly relevant in modern aircrafts. Aeroelastic gust-response analysis requires an aerodynamic model of the unsteady forces that develop on the aircraft as it travel through atmospheric gust. Traditionally, two methods are used for the aerodynamic loads: time-domain and frequency-domain. The present work uses a time-domain numerical approach based on vortex singularity. The results now available in literature are based on approximated exponential equations, or computed via Computational Fluid Dynamics (CFD). Thus, the method intends a more accurate computation compared to those of approximated equations, and quite faster than those done via CFD. Results are obtained for subsonic and supersonic compressible flows.

Keywords: one-minus-cosine gust, sinusoidal gust, harmonic motion, vortex singularity, unsteady flow.