



COMPUTAÇÃO DO RUÍDO IRRADIADO POR UM JATO SUBSÔNICO USANDO UMA METODOLOGIA IMPLÍCITA PARA SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS

CARLOS A.S. MOSER¹, MARCELLO A.F. MEDEIROS¹, JORGE H. SILVESTRINI²

¹Universidade de São Paulo

Dep. Eng. Aeronáutica

São Carlos - SP - Brasil - 13560-970

²Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul

Dep. Eng. Mecânica e Mecatrônica

Porto Alegre - RS - Brasil - 90169-900

(Recibido 10 de noviembre de 2011, para publicación 31 de enero de 2012)

Resumo – Neste trabalho foi desenvolvida uma metodologia implícita para simulação de grandes escalas (*Large-Eddy Simulation* - LES) do ruído irradiado por um jato subsônico. Em oposição aos métodos LES tradicionais baseados em modelos de viscosidade turbulenta, a presente metodologia baseia-se no modelo de deconvolução aproximada (*Approximate Deconvolution Model* - ADM) e na forma não conservativa das equações de Navier-Stokes compressíveis. A grande diferença de escalas entre o escoamento e o campo acústico foi capturada de forma precisa pelo uso de esquemas de sexta ordem na discretização espacial e filtragem implícita, e de um esquema de Runge-Kutta de quarta ordem na integração temporal. Condições de contorno e tratamentos na zona buffer foram prescritos por meio de uma formulação com base em características e de um modelo conceitual baseado na análise característica. Computações LES de um jato a número de Mach 0,9 e número de Reynolds 65.000 foram realizadas usando uma técnica de paralelização MPI (*Message Passing Interface*) multi-blocos com interface de comunicação do tipo overlap. Características dinâmicas do escoamento do jato, tais como espessura de camada de movimento da camada cisalhante, decaimento e espalhamento do jato foram analisadas. Os resultados obtidos dos campos aerodinâmico e acústico apresentaram bom acordo com dados experimentais e resultados numéricos da literatura, para condições similares do escoamento.

Palavras-chave – Simulação de grandes escalas, Jato subsônico, Ruído aerodinâmico.

1. INTRODUÇÃO

O ruído irradiado de uma extensa região não estacionária do campo hidrodinâmico foi investigado numericamente pela primeira vez por Colonius, Lele e Moin [14] pela simulação numérica direta (*Direct Numerical Simulation* - DNS) de uma camada de mistura bidimensional (2D). Eles observaram que a presença de interações fluido-acústicas era muito sensível a pequenas alterações na fonte de ruído do escoamento. Usando DNS para calcular o ruído irradiado por jatos 2D subsônicos e supersônicos, Mitchell, Lele e Moin [26] obtiveram bom acordo com previsões obtidas pela analogia de Lighthill [24]. Contudo, devido ao elevado custo computacional, a computação DNS restringe-se à escoamentos a baixo número de Reynolds. Para números de Reynolds mais elevados, a computação LES surgiu como uma alternativa de menor custo computacional, visto que somente as escalas filtradas são completamente resolvidas, enquanto que o efeito das menores escalas submalha não resolvidas é modelado ou reconstruído.

Nos últimos anos, os métodos LES tem alcançado progressos significativos graças aos avanços na performance computacional, nos algoritmos numéricos e nos modelos de escala submalha. Estes métodos vem sendo aplicados em uma grande variedade de escoamentos turbulentos, variando desde problemas de interesse científico à aplicações industriais. Esta evolução tem sido motivada pela necessidade de uma caracterização mais realista de escoamentos complexos não estacionários encontrados em áreas tais como controle do escoamento, aeroacústica e interação fluido-estrutura. Contudo, a grande maioria das pesquisas em LES tem sido dirigida a escoamentos incompressíveis; enquanto que somente recentemente apli-

cações em escoamentos compressíveis tem recebido alguma atenção, devido ao aumento da complexidade introduzida pela necessidade de modelar a equação da energia. Idealmente, para escoamentos incompressíveis as equações de Navier-Stokes geram um problema de fechamento na forma de um tensor de escalas submalha:

$$\tau_{i,j} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (1)$$

As equações filtradas não são fechadas por causa do termo não linear $\overline{u_i u_j}$. Convém salientar que o tensor de escala submalha surge de um problema de fechamento introduzido pela operação de filtragem espacial e não da impossibilidade de discretizar as menores escalas do escoamento. Como consequência, o tensor de escala submalha é extremamente dependente da filtragem espacial utilizada. Dependendo da escolha do filtro, o modelo correspondente deve satisfazer diferentes requerimentos em termos da dinâmica das grandes escalas e do balanço global de energia cinética.

