



SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE PROBLEMAS DE INTERAÇÃO FLUIDO-ESTRUTURA

Ricardo Lessa Azevedo

Universidade Federal de Pernambuco – Departamento de Engenharia Mecânica

Av. Acadêmico Hélio Ramos, S/N – Recife, PE – 50740-530

azevedo@demec.ufpe.br

***Resumo.** Neste trabalho apresenta-se um modelo numérico para analisar problemas acoplados de interação fluido-estrutura, usando o Método dos Elementos Finitos. Tanto para o fluido como para a estrutura são utilizados elementos hexaédricos trilineares e um esquema de Taylor-Galerkin para a análise numérica. Considera-se um fluido viscoso, incompressível e uma estrutura deformável, composta por um material que satisfaça a lei de Hooke e que pode estar, entretanto, sujeita a deslocamentos e rotações finitas, ou seja a não linearidade geométrica é contemplada na simulação. Em ambos os domínios (fluido e estrutural) utiliza-se um processo de integração numérica reduzida uniforme, a fim de obter um código eficiente e apropriado para sua utilização em computadores com facilidades vetoriais (supercomputadores por exemplo). Apresenta-se um exemplo consistindo na ação do vento sobre uma estruturas membranar flexível para comprovar a eficiência e potencialidade da ferramenta computacional desenvolvida.*

***Palavras-chave:** Dinâmica dos Fluidos Computacional, Métodos Computacionais, Aerodinâmica, escoamento Incompressível, Problemas não-lineares, Interação Fluido-Estrutura.*

1. INTRODUÇÃO

Nas últimas três décadas esforços significativos têm sido desenvolvidos para analisar numericamente problemas de interação fluido-estrutura. O termo "interação fluido-estrutura" refere-se tanto a fluidos contidos em estruturas como o caso de estruturas imersas em fluidos. Como exemplos deste tipo de problema pode-se mencionar: reservatórios excitados por ações sísmicas, respostas de barragens excitadas pela aceleração provocada pelo reservatório contíguo, o fluxo em sistemas de dutos flexíveis, estruturas "off-shore" excitadas pela ação das ondas do mar, estruturas civis excitadas pela ação do vento, etc.

A evolução dos algoritmos numéricos, da arquitetura dos computadores e o desenvolvimento dos códigos ("softwares") de computação gráfica e de pré e pós-processamento tiveram um papel decisivo na elaboração de ferramentas numéricas como instrumentos importantes de auxílio nos projetos de Engenharia, e em particular aqueles que envolvem a interação mútua entre um fluido viscoso e uma estrutura deformável.

Neste trabalho pretende-se formular, elaborar e aplicar um modelo numérico para a análise de problemas de interação fluido-estrutura. O fluido é considerado viscoso e incompressível e o escoamento é transiente e isotérmico. Para analisar o escoamento numericamente utiliza-se o Método dos Elementos Finitos, um esquema de Taylor-Galerkin e um enfoque de pseudo-compressibilidade.

Para a estrutura considera-se um material elástico-linear, porém admitindo a possibilidade de existirem deslocamentos e rotações finitas (ou seja que considera-se linearidade física e não linearidade geométrica). Para efetuar a análise dinâmica utiliza-se o esquema explícito de Taylor-Galerkin e para expressar as equações constitutivas é empregado o tensor de taxas de tensões de Truesdell, sendo que o problema é resolvido utilizando uma descrição Lagrangeana atualizada.

2. FORMULAÇÃO DO MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS PARA A ANÁLISE DO ESCOAMENTO

As equações que governam o escoamento de um fluido levemente compressível, num processo isotérmico e usando uma descrição Lagrangeana-Euleriana, vêm dadas pelas seguintes expressões (Gonzalez, 1995):

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + (v_j - w_j) \cdot \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = f_i \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c^2 \cdot \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2)$$

onde v_i é a componente do vetor velocidade na direção do eixo x_i , p é a pressão, w_i é a componente do vetor velocidade da malha na direção do eixo x_i , ρ é a massa específica do fluido, μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica, λ é o coeficiente de viscosidade volumétrica, τ_{ij} são as componentes das tensões viscosas (fluido newtoniano), c é a velocidade de propagação do som, f_i representa a componente do vetor de forças de volume na direção do eixo x_i , x_i, t são eixos coordenados no espaço e tempo, respectivamente, Ω é o domínio em estudo e δ_{ij} é o delta de Kronecker.

