

SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS SOBRE CILINDROS QUADRADOS UTILIZANDO OS MÉTODOS PSEUDO-ESPECTRAL DE FOURIER E DA FRONTEIRA IMERSA ACOPLADOS

Felipe Pamplona Mariano

Universidade Federal de Uberlândia

Av. João Naves de Ávila, 2160 - Campus Santa Mônica - Bloco 1M - Uberlândia/MG

CEP: 38400-902

fpmariano@mecanica.ufu.br

Leonardo de Queiroz Moreira

lqmoreira@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo: *Métodos pseudo-espectrais proporcionam uma excelente precisão numérica aliada com um baixo custo computacional, porém é limitado a problemas com condições de contorno periódicas. Visando resolver esta restrição acoplou-se a ele a metodologia da Fronteira Imersa. Neste trabalho é abordado o problema de escoamentos sobre cilindros quadrados o que permitiu a validação do código pseudo-espectral acoplado com a metodologia da fronteira imersa, demonstrando a possibilidade de resolver escoamentos não-periódicos com o método pseudo-espectral de Fourier.*

Palavras-chave: *método pseudo-espectral de Fourier, método da fronteira imersa, escoamento sobre cilindro quadrado.*

1. INTRODUÇÃO

A dinâmica de fluidos computacional (DFC) visa simular escoamentos através de metodologias numéricas de tal forma que represente o mais precisamente possível um fenômeno físico. Porém para conseguir uma boa precisão no cálculo de um escoamento normalmente existe um custo computacional elevado.

Uma das metodologias que apresentam uma excelente precisão numérica é a espectral e/ou pseudo-espectral de Fourier, que tem como grande vantagem a utilização da Transformada Rápida de Fourier (FFT), algoritmo que calcula as transformadas de Fourier de forma muito eficiente. Porém para utilizar esse algoritmo é necessário que as condições de contorno do escoamento sejam periódicas. Visando resolver esta restrição foi desenvolvido neste trabalho um procedimento numérico que impondo as condições de contorno através da metodologia da fronteira imersa, escoamentos não-periódicos possam ser resolvidos através método pseudo-espectral de Fourier.

Neste trabalho será apresentado o problema de escoamentos sobre cilindros quadrados caso teste utilizado para a validação do código computacional desenvolvido, bem como da metodologia proposta. Com este problema visa-se também preparar o código para a resolução de escoamentos sobre geometrias complexas.

2. MODELAGEM MATEMÁTICA

Nesta sessão será apresentado o modelo matemático clássico da fronteira imersa proposto por

Lima e Silva (2003), o qual calcula o termo fonte através do modelo físico virtual. Depois as equações que regem o problema serão transformadas para o espaço espectral de Fourier utilizando as propriedades da transformada discreta de Fourier e, finalmente, será apresentada a metodologia proposta no presente trabalho, a qual acopla as duas metodologias.

2.1 Modelo Matemático para o Fluido

A metodologia da Fronteira Imersa (Peskin, 1972) consiste em trabalhar com duas malhas independentes: a malha euleriana, onde as equações para o fluido são resolvidas e a malha lagrangiana, a qual representa a interface sólida imersa no fluido. A malha euleriana é cartesiana e fixa sendo que a modelagem do domínio euleriano é feita como se ele fosse ocupado inteiramente por fluido, onde as equações que regem o escoamento são a equação do balanço da quantidade de movimento e a equação da conservação da massa. As informações sobre a interface fluido/sólido são passadas à malha euleriana pela adição de um termo fonte às equações de Navier-Stokes. Este termo faz o papel de uma força de corpo que representa as condições de contorno da geometria imersa (Goldstein et al., 1993). As equações que regem o problema estão aqui apresentadas na sua forma tensorial:

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} + \frac{\partial(u_l u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_j} + f_l \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

onde $\frac{\partial p}{\partial x_l} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_l}$; p^* é a pressão estática em $[N/m^2]$; u_l é a velocidade na direção l em $[m/s]$; $f_l = \frac{f_l^*}{\rho}$; f_l^* é o termo fonte de força em $[N/m^3]$; ρ é a massa específica; ν é a viscosidade cinemática em $[m^2/s]$; x_l é a componente espacial (x, y) em $[m]$ e t é o tempo em $[s]$. As condições de contorno são imposta de forma clássica e a condição inicial é um campo de velocidade que satisfaz a equação da continuidade.