Os métodos LES para escoamentos compressíveis utilizam desde modelos de Smagorinsky do tipo viscosidade turbulenta até modelos dinâmicos mais sofisticados e precisos. Os modelos de Smagorinsky exibem duas importantes deficiências: Eles ignoram a anisotropia da turbulência e utilizam uma hipótese de balanço local entre a energia cinética produzida pela turbulência e sua dissipação nas escalas submalha. Além disso, nas escalas submalha, a viscosidade turbulenta não se anula em regiões em que o escoamento é laminar. Como a viscosidade turbulenta tem a mesma forma funcional da viscosidade molecular, se torna difícil preservar o número de Reynolds efetivo do escoamento. Procedimentos dinâmicos [18, 25] para a computação do coeficiente de modelagem que não requerem constantes de ajustamento evitam estes problemas. Contudo, a estabilidade numérica se torna complicada quando o modelo dinâmico é aplicado a escoamentos não homogêneos em uma dada direção. Vreman [38] desenvolveu um modelo submalha do tipo viscosidade turbulenta especialmente adaptado para escoamentos laminares, pois o mesmo se anula em regiões laminares e não requer médias ou procedimentos de ajustamento de coeficientes. Park, Lele e Choi [29] propuseram um procedimento dinâmico para determinar o coeficiente de modelagem utilizando a hipótese de equilíbrio global entre as dissipação viscosas e submalha. Nesta aproximação, o coeficiente de modelagem é globalmente constante no espaço, mas varia no tempo, e ainda garante viscosidade turbulenta nula em regiões laminares do escoamento. Bogey e Bailly [6] empregaram uma aproximação LES baseada no modelo de Smagorinsky para calcular o ruído aerodinâmico irradiado por um jato a número de Mach 0,9 e número de Reynolds 65.000. As intensidades médias e turbulentas dos escoamentos, assim como a diretividade e o nível sonoro foram obtidos em bom acordo com dados experimentais [35]. Bogey e Bailly observaram que a estrutura espacial das perturbações de entrada podem causar um impacto significativo no desenvolvimento do escoamento do jato e no nível do ruído previsto por LES compressível a número de Reynolds elevado. A acentuada sensibilidade do jato a variações nas condições de entrada tem sido demonstrada tanto experimentalmente [11,40] quanto numericamente [32,8]. Contudo, com a exceção de alguns estudos [5,7,10,1], os números de Reynolds mais elevados alcançados usando LES ainda estão bem abaixo de valores de interesse prático industrial, da ordem acima de 10^6 .

2. METODOLOGIA LES IMPLÍCITA

Como alternativa aos métodos LES tradicionais baseados em modelos do tipo viscosidade turbulenta, neste estudo foi desenvolvida uma metodologia alternativa implícita LES que se baseia no modelo de deconvolução aproximada (ADM) [33]. Segundo nosso conhecimento, essa é a primeira vez que uma formulação não conservativa das equações de Navier-Stokes é empregada num contexto LES/ADM, em aeroacústica computacional. A aproximação LES/ADM não necessita da adição de termos de tensão de escalas submalha ou de fluxo de calor as equações governantes do escoamento. Filtros espaciais de ordem elevada [16] foram usados para modelar implicitamente o conteúdo energético presente nas escalas não resolvidas do escoamento. Embora o filtro seja aplicado explicitamente às equações evolutivas, esta aproximação é tratada como implícita, visto que a aplicação do filtro espacial é uma componente fundamental na manutenção da estabilidade e na remoção de oscilações espúrias de alta frequência. A base desta apro-

ximação é de que o erro de truncamento associado a discretização tem forma ou ação similar a modelagem de escala submalha. Tal aproximação faz parte da classe de modelos estruturados, visto que não há uma forma assumida do escoamento submalha. O mesmo é inteiramente determinado pela estrutura do escoamento resolvido [30]. Mesmo com o recente aumento do interesse pelo método LES implícito, ainda não há um consenso sobre a forma mais apropriada de tratar o erro de discretização espacial, considerando que o método numérico deve fornecer modelagem adequada dos termos submalha para permitir a correta dissipação de energia cinética produzida pela turbulência. Para satisfazer requerimentos extremamente restritivos de computações aeroacústicas, tais como a grande diferença de escalas entre o escoamento e o campo acústico, esquemas compactos de sexta ordem de precisão foram empregados para a discretização espacial [22] e filtragem implícita [16], e um método de Runge-Kutta de quarta ordem para a integração temporal. No intuito de manter precisão numérica aceitável e resolução adequada dos menores comprimentos de onda, a ordem de precisão do filtro deve ser igual ou superior do correspondente esquema de discretização. A solução filtrada das variáveis do escoamento foi calculada por uma formulação não conservativa do sistema completo de equações de Navier-Stokes na forma compressível, a qual não requer ponderação da densidade (média de Favre) das variáveis do escoamento. A análise do impacto do erro de discretização na solução filtrada estabeleceu a necessidade de filtros espaciais com elevada ordem de precisão. Assim, neste estudo as variáveis do escoamento foram filtradas de forma sequencial em cada direção e no estágio final de cada passo de tempo com filtros implícitos de sexta ordem de precisão [16]. A filtragem das equações de Navier-Stokes deve fornecer dissipação somente para elevados números de onda modificados, onde a discretização espacial já exibe erros de dispersão significativos, e forçar estabilidade numérica em malhas não uniformes. A filtragem também deve eliminar instabilidades numéricas que surgem da resolução da malha, de escalas não resolvidas, e de condições de contorno, as quais têm o potencial de degradar a solução numérica do escoamento.