As condições de contorno correspondentes são as seguintes:

$$v_i = \bar{v}_i \quad (i = 1, 2, 3) \text{ em } \Gamma_v \text{ e } (-p\delta_{ij} + \tau_{ij})n_j = \bar{t}_i \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Gamma_t \quad (3)$$

onde \bar{v}_i representa o valor prescrito da componente de velocidade v_i na superfície de contorno Γ_v , \bar{t}_i é a componente da carga de superfície segundo o eixo x_i , atuando na superfície de contorno Γ_t , n_i é o cosseno de direção do ângulo que a normal ao contorno forma com o eixo x_i em cada ponto da superfície de contorno Γ_t, Γ_v representa a parte da superfície de contorno onde as componentes da velocidade são prescritas e Γ_t é a parte da superfície de contorno com cargas de superfície \bar{t}_i .

Finalmente, existem condições iniciais proporcionadas às componentes de velocidade e à pressão. Expandindo as Eqs. (1) e (2) em séries de Taylor, até os termos de segunda ordem, aplicando o método clássico de Galerkin e a técnica dos elementos finitos, obtém-se as seguintes expressões matriciais a nível de elemento, conforme descrito no trabalho de Azevedo (1999):

$$M_{\sim v_L} \cdot \Delta \left(\bar{\rho v} \right)_{k+1}^{n+1} = -\Delta t \left\{ \left[A_{\sim j} \left(\bar{\rho v} \right) + D_{\sim ij} \left(\bar{\rho v} \right) - G_{\sim i} \cdot \bar{p} \right]^n - \frac{1}{2} \cdot \left(P^n + P^{n+1} \right) - \frac{1}{2} \left[A_{\sim j} \left(\Delta \bar{\rho v} \right) + D_{\sim ij} \left(\Delta \bar{\rho v} \right) - G_{\sim i} \cdot \Delta \bar{p} \right]^{n+1} + \frac{1}{\Delta t} \cdot \left(M_{\sim v} - M_{\sim v_L} \right) \cdot \left(\Delta \bar{\rho v} \right)_k^{n+1} \right\} \quad (i, j=1,2,3) \text{ em } \Omega_e \quad (4)$$

$$M_{\sim p_L} \cdot \left(\Delta \bar{p} \right)_{k+1}^{n+1} = -\Delta t \cdot c^2 \cdot \left[G_{\sim i}^T \cdot \left(\bar{\rho v} \right)_k^n + \frac{1}{2} \cdot \left(\Delta \bar{\rho v} \right)_k^{n+1} \right] + \left(M_{\sim p_L} - M_{\sim p} \right) \cdot \left(\Delta \bar{p} \right)_k^{n+1} \quad (i, j=1,2,3) \text{ em } \Omega_e \quad (5)$$

onde o índice "n" indica o nível de tempo, o índice "T" indica transposição e "k" é um contador de iterações e também: $M_{\sim v_L}, M_{\sim p_L}$ são matrizes de massa discreta para componentes da velocidade e pressão, respectivamente, $G_{\sim i}$ é o vetor com integral do produto de derivadas das funções de forma para velocidade e pressão, Ω_e e Γ_e representam volume e superfície de contorno (onde a pressão e/ou as componentes de velocidade não são prescritas) do elemento finito genérico "e", $\mu_{ij} = \mu + \frac{\Delta t}{2} \cdot v_i \cdot v_j = \mu + \mu_{ij}^{adic.}$, ϕ_{\sim} é o vetor que contém as funções de interpolação para as componentes da velocidade, ψ_{\sim} é o vetor que contém as funções de interpolação para a pressão, $A_{\sim ij}$ representa a matriz de termos convectivos, $D_{\sim ij}$ é a matriz de termos difusivos, $P_{\sim i}$ é o vetor de cargas e Δt é o intervalo de tempo.

Para integrar no tempo as Eqs. (4) e (5), deve ser satisfeita a condição de Courant-Friedrichs-Levy (uma vez que o esquema utilizado é explícito) que vem dada por:

$$\Delta t \leq \alpha \cdot \frac{\Delta x_{\min}}{c + |v|} \quad (0 \leq \alpha \leq 1) \quad (6)$$

sendo Δx_{\min} o mínimo tamanho característico de um elemento, considerando toda a malha, e α um coeficiente de segurança (normalmente $\alpha=0.2$).