O termo fonte é definido em todo domínio de cálculo, mas apresenta valores diferentes de zero somente nos pontos eulerianos que coincidem com a geometria imersa, tal que o campo euleriano perceba a presença da interface sólida (Enriquez-Remigio, 2001).

$$f_l(\vec{x}, t) = \begin{cases} F_l(\vec{x}_k, t) & \text{se } \vec{x} = \vec{x}_k \\ 0 & \text{se } \vec{x} \neq \vec{x}_k \end{cases} \quad (3)$$

onde $\vec{x}$ é a posição de uma partícula no fluido e $\vec{x}_k$ a posição de um ponto sobre a interface sólida (Figura 1).

Esta definição leva a um campo $f_l(\vec{x}, t)$ descontínuo, o qual pode ser resolvido numericamente apenas quando houver coincidência dos pontos que compõem a interface com os pontos que compõem o domínio fluido. Caso não haja coincidência, o que, para geometrias complexas é muito freqüente, deve-se distribuir a função $f_l(\vec{x}, t)$ sobre a sua vizinhança (Unverdi e Tryggvason, 1992). Uma vez calculado o campo de força lagrangiano $F_l(\vec{x}_k, t)$, este pode ser distribuído e, assim, transmitir a informação da presença da geometria para a malha euleriana.

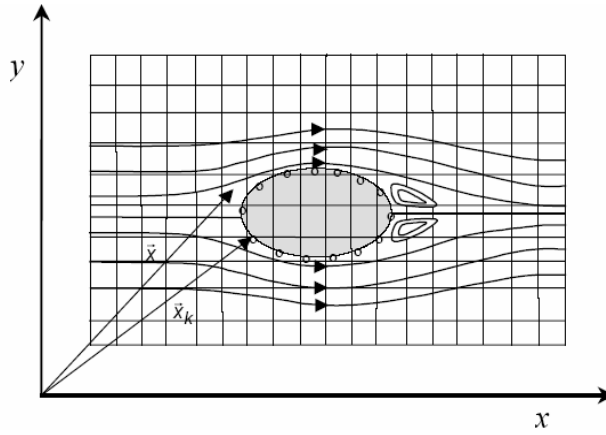


Figura 1: Representação esquemática dos domínios euleriano e lagrangiano.

2.2. Modelo Matemático para a Interface Imersa

No presente trabalho o campo de força lagrangiano é calculado através do Modelo Físico Virtual (Virtual Physical Model), o qual foi proposto por (Lima e Silva et al., 2003), para o qual não é necessário o uso de constantes ad-hoc. Ele é baseado na segunda lei de Newton e permite a modelagem da condição de não deslizamento sobre a interface imersa. A força lagrangiana $F_l(\vec{x}_k, t)$ é avaliada através de um balanço de quantidade de movimento sobre uma partícula de fluido que se encontra junto à interface sólido-fluido, Equação (4):

$$F_l(\vec{x}_k, t) = \frac{\partial u_l}{\partial t}(\vec{x}_k, t) + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_l u_j)(\vec{x}_k, t) + \frac{\partial p}{\partial x_l}(\vec{x}_k, t) - \nu \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_j}(\vec{x}_k, t) \quad (4)$$

Os valores de $u_l(\vec{x}_k, t)$ e $p(\vec{x}_k, t)$ são dados pela interpolação das velocidades e pressão, respectivamente, dos pontos eulerianos próximos a interface imersa.

2.3. Transformadas de Fourier

Definidas as equações que modelam o escoamento através da metodologia da fronteira imersa, o próximo passo é transformá-las para o espaço espectral de Fourier, primeiramente aplica-se a transformada de Fourier na equação da continuidade (2):

$$ik_j \hat{u}_j = 0 \quad (5)$$

Da geometria analítica sabe-se que se o produto escalar entre dois vetores é nulo, então ambos devem ser ortogonais entre si. Portanto, da equação (5), tem-se que o vetor número de onda k_j é ortogonal à velocidade transformada $\hat{u}_j$. Define-se, então, um plano π (Silveira Neto, 2002) perpendicular ao vetor número de onda $\vec{k}$ e, portanto, o vetor velocidade transformado, $\hat{\vec{u}}(\vec{k}, t)$, pertence ao plano π .