3. FILTRAGEM IMPLÍCITA

A operação de filtragem é definida por Leonard [23] no espaço físico pela seguinte expressão

$$\bar{f}(x) = \int_{\Omega} f(x') G(x, x'; \delta) dx' \quad (2)$$

onde Ω é o domínio completo, G o kernel do filtro e δ a largura do filtro associada as menores escalas retidas pela operação de filtragem. Desta forma, a operação de filtragem define o tamanho e a estrutura das menores escalas do escoamento. Nos pontos do interior do domínio $i = 4, \dots, N-3$ a filtragem implícita foi definida pela seguinte aproximação

$$\alpha_f \bar{f}_{i-1} + \bar{f}_i + \alpha_f \bar{f}_{i+1} = \sum_{n=1}^4 \frac{a_n}{2} (f_{i-n+1} + f_{i+n-1}) \quad (3)$$

onde os coeficientes a_n são derivados em termos do parâmetro de filtragem $-0,5 \leq \alpha_f \leq 0,5$ por meio da análise de séries de Taylor e de Fourier [15, 16]. Para $\alpha_f = 0,5$ não há efeito de filtragem. Em contraste, para $\alpha_f = 0$ a operação de filtragem explícita apresenta significativa degradação da resposta de frequência espectral. No presente estudo α_f foi fixado em $0,4$. Em trabalhos futuros serão testados filtros menos dissipativos obtidos para valores de α_f mais próximos a $0,5$.

Como a equação (3) tem stencil de sete pontos do lado esquerdo da igualdade, ela não pode ser empregada próximo aos contornos do domínio. Assim, o seguinte filtro foi usado nos pontos $i = 2$ e 3 :

$$\alpha_f \bar{f}_{i-1} + \bar{f}_i + \alpha_f \bar{f}_{i+1} = \sum_{n=1}^7 a_{n,i} f_n \quad (4)$$

e analogamente, nos pontos $i = N-2$ e $N-1$.

Enquanto que nos pontos do contorno $i = 1$ e N , as variáveis são mantidas sem aplicação de filtragem.

4. MODELO DE DECONVOLUÇÃO APROXIMADA

Uma aproximação LES implícita reinterpretada no contexto do modelo de deconvolução aproximada (ADM) [33] foi usada para calcular a solução da variável filtrada \bar{f} pela seguinte operação de filtragem

$$\bar{f} = G * f = \int G(x-x')f(x')dx' \quad (5)$$

onde G é uma função de transferência de filtragem. Supondo que G tenha uma inversa Q , uma aproximação da variável não filtrada f , denotada por f^* , pode ser obtida pela deconvolução da variável filtrada

$$f^* = Q * \bar{f} \quad (6)$$

onde a função de transferência de filtragem inversa Q pode ser obtida por meio de truncamento de uma expansão em série de Taylor

$$Q_N = \sum_{v=0}^N (I - G)^v \quad (7)$$

onde I é a matriz identidade e $N = 1, 2, 3, \dots$ o número de passos de tempo. A família de funções de filtragem inversa, Q_N , baseia-se em um método iterativo [17]. Aproximações f^* de alta ordem da variável f , podem ser derivadas pela aplicação de sucessivas operações de filtragem as quantidades filtradas

$$f^* = \bar{f} + (I - G) * \bar{f} + (I - G) * ((I - G) * \bar{f}) + \dots \quad (8)$$

Em regiões suaves do escoamento, estes filtros apresentam propriedades estabilizantes e elevada ordem do erro de consistência $O(\delta^{2N+2})$, onde δ é a largura do filtro. Conforme Stolz, Adams e Kleizer [34] a ordem de truncamento da (8) determina o nível de deconvolução. No presente estudo foi adotada uma extrapolação quadrática de terceiro nível

$$f^* = Q_2 \bar{f} := 3\bar{f} - 3\bar{\bar{f}} + \bar{\bar{\bar{f}}} \quad (9)$$