Neste trabalho adotou-se um elemento isoparamétrico trilinear de 8 nós, de forma que as funções de interpolação para velocidades e pressão vêm dadas, respectivamente, por:

$$\phi_i(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{8} \cdot (1 + \xi_i \xi) \cdot (1 + \eta_i \eta) \cdot (1 + \zeta_i \zeta) \text{ e } \psi_i(\xi, \eta, \zeta) = \text{cte}=1 \quad (i=1, \dots, 8) \quad (7)$$

onde os ξ_i, η_i e ζ_i são os valores das coordenadas naturais nos nós do elemento.

Todas as matrizes a nível de elemento que figuram nas Eqs. (4) e (5) foram obtidas em forma analítica considerando um elemento não distorcido e avaliando o determinante e a inversa da matriz Jacobiana no centro do elemento (ou seja para $\xi = \eta = \zeta = 0.0$). As expressões completas para estas matrizes encontram-se no trabalho de Burbridge (1999).

Este procedimento resulta no aparecimento de modos espúrios ("hourglass modes", na literatura em inglês), que devem ser controlados, já que, quando excitados na solução numérica, podem desestabilizar a solução. A correção deste problema se dá através da utilização de um termo de estabilização, que resulta numa difusividade adicional e que controla esses modos espúrios. Neste trabalho segue-se o esquema adotado por Christon (1997), que introduz uma matriz de estabilização que deve ser somada às matrizes D_{ii} (i=1,2,3) da Eq. (4).

3. FORMULAÇÃO DO MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS PARA A ANÁLISE DINÂMICA COM NÃO LINEARIDADE GEOMÉTRICA DA ESTRUTURA

A equação de equilíbrio dinâmico vem dada pela seguinte expressão:

$$\frac{\partial(\rho_E v_i)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} + \left[\frac{\chi}{\rho} \cdot (\rho_E v_i) - f_i \right] = 0 \quad (i, j=1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (8)$$

onde v_i é a componente do vetor velocidade na direção do eixo x_i , σ_{ij} são as componentes do tensor de tensões, ρ_E é a massa específica do material da estrutura, f_i é a componente do vetor de forças de volume na direção do eixo x_i , χ é o coeficiente de amortecimento, x_i, t representam as coordenadas espaciais e temporal, respectivamente e Ω é o domínio em estudo

As condições de contorno vêm dadas por:

$$v_i = \bar{v}_i \quad (i=1,2,3) \text{ em } \Gamma_v \quad \text{e} \quad \tau_{ij} n_j = \bar{t}_i \quad (i, j=1,2,3) \text{ em } \Gamma_t \quad (9)$$

onde: \bar{v}_i é o valor prescrito da componente de velocidade na direção do eixo x_i nos pontos de superfície de contorno Γ_v , \bar{t}_i representa o valor da componente da carga de superfície na direção do eixo x_i nos pontos de superfície de contorno Γ_t , n_i é o cosseno de direção do ângulo que a normal ao contorno forma com o eixo x_i em cada ponto da superfície de contorno Γ_t , Γ_v representa a parte da superfície de contorno onde as componentes da velocidade são prescritas e Γ_t é a parte da superfície de contorno onde atuam cargas de superfície.

Finalmente existem condições iniciais proporcionadas às componentes de deslocamento e velocidade.

Expandindo em séries de Taylor a Eq. (8) e aplicando o método de Galerkin e a técnica dos elementos finitos, obtém-se, a nível de elemento, a seguinte expressão matricial:

$$M_{v_i} \cdot \Delta \left(\overline{\rho_E v_i} \right)^{n+1} = \frac{\Delta t}{\beta} \cdot \left[F_{i}^{\text{int}} \left(\overline{u} \right)^{n+1/2} - \frac{\chi}{\rho_E} \cdot M_{v_i} \cdot \left(\overline{\rho_E v_i} \right)^n + P_{i}^{n+1/2} \right] \quad (i=1,2,3) \text{ em } \Omega_e \quad (10)$$