Aplica-se agora a transformada de Fourier na equação do balanço da quantidade de movimento (2):

$$\frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + ik_j \hat{u}_l \hat{u}_j = -ik_l \hat{p} - \nu k^2 \hat{u}_l + \hat{f}_l \quad (6)$$

onde k^2 é a norma ao quadrado do vetor número de onda, ou seja, $k^2 = k_j k_j$.

De acordo com a definição do plano π , dada pela transformada da equação da continuidade, cada um dos termos da equação (6) assumem uma posição em relação ao plano π : o termo transiente $\frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t}$ e o termo de dissipação viscosa $\nu k^2 \hat{u}_l$ pertencem ao plano π . O termo do gradiente de pressão é perpendicular ao plano π e os termos não-linear, $ik_j \hat{u}_l \hat{u}_j$, e de campo de força, $\hat{f}_l$, a priori, não se sabe em que posição eles se encontram em relação ao plano π . Agrupando-se os termos da equação (6) e observando-se a definição do plano π tem-se que:

$$\underbrace{\left[\frac{\partial \hat{u}_l}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_l \right]}_{\in \pi} + \underbrace{\left[ik_j \hat{u}_l \hat{u}_j - \hat{f}_l + ik_l \hat{p} \right]}_{\in \pi} = 0 \quad (7)$$

ou seja, para que a equação (7) seja satisfeita, é preciso que os termos não-linear e de fonte de força estejam sobre o plano π , para que isso seja feito, utiliza-se a definição do tensor projeção [13], o qual projeta qualquer vetor sobre o plano π , portanto aplica-o no lado direito da soma dada na equação (7):

$$\left[ik_j \hat{u}_l \hat{u}_j + ik_l \hat{p} - \hat{f}_l \right] = \wp_{lm} \left[ik_j \hat{u}_m \hat{u}_j - \hat{f}_m \right] \quad (8)$$

Deve-se notar que a parcela do campo de pressão é ortogonal ao plano π , portanto ela é nula ao ser projetada, desvinculando-a dos cálculos na resolução das equações de Navier-Stokes no espaço espectral (Figura 2). O campo de pressão pode ser recuperado para o pós-processamento manipulando-se a equação (7).

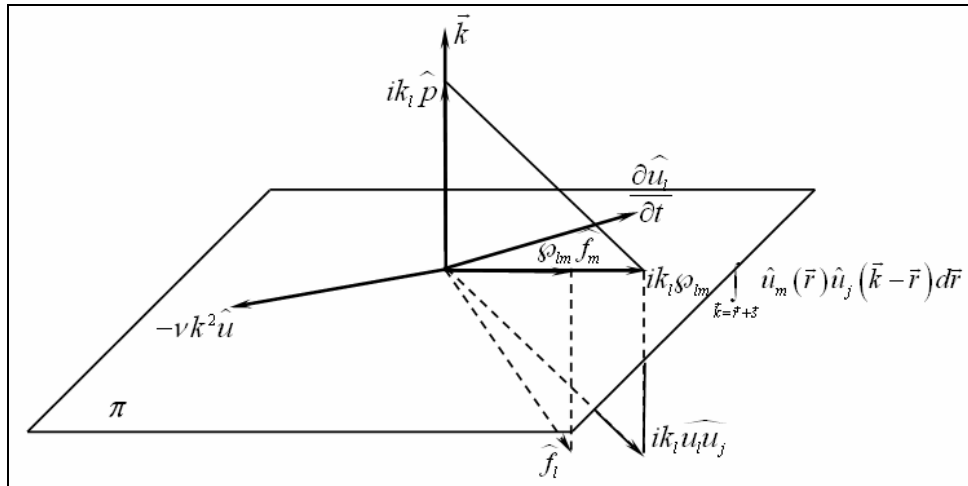


Figura 2: Projeção dos termos não-linear e fonte de força sobre o plano π .