visto que ela fornece sexta ordem do erro de consistência $O(\delta^6)$

5. PARALELIZAÇÃO MPI MULTI-BLOCOS

O objetivo deste trabalho é realizar a computação do ruído aerodinâmico irradiado por jatos subsônicos a número de Reynolds elevado. Contudo, esta tarefa é difícil ou quase impossível de ser executada usando computação sequencial, devido a grande quantidade de memória requerida e ao elevado custo de computações aeroacústicas. Por conseguinte, foi necessário empregar um método de paralelização MPI multi-blocos para manter a elevada ordem de precisão do esquema de diferenciação no interior do domínio. Convém salientar que o tratamento preciso das interfaces inter-blocos é de fundamental importância em computações multi-blocos. Interfaces inter-blocos com grande comprimento de *overlap* tem se mostrado estáveis e precisas mesmo em malhas curvilíneas e escoamentos viscosos. No entanto, elas aumentam substancialmente o tempo de comunicação e processamento. Assim, neste trabalho foi adotada uma estratégia de paralelização MPI com um processador por bloco, utilizando nove pontos de *overlap* para comunicação inter-blocos. De modo que a transferência de dados na interface ocorre no final de cada sub-passo de tempo e após cada operação de filtragem.

Para ilustrar a transferência de dados entre blocos adjacentes, na Fig. 1 foi esquematizada a decomposição multi-blocos na interface de *overlap*. O domínio em bloco único é decomposto em dois blocos adjacentes $L-1$ e L . No bloco L , a solução do escoamento nos pontos 1 a 4 é obtida a partir dos pontos $N-8$ a $N-5$ do bloco $L-1$. De modo similar, a solução nos pontos $N-3$ a N é obtida dos pontos 6 a 9 do bloco L . As setas indicam a direção de transferência de informação em cada ponto da interface. Os pontos do meio da interface (5 e $N-4$) são resolvidos independentemente e não transferem informações. A solução dupla

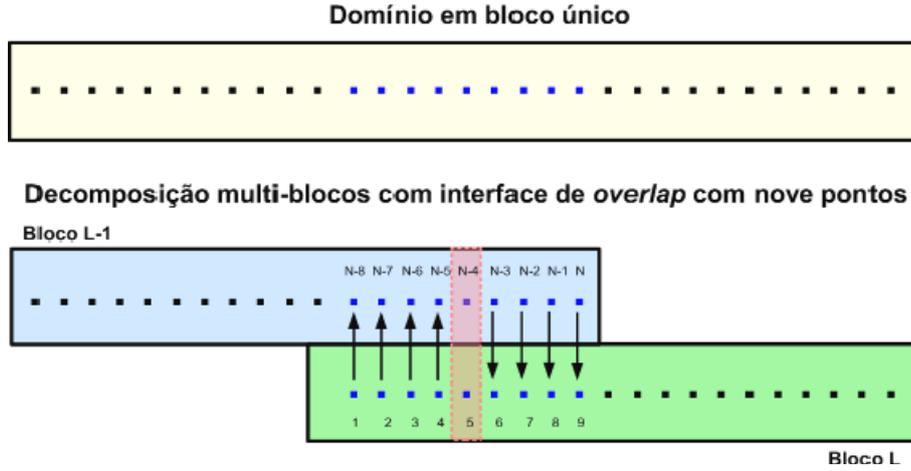


Fig. 1. Esquema de bloco único e decomposição multi-blocos com nove pontos de *overlap*. As setas indicam a direção de transferência de dados entre os blocos adjacentes $L-1$ e L .

nesses pontos facilita detectar possíveis desvios, visto que a cada sub-passo de tempo do método de integração de Runge-Kutta, a solução do escoamento é avançada independentemente em cada bloco.

Com o propósito de reduzir a alocação de memória, cada processador é inicializado pelo processador mestre com sua porção do bloco único. Por conseguinte, a paralelização multi-blocos necessita somente de alocação de memória para o bloco que está sendo inicializado pelo processador mestre. Como a memória requerida por cada processador é inversamente proporcional ao número de blocos, este procedimento reduz substancialmente a necessidade de alocação de memória, especialmente em computações 3D.

6. CONFIGURAÇÃO DO ESCOAMENTO DO JATO

Na computação LES implícita do jato subsônico, o orifício de saída do jato foi modelado por meio da imposição de um perfil em tangente hiperbólica da velocidade média no contorno de entrada do jato

$$u(r) = \frac{U_j}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{r_o - r}{2\delta_\theta} \right) \right) \quad (10)$$