onde o índice "n" indica o nível de tempo, e sendo:

$$\Delta \left(\overline{\rho_E v_i} \right) = \left(\overline{\rho_E v_i} \right)^{n+1} - \left(\overline{\rho_E v_i} \right)^n, \quad \beta = 1 + \frac{\chi}{\rho_E} \cdot \frac{\Delta t}{2} \quad ; \quad M_{v_i} = \int_{\Omega_e} \phi \cdot \phi \cdot d\Omega$$

$$\tilde{F}^{\text{int}} = \int_{\tilde{\Omega}_e} \tilde{B}^T \cdot \tilde{\sigma}^{n+1/2} \cdot d\tilde{\Omega} \quad ; \quad \tilde{P}_i^{n+1/2} = \int_{\tilde{\Omega}_e} \tilde{\phi}^T \cdot \tilde{f}_i^{n+1/2} \cdot d\tilde{\Omega} + \int_{\tilde{\Gamma}_e} \tilde{\phi}^T \cdot \tilde{t}_i^{n+1/2} \cdot d\tilde{\Gamma} \quad (11)$$

com M representando a matriz de massa discreta, B sendo a matriz que relaciona componentes da deformação específica com componentes de deslocamento, σ o vetor contendo as componentes do tensor de tensões, F_i^{int} o vetor das forças internas correspondentes à componente v_i da velocidade, ϕ representando o vetor que contém as funções de interpolação das componentes do deslocamento, $P_i^{n+1/2}$ o vetor de cargas nodais equivalentes, e Δt sendo o intervalo de tempo.

Para integrar no tempo a Eq. (10) é necessário satisfazer a condição de Courant-Friedrichs-Levy dada pela Eq. (6), sendo que neste caso $c \equiv \sqrt{E/\rho_E}$, onde E é o módulo de Young do material.

Montando a Eq. (10) e aplicando as condições de contorno correspondentes pode-se calcular $\Delta(\rho_E v_i)$ em cada nó e a partir deste valor pode-se obter o valor nodal de v_i e da componente do deslocamento u_i em $t = (n+1) \cdot \Delta t$.

A equação constitutiva utilizada para calcular a força interna é obtida usando o tensor de taxa de tensões de Truesdell, considerando um material elástico que satisfaz a lei de Hooke generalizada e utilizando elementos hexaédricos isoparamétricos de 8 nós, com integração reduzida, à semelhança do que foi feito para o domínio fluido. Maiores detalhes sobre este procedimento incremental podem ser encontrados em Azevedo et al (1999).

A matriz B utilizada para o cálculo do vetor das forças internas F^{int} poderia também ser avaliada num só ponto de integração, entretanto isto provocaria o aparecimento de modos espúrios ("hourglass modes"). Para evitar este inconveniente utiliza-se para a montagem da matriz B o procedimento com a utilização de 4 pontos de integração, indicado no trabalho de Azevedo (1999), onde também se descreve o emprego de um sistema co-rotacional de coordenadas vinculado (e solidário) a cada elemento para eliminação do bloqueio ("locking") por corte.

4. ACOPLAMENTO DO FLUIDO E A ESTRUTURA

Existem basicamente dois tipos de acoplamento entre o fluido e a estrutura: o acoplamento forte e o acoplamento fraco. A grande vantagem que tem um esquema com acoplamento fraco é o de poder usar os mais eficientes programas para fazer a análise do escoamento e da estrutura sem fazer grandes modificações nos mesmos e em forma independente, como subrotinas. Entretanto, um dos problemas que este tipo de enfoque apresenta é como implementar a transferência de informação entre os códigos que resulta da possibilidade da existência de diferentes discretizações nos dois domínios e, conseqüentemente, na superfície de interface.

Por outro lado, a grande vantagem de um esquema de acoplamento forte é que o fluido e a estrutura são tratados como um único sistema, de forma que as equações resultantes são resolvidas simultaneamente, para o mesmo instante de tempo, sem necessidade de implementar um algoritmo especial de acoplamento. Em outras palavras, um único operador contém a integração das equações que governam o fluido, a estrutura, o movimento da malha e a interação.