Outro ponto importante que deve ser ressaltado é com relação o termo não-linear, neste termo aparece um produto de funções transformado, que, de acordo com as propriedades da transformada de Fourier, esta operação recai em um produto de convolução e é resolvido através de uma integral de convolução (Canuto et al., 1988). Portanto a equação do balanço da quantidade de movimento ao ser transformada para o espaço de Fourier utilizando o método da projeção assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \widehat{u}_l(\vec{k})}{\partial t} + \nu k^2 \widehat{u}_l(\vec{k}) = \wp_{lm} \widehat{f}_m - ik_j \wp_{lm} \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \widehat{u}_m(\vec{r}) \widehat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} \quad (9)$$

2.4. Acoplamento entre as metodologias no espaço espectral de Fourier

As derivadas necessárias para o cálculo da força lagrangiana, equação (4), é feito gerando um novo campo de velocidade:

$$u_l^F = \begin{cases} u_l & \text{se } \vec{x} \neq \vec{x}_k, \\ u_k & \text{se } \vec{x} = \vec{x}_k, \end{cases} \quad (10)$$

onde u_k é a velocidade do fluido nos pontos da fronteira imersa e, portanto, u_l^F é o campo de velocidade euleriano alterado pelas condições de contorno impostas. Esse campo é então transformado para o espaço de Fourier e calcula-se as derivadas do campo de força lagrangiano utilizando as propriedades da transformada de Fourier:

$$\widehat{F}_l(\vec{k}, t) = \frac{\partial \widehat{u}_l^F}{\partial t} + \frac{\partial(\widehat{u}_l^F \widehat{u}_j^F)}{\partial x_j} + ik_l \widehat{p}^F - \nu k^2 \widehat{u}_l^F \quad (11)$$

Após calculado $\widehat{F}_l(\vec{k}, t)$ leva-se esse campo para o espaço físico e utilizando a definição dada em (3) obtêm-se o campo de força euleriano $f_l(\vec{x}, t)$. Por último, leva-o para o espaço espectral, $\widehat{f}_l(\vec{k}, t)$ e o soma na equação (9).

3. MÉTODO NUMÉRICO

Quando se resolve numericamente as equações de Navier-Stokes através do método espectral de Fourier utiliza-se a transformada discreta de Fourier (DFT), a qual é definida por Briggs e Henson, (1995) como:

$$\widehat{f}_k = \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} f_n e^{\frac{-i2\pi kn}{N}} \quad (12)$$

onde k é o número de onda, N é o número de pontos da malha, n fornece a posição x_n dos nós de colocação ($x_n = n\Delta x$) e $i = \sqrt{-1}$. Da mesma forma que a transformada de Fourier, também existe a transformada inversa discreta de Fourier:

$$f_n = \frac{1}{N} \sum_{k=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} \widehat{f}_k e^{\frac{i2\pi kn}{N}} \quad (13)$$

A transformada discreta de Fourier pressupõe que a função a ser transformada é periódica restringindo a utilização do método espectral de Fourier a problemas com condições de contorno que satisfaçam a condição de periodicidade. O método espectral de Fourier, mesmo com a restrição da periodicidade, é utilizado devido ao baixo custo computacional, dado pela subrotina da transformada rápida de Fourier (FFT) (Canuto et al., 1988). Essa subrotina

computa a DFT de forma muito eficiente $O(N \log_2 N)$, enquanto que o cálculo de (12) é de $O(N^2)$, onde N é o número de nós de colocação. Para cálculos com número elevado de nós, por exemplo: problemas tridimensionais, o cálculo espectral é muito mais barato computacionalmente que as metodologias convencionais.

3.1. Tratamento do Termo Não-Linear

O termo não-linear pode ser tratado de diferentes formas (Souza, 2005), apesar de serem matematicamente idênticas, apresentam diferentes propriedades quando discretizadas. Estas formas são: advectiva: $(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}$; divergente: $\vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \vec{V})$; skew-simétrica: $\frac{1}{2} [(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \vec{V})]$; e a forma rotacional: $\frac{1}{2} \vec{\nabla} \cdot (\vec{V} \vec{V}) + \vec{\omega} \times \vec{V}$, onde $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{V}$.

Quando se trabalha com a metodologia espectral a forma rotacional é a menos cara, mas introduz oscilações nas altas frequências espaciais, a menos que o processo de dealias seja usado. No entanto, este processo aumenta o custo do cálculo dos coeficientes de Fourier consideravelmente. A forma skew-simétrica é a mais estável e apresenta os melhores resultados, mas é cerca duas vezes mais cara computacionalmente que a rotacional. No entanto, este inconveniente pode ser resolvido. Observando as expressões acima, nota-se que a forma skew-simétrica é a média entre as formas advectiva e divergente, portanto, a forma skew-simétrica pode ser simulada pela alternância entre as formas advectiva e divergente em sucessivos passos de tempo (Zang, 1987), foi este o procedimento adotado no presente trabalho.