onde U_j é a velocidade média axial, r_o o raio do jato e δ_θ sua espessura de quantidade de movimento. O número de Reynolds $Re_D = U_j D / \nu$ foi fixado em 65.000 e o número de Mach $M = U_j / c_o$ em 0,90, onde $D = 2r_o$ é o diâmetro do jato, ν a viscosidade cinemática e c_o a velocidade do som no meio ambiente. A escolha do número de Mach pode ser justificada pela quantidade considerável de estudos experimentais e numéricos para condições similares do escoamento. O número de Reynolds adotado é um valor intermediário entre jatos obtidos por DNS ($Re_D < 10^3$) e experimentalmente ($Re_D > 10^5$). A espessura de quantidade de movimento foi escolhida como $\delta_\theta = 0,05r_o$ para autorizar o desenvolvimento da turbulência a jusante do orifício de saída do jato e antes do final do cone potencial. A malha foi discretizada em coordenadas Cartesianas utilizando $255^3 \approx 16,6$ milhões de pontos. O domínio físico se estende até $60r_o$ na direção da corrente e de $-20r_o$ a $20r_o$ nas direções transversais. Para aumentar a dissipação aerodinâmica e absorção acústica, e evitar que as grandes estruturas vorticiais do escoamento interajam com o contorno de saída, uma zona buffer, com estiramento da malha, foi adicionada a jusante do domínio físico até o contorno de saída do domínio, para $74r_o$.

6.1. Perturbação Randômica

Com o propósito de dar início mais cedo a transição e introduzir turbulência na camada de cisalhamento do jato, uma perturbação randômica de baixa amplitude e natureza incompressível, ou seja de divergência nula [8], foi superposta ao campo de velocidade, próximo a saída do jato. Essa perturbação apresenta uma estrutura axissimétrica na forma de um anel de vórtice, cujas componentes são dadas por

$$\begin{bmatrix} u_{x_o} \\ u_{y_o} \\ u_{z_o} \end{bmatrix} = \frac{2r_o}{r\Delta_o} \exp\left(-\ln(2)\frac{\Delta_{x,r}^2}{\Delta_o^2}\right) \begin{bmatrix} (r-r_o) \\ (x-x_o)\cos\gamma \\ (x-x_o)\sin\gamma \end{bmatrix} \quad (11)$$

onde $\Delta_{x,r}^2 = (x-x_o)^2 + (r-r_o)^2$, $\gamma = \sin^{-1}(y/r)$ e $r = \sqrt{y^2 + z^2} \neq 0$. Δ_o é o espaçamento mínimo da malha na camada de cisalhamento e $x_o = 0,80r_o$ a localização axial da perturbação.

As flutuações de velocidade (11) foram superpostas às componentes da velocidade do escoamento.

$$\begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u_{x_o} \\ u_{y_o} \\ u_{z_o} \end{bmatrix} U_j \sum_{i=0}^n \alpha_n \varepsilon_n \cos(\theta_n + \phi_n) \quad (12)$$

onde α_n , ϕ_n e θ_n são respectivamente, a amplitude, a fase e o ângulo azimutal de cada um dos $n+1$ modos da perturbação. Os parâmetros da perturbação randômica são $\theta_n = n\theta$ e $\varepsilon_n = [-1,1]$ e $\alpha_n = 2,5 \times 10^{-4}$, onde $n = 9$.

7. CONDIÇÕES DE CONTORNO E ZONA BUFFER

7.1. Condições de entrada

No contorno de entrada do jato foram consideradas constantes a entropia, a energia total e as componentes transversais da velocidade v e w . No entanto, em vez de impor condições a estas quantidades, condições de contorno foram especificadas para forçar suas derivadas temporais para zero: (i) $\partial s / \partial t = 0$, (ii) $\partial H / \partial t = 0$, (iii) $\partial v / \partial t = 0$ e (iv) $\partial w / \partial t = 0$. Considerando a condição (i) na equação de transporte de entropia, Eq.(26), obtém-se os modos de onda entrópicos

$$X^s + Y^s = \frac{R}{p} \left(\frac{-\partial q_i}{\partial x_i} + \Phi \right) \quad (13)$$

onde p é a pressão, q_i o fluxo de calor, Φ a dissipação viscosa e R a constante universal dos gases.

Aplicando a condição (ii) na equação da entalpia: $H = E + pV$, em que E é a energia e V o volume do sistema, obtém-se:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = T \frac{\partial s}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (14)$$

Em seguida, considerando a condição (i) na (14), retém-se a seguinte expressão

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

Substituindo na (15) as equações de transporte de pressão e de quantidade de movimento na direção x , (22) e (23), obtém-se uma condição para o modo de onda acústica entrante

$$X^+ = \frac{2u}{u+c} \left(\frac{1}{2} X^- - Y^u + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \right) - \frac{c}{2u} (X^- + Y^+ + Y^-) + \frac{p}{\rho u C_v} + (X^s + Y^s) \right) \quad (16)$$

onde s , ρ , u , c , C_v e τ_{ij} são respectivamente, a entropia, a massa específica, a componente axial da velocidade, a velocidade do som em meio estacionário, o coeficiente de calor específico a volume constante e o tensor das tensões viscosas.