Neste trabalho o acoplamento forte foi adotado, levando em conta que tanto o fluido quanto a estrutura foram discretizados com elementos hexaédricos de oito nós, com as mesmas incógnitas em cada nó e usando o mesmo esquema de integração no tempo, como foi visto nos parágrafos anteriores. As Eqs. (4), (5) e (10) são resolvidas simultaneamente, sendo que nos nós da interface são adicionados os efeitos do fluido e da estrutura no processo de montagem para construir os vetores globais a partir dos vetores a nível de elemento.

5. O MOVIMENTO DA MALHA NUMA DESCRIÇÃO ARBITRÁRIA

Numa descrição Arbitrária Lagrangeana-Euleriana num domínio que considera corpos ou superfícies em movimento de um com respeito a outro, uma questão essencial é como especificar a velocidade dos nós da malha de forma que a distorção da malha seja minimizada. Se a distribuição espacial do campo de velocidade da malha não é suave, aparecerão rapidamente elementos distorcidos forçando a realização de remalhamentos globais ou locais, com a correspondente perda de precisão e tempo de processamento.

Embora existam várias alternativas para especificar a distribuição de velocidade da malha, neste trabalho adotou-se aquela que é considerada a mais fácil de implementar e que tem pouco requerimento de CPU. O primeiro passo consiste em determinar a distância δ de um ponto do campo ao ponto mais próximo da superfície móvel; determinada essa distância δ , a velocidade da malha vem dada por:

$$\underline{\tilde{w}} = \underline{w}(x|_{\Gamma_0}).f(\delta) \quad (12)$$

onde \underline{w} é o vetor que contém as componentes da velocidade da malha num ponto, $x|_{\Gamma_0}$ é o ponto da superfície móvel mais próximo ao ponto em consideração e $f(\delta)$ é uma função que toma um valor unitário para $\delta = 0$ e tende a zero à medida que o ponto em consideração se aproxima do contorno fixo do domínio em estudo. Embora este processo seja muito rápido, especialmente quando o mesmo δ possa ser tomado em todos os intervalos de tempo, tem restrições para seu uso geral, em particular quando existem vários corpos em movimento.

6. EXEMPLO DE APLICAÇÃO : ESCOAMENTO DE AR INTERAGINDO COM UMA MEMBRANA INFLADA

Considera-se o caso de um escoamento de ar em torno de uma membrana flexível de formato semicilíndrico de 10 m de raio. As propriedades físicas do ar e da membrana, assim como a descrição do problema estão dadas na Fig. (1). A malha de elementos finitos é apresentada na Fig. (2), sendo composta de 3430 nós e 1632 elementos, dos quais 96 correspondem à membrana; adotou-se uma profundidade de 1 m discretizada com um elemento apenas e foram empregados dois elementos para discretizar a espessura da membrana. Um exemplo similar, usando elementos quadriláteros bilineares com uma formulação de penalidade para o fluido e elementos de viga para a estrutura, é apresentado no trabalho de Argyris et al (1985).

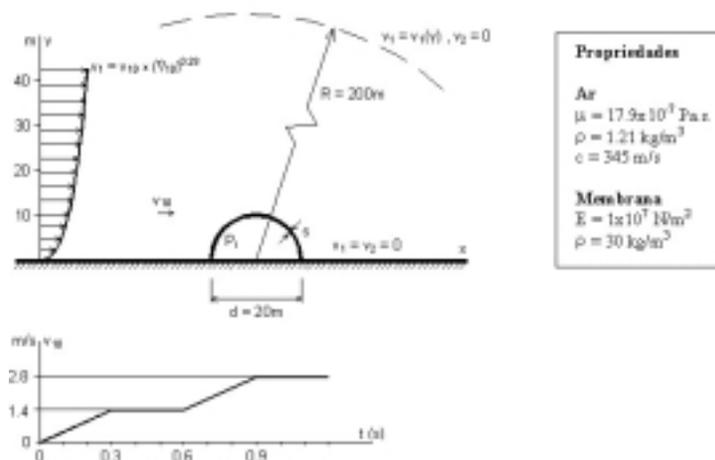


Figura 1. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: geometria, condições de contorno, propriedades e variação temporal da velocidade de entrada