Todas as formas de se tratar o termo não-linear recaem sobre a integral de convolução cuja resolução numérica é inviável. Foi desenvolvido então, o método pseudo-espectral. Ele consiste em trazer para o espaço físico os campos de velocidade, efetuar o produto entre esses campos no espaço físico e voltar para o espaço espectral com o produto já calculado.

3.2. Evolução temporal

Para não perder a precisão da discretização espacial dada pelo método pseudo-espectral é preciso utilizar um método de alta ordem para a evolução temporal (Souza, 2005), no presente trabalho utilizou-se o método de Adams-Bashforth de terceira ordem:

$$\widehat{u_i^{n+1}} = \widehat{u_i^n} + \Delta t \left(\frac{23}{12} \widehat{RHS_i^n} - \frac{16}{12} \widehat{RHS_i^{n-1}} + \frac{5}{12} \widehat{RHS_i^{n-2}} \right) \quad (14)$$

onde $\widehat{RHS}$ é o lado direito da equação diferencial no espaço de Fourier com o termo não-linear tratado de forma pseudo-espectral, como descrito na sessão anterior:

$$\widehat{RHS_i^n} = -\nu k^2 \widehat{u_i^n} + \wp_{ij} \left[\widehat{tnl_j^n} - \widehat{f_j^n} \right] \quad (15)$$

onde $\widehat{tnl_m}$ é o termo não linear calculado de forma pseudo-espectral.

Este método é mais barato computacionalmente que o método de Runge-Kutta de mesma ordem, porém necessita armazenar três passos de tempo anteriores. Então, os três primeiros passos de tempo são calculados via um método de Runge-Kutta de mesma ordem, ou superior à ordem do método de Adams-Bashforth adotado. No presente trabalho inicializou-se os cálculos com um Runge-Kutta de quarta ordem.

4. RESULTADOS

Nesta sessão serão apresentados os resultados das simulações sobre cilindros quadrados, comparando-se o coeficiente de arrasto e de sustentação com os encontrados na literatura (Lima e Silva, 2002). Estas quantidades são dados tipicamente apresentados como resposta das simulações, sejam elas numéricas ou experimentais, desse tipo de problema.

4.1. Cilindro Quadrado

O caso teste propostos neste trabalho é escoamento sobre um cilindro quadrado, este é um *benchmarking* da dinâmica de fluidos computacional. Consiste em gerar um escoamento com velocidade U_∞ em $[m/s]$ a montante de um cilindro e analisar o histórico no tempo de arrasto (Cd) e sustentação (Cl), que são quantidades adimensionais dadas por:

$$Cd = \frac{2 \sum F_x}{\rho A_y U_\infty^2}, \quad (16)$$

e

$$Cl = \frac{2 \sum F_y}{\rho A_x U_\infty^2} \quad (17)$$

onde F_x e F_y é a força calculada em cada ponto lagrangiano da equação (11) em $[N]$, ρ é a massa específica do fluido em $[Kg/m^3]$ e A_x e A_y são as áreas projetadas na direção x e y , respectivamente. No caso bidimensional essas áreas são dadas em $[m^2]$ considerando a dimensão perpendicular à superfície de comprimento unitário.

Estas quantidades são de extrema importância em problemas com outras geometrias imersas, principalmente perfis de asa de aeronaves. O arrasto determina a força de resistência do fluido sobre a aeronave, enquanto que a sustentação determina a força que existirá para manter a aeronave no ar. Um problema muito interessante em engenharia aeronáutica, consiste na otimização de formas de aerofólio, de tal modo que o aerofólio ótimo dê o menor arrasto e a maior sustentação possível.