Finalmente, a aplicação das condições (iii) e (iv), respectivamente, às equações de transporte de quantidade de movimento nas direções y e z , (24) e (25), fornece os modos de ondas acústicas transversais

$$X^v = -\frac{1}{2} (Y^+ - Y^-) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j} \quad (17)$$

$$X^w = -\frac{1}{2} (Z^+ - Z^-) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{3k}}{\partial x_k} \quad (18)$$

As condições de entrada descritas acima são fixadas de forma aproximada pelo escoamento de referência representado pela formulação com base em características [31] descrita no anexo I. Este procedimento autoriza pequenas flutuações do escoamento em torno da média no contorno de entrada, permitindo a propagação de ondas acústicas para fora do domínio computacional. Reflexões espúrias geradas pela perturbação randômica na entrada do jato foram minimizadas pela aplicação de uma zona de absorção acústica [27] entre a perturbação e o contorno de entrada.

7.2. Zona Buffer – Dissipação/Absorção

Uma zona buffer de dissipação aerodinâmica e absorção acústica [13] foi adicionada a jusante do domínio físico para amortecer as grandes estruturas vorticiais originadas pelo escoamento turbulento. Estas estruturas são efetivamente dissipadas na zona buffer antes de interagirem com o contorno de saída do escoamento, pela adição de termos artificiais de amortecimento às equações governantes.

$$\left[\frac{\partial Q}{\partial t} \right]_{dp} = \frac{\partial Q}{\partial t} - \sigma_{dp} Q' \quad (19)$$

Q é o vetor solução $[u, p]$ e σ_{dp} é uma função de amortecimento definida por

$$\sigma_{dp}(r) = \frac{1}{4} \left(1 + \tanh \left(a_o \frac{r - 2r_o}{2\delta_\theta} \right) \right) \quad (20)$$

com $r^2 = x^2 + y^2$ e $a_o = 0,575$.

A perturbação Q' nas Eqs. (19) é calculada a cada passo de tempo t como segue

$$Q'_{(t)} = Q_{(t)} - (\alpha \bar{Q}_{(t-1)} + (1-\alpha) Q_{(t)}) \quad (21)$$

onde $\bar{Q}_{(t-1)}$ é a solução média calculada no passo de tempo anterior e $\alpha = 0,90$. Além disso, o uso de estiramento da malha na zona buffer auxilia na dissipação de grandes estruturas vorticiais do escoamento do jato.

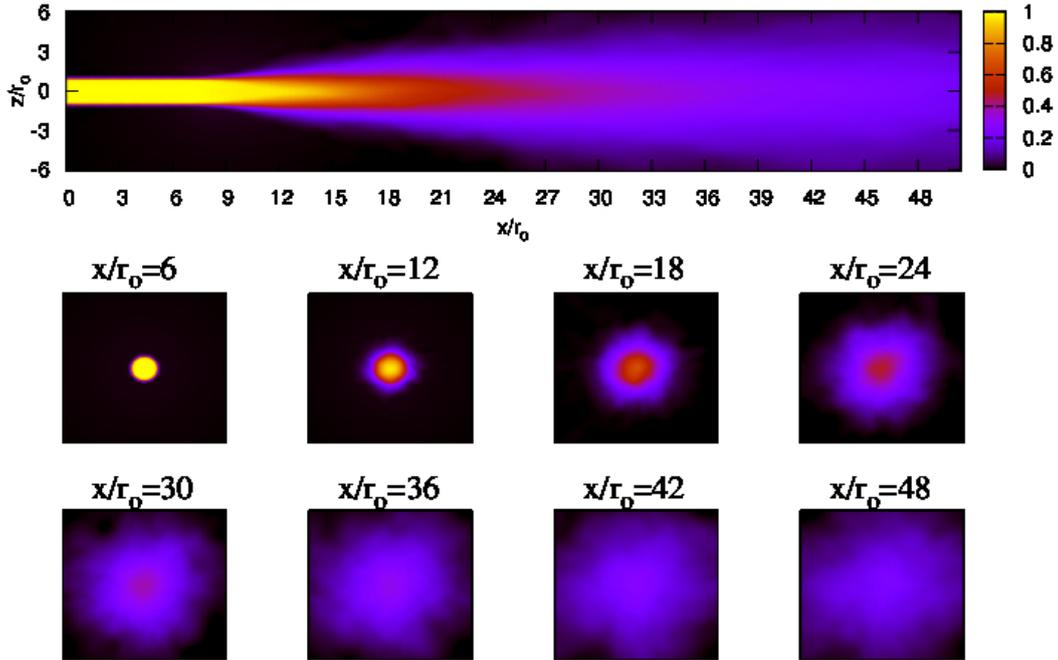


Fig. 2. Velocidade média do escoamento, U , normalizada pela velocidade média na entrada do jato, U_j . Topo: plano longitudinal $x-z$ para $y=0$. Base: planos transversais $y-z$ para x/r_o variando de 6 à 48.