Em função dos dados do módulo de elasticidade e da massa específica do nylon, e dos dados da citada referência para $E_{R.s_R}$ e $\rho_{R.s_R}$, onde E_R e ρ_R são o módulo de elasticidade e a massa específica, conclui-se que a espessura da membrana, s_R , na citada referência deveria ser 3×10^{-3} m. Neste trabalho adotou-se $s_T = 0,10$ m, ou seja $s_T/s_R = 100/3$, tratando de evitar um Δt muito pequeno para a estrutura. Foi preservada a rigidez membranal da referência, ou seja $E_T = 1 \times 10^7$ N/m² e também foi mantida a relação entre o módulo de elasticidade e a massa específica da citada referência, ou seja adotou-se $\rho_T = 30$ kg/m³ (o subscrito R refere-se aos valores do trabalho de Argyris et al (1985), enquanto que o subscrito T refere-se aqueles relativos ao presente trabalho).

A velocidade final do escoamento de ar a 10 m de altura foi adotada como sendo de 2.8 m/s, ou seja 10 vezes menor que a da referência, em função da flexibilidade da estrutura que foi adotada no presente trabalho. Entretanto, para preservar o número de Reynolds, foi dividida por 10 a viscosidade da referência. Para manter a mesma aceleração da referência nos intervalos de tempo onde a velocidade varia em forma linear, diminuiu-se o período em 10 vezes. Deve-se lembrar que aqui as frequências naturais da estrutura são maiores que as da referência e, portanto, o período é menor. O intervalo de tempo Δt adotado foi de 10 μ seg e a pressão de inflação na membrana foi tomada como sendo $p_i = 2.85$ Pa, ou seja sessenta por cento da pressão de estagnação do ar à velocidade de 2.8 m/s.

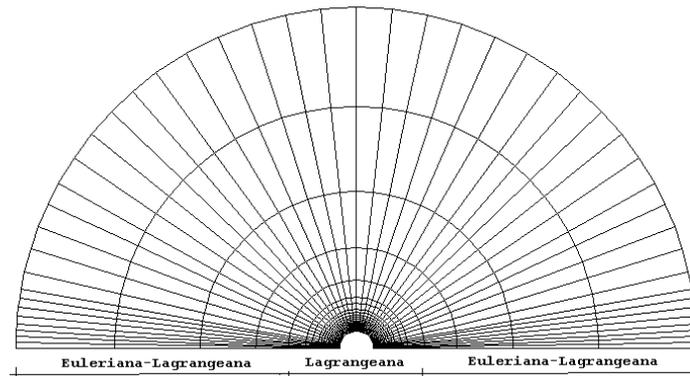


Figura 2. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: vista frontal da malha da hexaedros e regiões com descrições distintas de movimento

As Figuras (3), (4) e (5) apresentam, respectivamente, um detalhe da malha, as linhas de corrente e as isolinhas de pressão em $t = 1.15$ seg.

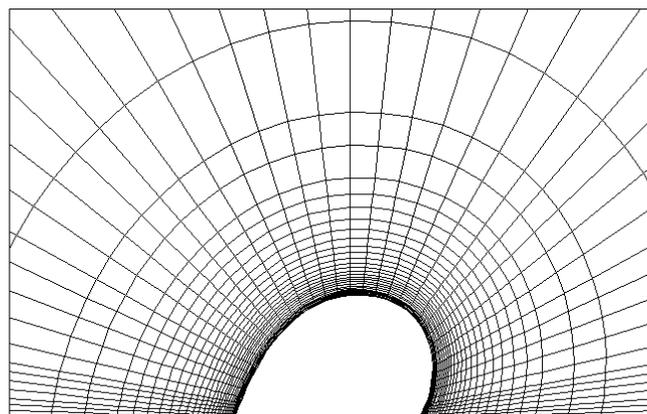


Figura 3. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: detalhe da malha em $t = 1.15$ seg.

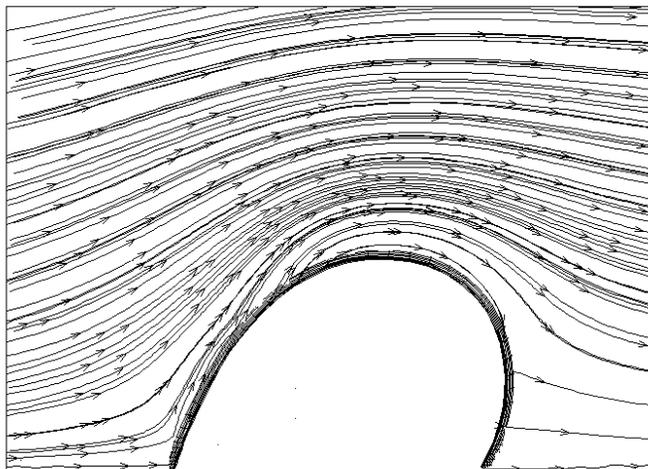


Figura 4. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: linhas de corrente em $t= 1.15$ seg.