O domínio do caso simulado tem dimensões $4\pi \times 2\pi [m^2]$. Para a discretização desse domínio foram utilizados 512×128 nós de colocação. O cilindro tem uma geometria quadrada e apresenta um diâmetro $D=0,785 [m]$, perfazendo 64 nós que geram sua malha lagrangiana (16 em cada face) e, neste ponto, é importante observar que com menos pontos lagrangianos não foi possível definir corretamente a geometria. Este cilindro é posicionado no interior do domínio em $x=5,489 [m]$ e a $y=3,142 [m]$. A condição de entrada é um perfil uniforme de velocidade dado por $U_\infty=1,0 m/s$, este perfil é posicionado em $x=0,589 [m]$. Outro dado de entrada é o número de Reynolds, o qual é $Re=100$. Com o número de Reynolds é possível determinar a viscosidade do fluido como sendo:

$$\nu = \frac{U_\infty D}{Re} \quad (18)$$

Na condição de contorno da saída é imposta uma zona de amortecimento dada por:

$$ZA = \phi(Q_i - Q_{t_i}) \quad (19)$$

onde Q é a solução do problema, ou seja, as velocidades u e v , Q_t é a solução alvo, ou seja, a solução que se pretende obter na zona de amortecimento, neste caso, como se quer as linhas de

correntes alinhadas na saída do domínio, utilizou-se $Q_{t_x}=1.0$ e $Q_{t_y}=0.0$, para que todos os vórtices fossem amortecidos ou estirados, e ϕ é o parâmetro de estiramento dos vórtices, o qual deve ser ajustado de acordo com o problema, para que se possa atingir a solução alvo de maneira suave. Ele é dado por:

$$\phi_\eta = \beta \left(\frac{x_\eta - x_{za}}{x_f - x_{za}} \right)^\alpha, \quad (20)$$

onde α e β são constantes positivas, recomenda-se utilizar $\alpha=3$ e $\beta=1$ (UZUM, 2003), x_{za} e x_f são, respectivamente, o início e o fim da zona de amortecimento e x_η é uma posição genérica no interior da zona de amortecimento. Como não se impôs nada nas condições de contorno superior e inferior condição de periodicidade prevaleceu devido a utilização do método pseudo-espectral. A figura 3 mostra o campo de vorticidade para diferentes tempos da simulação.