8. RESULTADOS NUMÉRICOS

8.1. Dinâmica do Escoamento do Jato

Características dinâmicas do jato subsônico randomicamente perturbado foram investigadas por meio da análise da velocidade média do escoamento. A evolução da velocidade média no campo do escoamento encontra-se representada na Fig. 2 (topo) pelo plano longitudinal $x-z$ para $y=0$. Comportamento similar da velocidade média foi observado no plano $x-y$ para $z=0$, devido a estrutura axissimétrica anular da camada de cisalhamento do jato. Na Fig. 2 (base), a velocidade média foi representada em planos transversais $y-z$ para x/r_o variando de 6 à 48. O núcleo potencial localiza-se na região central (em amarelo) a jusante da saída do jato, com velocidade média quase invariável ($0,95 \leq U/U_j \leq 1,0$). A região do núcleo potencial é circundada por um anel formado pela camada de cisalhamento e apresenta um comprimento axial de $x_c/r_o = 12,6$. Conforme mostra a Fig. 2 (base), para $x/r_o = 6$ e 12, a região do núcleo potencial (em amarelo) é gradualmente reduzida pelo contínuo aumento de espessura de quantidade de movimento do anel formado pela camada de cisalhamento. No final do cone potencial, a fusão do anel formado pela camada de cisalhamento dá origem à região de mistura turbulenta, produzindo significativo espalhamento do jato e rápido decaimento da velocidade média.

Com o propósito de validar a presente metodologia LES implícita, são comparados na Fig. 3 parâmetros médios do escoamento do jato com os valores LES obtidos por Bogey *et al.* [4] para $Re_D = 65000$, Kim & Choi [21] e Uzun *et al.* [37] para $Re_D = 100000$. Para efeitos de validação, neste estudo foram usadas as mesmas condições do escoamento adotadas por Bogey [4]. Na Fig. 3(a) os valores da velocidade média obtidos por LES [4,21,37] foram deslocados axialmente para igualar os diferentes comprimentos do núcleo potencial. No detalhe do núcleo potencial mostrado na Fig. 3(a), observa-se pela presente meto-

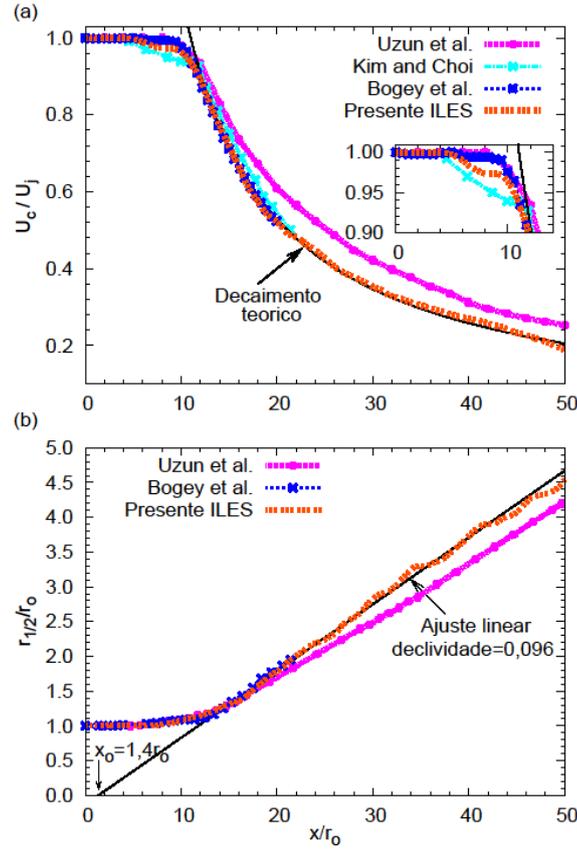


Fig. 3. Parâmetros do escoamento do jato obtidos por LES implícita e LES (Bogey *et al.* [4], Kim&Choi [21] e Uzun *et al.* [37]). (a) Comparação da velocidade média U_c normalizada pela velocidade na entrada U_j , com resultados LES e o decaimento teórico. (b) Metade da largura $r_{1/2}$ normalizada pelo raio r_0 com ajuste linear para a reta com declividade igual a 0,096. Origem virtual identificada para $x_0 = 1,4 r_0$.

Tabela 1. Parâmetros médios do escoamento do jato obtidos em experimentos (Wynanski & Fiedler [39], Panchapakesan [28] e Hussein *et al.* [19]), DNS (Boersma *et al.* [2]), LES (Bogey [4]) e LES implícita.