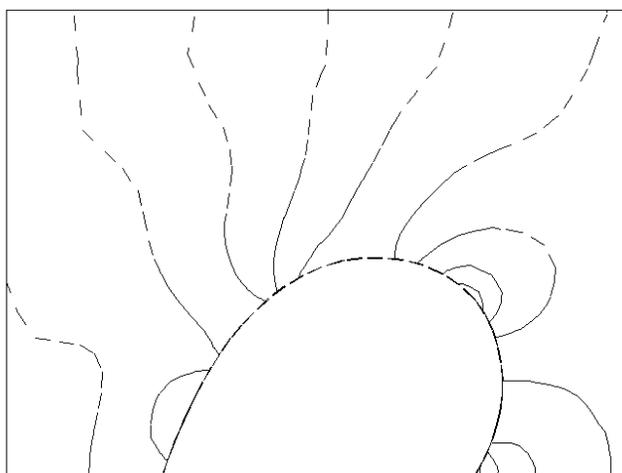


Figura 5. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: isolinhas de pressão em $t= 1.15$ seg.

A Figura (6) apresenta um detalhe da malha em $t= 2.35$ seg., quando a membrana inclina-se para o lado oposto ao sentido de incidência do vento.

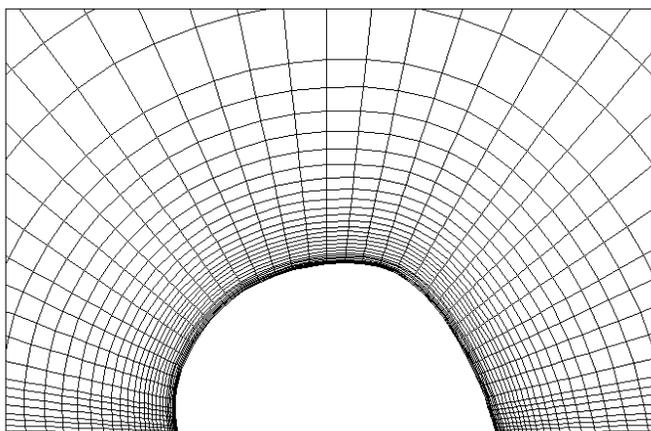


Figura 6. Escoamento de ar interagindo com uma membrana: detalhe da malha em $t= 2.35$ seg.

Resulta um tanto difícil reproduzir o exemplo de Argyris et al (1985) e comparar seus resultados com os apresentados neste trabalho, devido a diversas causas, entre as quais pode-se mencionar as seguintes: a membrana é tratada na citada referência através de um elemento de viga, porém não é dada nenhuma informação a respeito de sua formulação, nem da seção transversal da mesma; embora seja dado o valor do produto do módulo de Young e da espessura da membrana, valor que foi preservado neste trabalho, não existe informação suficiente que permita, ao mesmo tempo, preservar a rigidez à flexão.

Apesar do número de Reynolds da referência ter sido mantido, considerando o escoamento em torno de um corpo rígido, a natureza altamente não linear da interação do fluido com uma estrutura muito flexível deixa dúvidas com respeito a se as características do problema foram preservadas reduzindo a velocidade do vento e a viscosidade do fluido e mantendo a relação entre a pressão de inflação e a velocidade do vento a 10 m de altura.

Considera-se assim que a melhor forma de validar um problema deste tipo seria comparando os resultados numéricos obtidos com os que resultam de um modelo experimental, embora o exemplo apresentado tenha-se mostrado importante para a etapa de depuração do código desenvolvido.