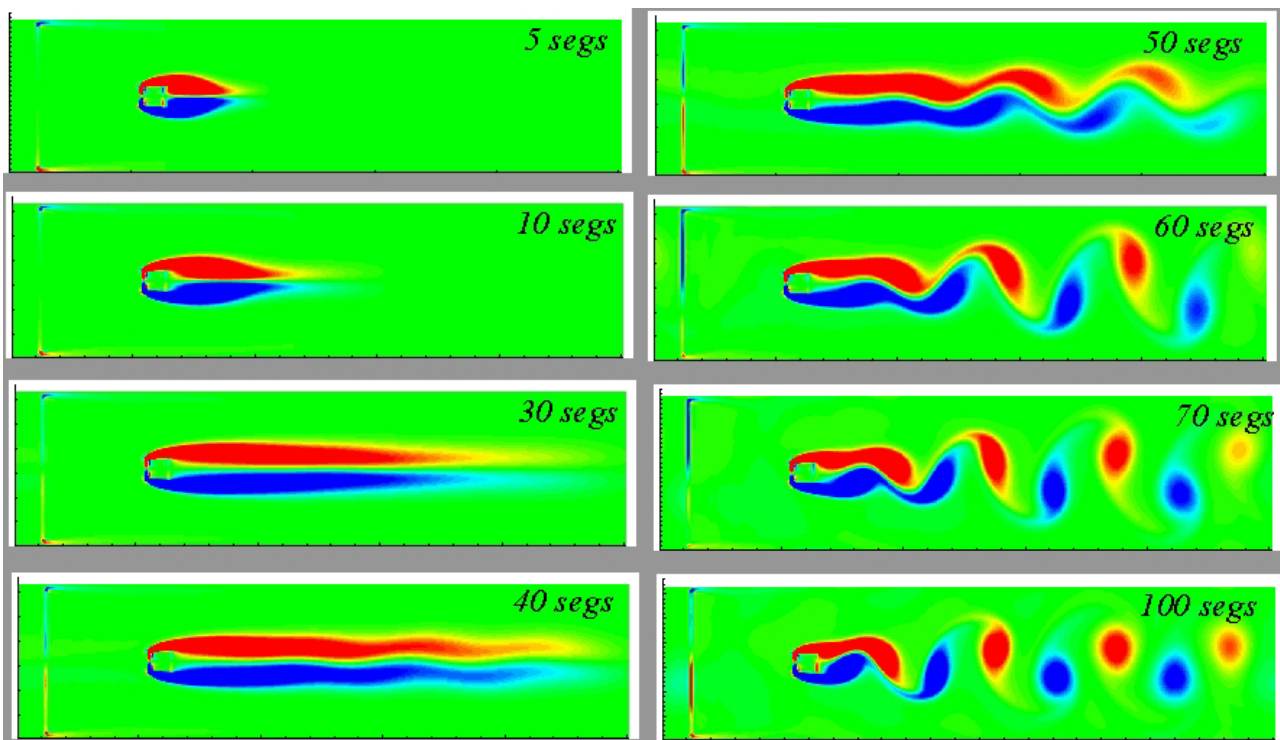


Figura 3: Evolução do campo de vorticidade para o escoamento sobre cilindro quadrado a $Re=100$.

É possível notar na figura 3 que no início da simulação surgem duas bolhas de recirculação a jusante do cilindro, com o passar do tempo observa-se a formação de instabilidades nestas bolhas e elas começam a oscilar. Em um tempo um pouco mais avançado as bolhas de recirculação se desprendem do cilindro e começa um mecanismo de liberação de vórtices.

Em problemas de fluido-estrutura. Por exemplo, pilares de pontes, ou mesmo asas de aeronaves, esta emissão de vórtices é extremamente prejudicial a estrutura, uma vez que se a liberação de vórtices for em uma frequência próxima a frequência natural da estrutura ela pode começar a vibrar e entrar em colapso.

A figura 4 mostra os gráficos em relação ao tempo dos coeficientes de sustentação e arrasto e na tabela 1 mostra uma comparação entre o trabalho de Lima e Silva, (2002), a qual também utilizou o método da fronteira imersa, porém com a discretização do domínio feita em diferenças finitas de segunda ordem para o coeficiente de arrasto. Observa-se uma boa concordância dos resultados.

Tabela 1: Comparação do coeficiente de arrasto médio.

	Lima e Silva (2002)	Presente trabalho
C_d	1.73	1.72

Uma última comparação realizada (figura 5) é com relação ao valor da velocidade na fronteira, dado pela norma L_2 , teoricamente este valor deveria ser nulo, porém devido a aproximações numéricas este valor não é exatamente o esperado, no caso apresentado o valor médio da norma $L_2=0.0665$.

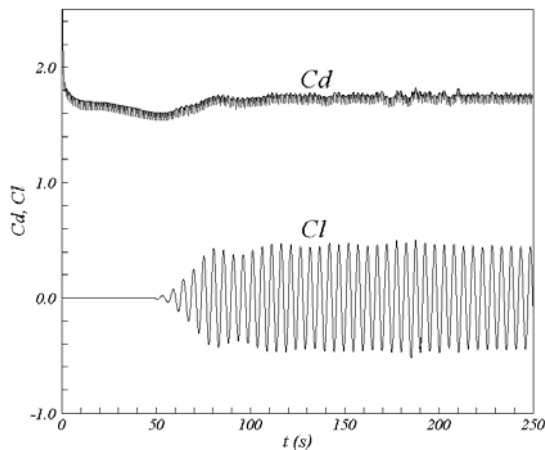


Figura 4: Evolução dos coeficientes de arrasto e sustentação do cilindro a $Re=100$.

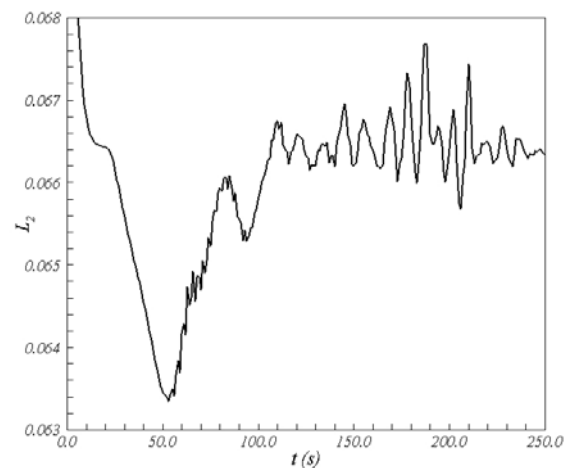


Figura 5: Evolução temporal da norma L_2 para o cilindro a $Re=100$.

5. CONCLUSÕES

O trabalho apresentado teve como motivação a necessidade de melhorar a metodologia pseudo-espectral, que é um método alta ordem e baixo custo computacional, porém restrito a problemas com condições de contorno periódicas. Buscando atingir esse objetivo foi feita a fusão das metodologias de fronteira imersa e pseudo-espectral de Fourier.

O método pseudo-espectral de Fourier permite resolver as equações de Navier-Stokes incompressíveis com uma ordem de precisão muito alta. Em casos que a equação a ser resolvida é suave e apresenta condições de contorno periódicas a ordem de precisão da metodologia restringe-se a ordem de precisão da máquina. Outra grande vantagem dessa metodologia é com relação ao custo computacional, devido ao desacoplamento do termo da pressão, que nos casos de metodologias clássicas, é o ponto do algoritmo mais oneroso. No método pseudo-espectral a pressão só é calculada caso seja necessário para pós-processamento. Além disto, o uso da FFT mostra-se muito mais eficiente que outras metodologias.

O acoplamento entre as metodologias pseudo-espectral de Fourier e da fronteira imersa permitiu a simulação de escoamentos não-periódicos, que é a restrição do método pseudo-espectral de Fourier, como mostrado nos casos apresentados. Conseguiu-se com uma razoável precisão determinar os campos de velocidade, pressão, vorticidade e as estruturas clássicas que aparecem nos problemas propostos de forma coerente.

Como trabalhos futuros espera-se realizar estudos sobre outros problema de mecânica de fluídos, tais como escoamentos em canais, escoamentos cisalhantes livres (jatos e camadas de mistura espacial), camada limite em placas planas, entre outros. Porém precisa-se ainda desenvolver uma metodologia que resolva problemas com configurações geométricas não cartesianas e com mobilidade.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a CAPES e a FAPEMIG pelo apoio financeiro e a FEMEC e ao LTCM pela infra-estrutura dada para a realização desse trabalho.

7. REFERÊNCIAS

- Briggs, W. L. and Henson, V. E., 1995, "The DFT", Siam, Philadelphia, USA.
- Canuto, C, Hussaini, M. Y., Quarteroni, A. and Zang, T. A., 1986, "Spectral Methods in Fluid Dynamics", Spring Verlag, Berlin, AL.
- Don, W. S., Gottlieb, D., Shu, C. W., 2002, "Numerical Convergence Study of Nearly-Incompressible, Inviscid Taylor-Green Vortex Flow", Providence, USA.
- Goldstein, D., Handler, R. and Sirovich, L., 1992, "Modeling a No-Slip Flow Boundary with an External Force Field", Brown, USA.
- Huang, X. and Zhang, X., 2004, "A Fourier Pseudospectral Method for Some Computational Aeroacoustic Problems", Southampton, UK.
- Lima e Silva, A. L. F., 2002, "Desenvolvimento e Implementação de uma Nova Metodologia para Modelagem de Escoamentos Sobre Geometrias Complexas: Método da Fronteira Imersa com Modelo Físico Virtual", Uberlândia, BR.
- Peskin, C. S., 2002, "The Immersed Boundary Method", New York, USA.
- Silveira Neto, A., 2002, "Turbulência nos Fluidos Aplicada", Uberlândia, BR.
- Souza, A. M., 2005, "Análise Numérica da Transição à Turbulência em Escoamentos de Jatos Circulares Livres", Uberlândia, BR.

RESOLUTION OF NON-PERIODICS FLOWS USING THE PSEUDO SPECTRAL METHODS AND THE IMMERSED BOUDANRY METHODS

Felipe Pamplona Mariano

Universidade Federal de Uberlândia
Av. João Naves de Ávila, 2160 - Campus Santa Mônica - Bloco 1M - Uberlândia/MG
CEP: 38400-902
fpmariano@mecanica.ufu.br

Leonardo de Queiroz Moreira

lqmoreira@mecanica.ufu.br

Aristeu da Silveira Neto

aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract: *The Pseudo spectral methods provide an excellent numerical accuracy and with the development of the Fast Fourier Transform algorithm, it presents a low computational cost in comparison to others high-order methods. Nevertheless this method can be only applied in periodic boundaries flows. Aiming to solve this restriction, the immersed boundary method was linked to the pseudo spectral method. It will be approached in this work the flow past cylinder, demonstrating the possibility of solving non-periodic flows through the Fourier pseudo spectral method.*

Keywords: *Pseudo Spectral Method, Immersed Boundary Method, Flow past Cylinder.*