Quanto à performance vetorial do programa desenvolvido, obteve-se através da ferramenta de análise de performance hpm (CF77 Optimization Guide, 1993), disponível no supercomputador CRAY-T94, os seguintes dados: número de operações de ponto flutuante por segundo em torno de 800 Mflops e o comprimento médio dos vetores para todas as operações (em torno de 126) que estão bastante próximos dos valores considerados ótimos para aquele computador, indicando o bom nível de vetorização do código.

7. CONCLUSÕES

Foi desenvolvido e aplicado um modelo numérico para analisar problemas de interação fluido-estrutura, de forma que o acoplamento entre ambos fosse do tipo forte ou monolítico. Isto permitiu que tanto o fluido como a estrutura fossem tratados em forma simultânea, como se estivesse se tratando de um domínio único, e não de maneira sequencial (como é o caso da maioria dos esquemas para resolver problemas acoplados). O exemplo apresentado, embora bidimensional, foi analisado com um código com capacidade para resolver problemas tridimensionais e mostra a potencialidade do mesmo para abordar problemas mais complexos de interação fluido-estrutura. O desempenho em relação à vetorização foi excelente, chegando aos 800 Mflops no CRAY-T94 do CESUP/UFRGS. Trabalhos futuros de continuação do desenvolvimento deste tema deverão incluir estudos sobre novas estratégias de movimentação de malha.

AGRADECIMENTOS

O autor gostaria de agradecer ao CNPq pelo suporte financeiro fornecido através de bolsa de pesquisa de Desenvolvimento Científico Regional. Esta pesquisa foi desenvolvida junto ao Centro Nacional de Supercomputação da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

REFERÊNCIAS

- Argyris, J.H. ; Doltsinis, J.S.; Fischer, H., Wüstemberg, H., 1985, “Τα πάντα ρει”, Comp. Meth. Appl. Mech. Engng., V. 51, pp. 289-362.
- Azevedo, R.L., Awruch, A.M., 1999, “Geometric Nonlinear Dynamic Analysis of Plates and Shells Using Eight-Node Hexahedral Finite Elements with Reduced Integration”, J. Braz. Soc. of Mech. Sci., V. XXI, Nº 3, pp. 446-462.

- Azevedo, R. L., 1999, “Análise de Problemas de Interação Fluido-Estrutura Usando o Método dos Elementos Finitos com um Acoplamento Monolítico”, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil (PPGEC/UFRGS), UFRGS, Porto Alegre (RS), Brasil.
- Burbridge, H.P., 1999, “O Esquema Explícito de Taylor-Galerkin na Simulação Numérica de Escoamentos Compressíveis Tridimensionais Utilizando Elementos Finitos Hexaédricos de Oito Nós”, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil (PPGEC/UFRGS), UFRGS, Porto Alegre (RS), Brasil.
- Christon, M.A., 1997, “A Domain-Decomposition Message-Passing Approach to Transient Viscous Incompressible Flow Using Explicit Time Integration”, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engng.*, V. 148, pp. 329-352.
- Cray Research, Inc., 1993, “CF77 Optimization Guide”, SG-3773 6.0.
- Gonzalez, L.A.S., Awruch, A.M., 1995, “Numerical Simulation of Vortex Induced Vibrations of a Pair of Cylinders”, XVI Congresso Ibero-Latinoamericano sobre Métodos Computacionais em Engenharia (XVI CILAMCE), Anais, V. 1, pp. 547-556, Curitiba (PR), Brasil.

TITLE: NUMERICAL SIMULATION OF FLUID-STRUCTURE INTERACTION PROBLEMS

Ricardo Lessa Azevedo

Department of Mechanical Engineering
Federal University of Pernambuco
Recife/PE – Brazil
azevedo@demec.ufpe.br

***Abstract.** This work presents a numerical model to analyze fluid-structure interaction problems using the Finite Element Method. Trilinear hexahedric elements are used for both fluid and structure. A Taylor-Galerkin scheme is adopted to carry out the numerical analysis. A viscous and incompressible fluid flow is considered, as well as a geometrically non-linear structure of an elastic material. A reduced integration approach is employed in order to improve the computational efficiency. A numerical example consisting of the wind action over a flexible inflated membrane is shown to verify the efficiency and capacity of the developed computational code.*

***Keywords:** Computational Fluid Dynamics, Computational Methods, Aerodynamics, Incompressible Flow, Non-linear problems, Fluid-Structure Interaction.*