M	Re_D	B_u/r_0	A/r_0	Referência
0,15	86000	10,8	0,086	Wynanski & Fiedler
0,08	11000	12,2	0,096	Panchapakesan
0,16	95000	11,6	0,094	Hussein <i>et al.</i>
-	2400	11,8	0,095	Boersma <i>et al.</i>
0,90	65000	11,0	0,096	Bogey
0,90	65000	10,9	0,096	Presente estudo

dologia um decaimento de velocidade da ordem de $2,5\%U_j$ para $6 \leq x/r_0 \leq 10$. Uma redução ainda mais significativa, da ordem de $7,0\%U_j$, foi detectada por Kim & Choi [21] a partir de $x/r_0 = 11$. Comportamento similar também foi observado experimentalmente [20]. Na região de mistura turbulenta, o decaimento obtido pelo presente estudo apresenta excelente acordo com os resultados LES [4,21] e a lei de decaimento teórico: $U_c/U_j = B_u/x - x_0$, onde x_0 é a origem virtual do jato e B_u caracteriza o decaimento axial de velocidade do jato. Conforme mostra a Fig. 3(b), na região de mistura turbulenta o jato espalha-se quase linearmente segundo a reta $r_{1/2}/r_0 = A \times (x-x_0)$, cuja declividade média A é aproximadamente $0,096r_0$. A curva de espalhamento é definida pelo local (x, r) em que a velocidade média do jato corres-

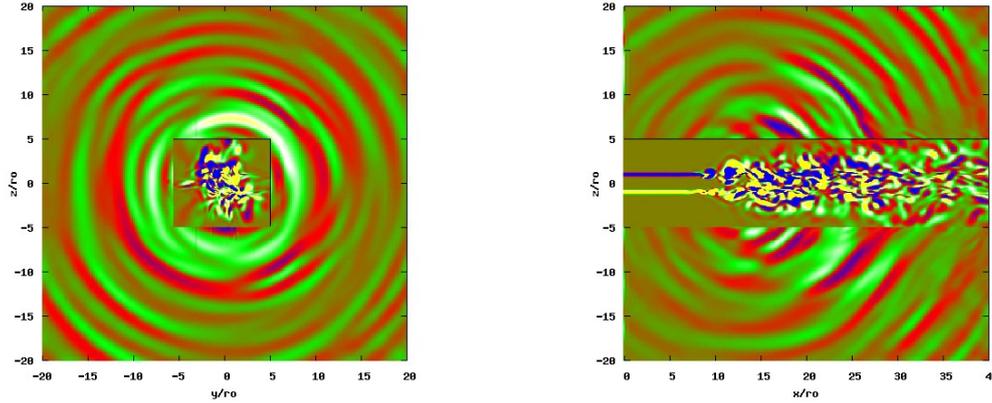


Fig. 4. Instantâneos dos campos aerodinâmico (centro) e acústico descrevem o escoamento do jato e a propagação sonora no campo distante: (esquerda) plano longitudinal x - z para $y=0$ e (direita) plano transversal y - z para $x=20r_0$. Representação do domínio físico.

ponde a metade da velocidade média no eixo do jato (x, r_0), ou seja: $U(x, r) = U(x, r_0)/2$, onde U é a velocidade média, r_0 o raio do jato e $r = (y^2 + z^2)^{1/2}$.

Na tabela 1, verifica-se que os valores das constantes de espalhamento A e de decaimento B_u obtidos por LES implícita são consistentes com os valores obtidos por DNS (Boersma *et al.* [2], LES (Bogey) [4] experimentos (Wynanski & Fiedler [39], Panchapakesan [28] e Hussein *et al.* [19]).

8.2. Análise da fonte e da propagação sonora no campo acústico

A região da fonte e da propagação sonora no campo acústico encontram-se representadas na Fig. 4 pela superposição de instantâneos dos campos de vorticidade e de dilatação. Nas vistas da esquerda e da direita da Fig. 4 estão representados, respectivamente, o desenvolvimento do escoamento e expansão do jato. A aplicação de perturbações randômicas de pequena amplitude próxima ao contorno de entrada do jato dá início mais cedo ao processo de crescimento de instabilidades de Kelvin-Helmholtz na camada de cisalhamento. A saturação destas instabilidades na camada de cisalhamento do jato desencadeia um processo evolutivo de convecção, enrolamento, apareamento, aproximação e fusão de grandes estruturas vorticiais. A natureza dissipativa do processo contínuo de ruptura de grandes estruturas vorticiais em pequenas estruturas vorticiais, gera na região de mistura turbulenta do jato novas estruturas vorticiais cada vez menores. O desenvolvimento do jato na Fig. 4 (esquerda), mostra que os fronts de onda se propagam da região da camada de cisalhamento próxima ao final do cone potencial, região onde ocorre a transição para a turbulência. É importante salientar que a fonte sonora de ruído dominante é o som irradiado do campo aerodinâmico do escoamento, visto que não há significativa geração de ondas espúrias produzidas pela perturbação randômica ou refletidas nos contornos. A expansão do jato na Fig. 4 (direita), também mostra que os fronts de ondas acústicas se propagam da região do escoamento para o campo acústico distante, deixando o domínio sem gerar reflexões. A análise da região da fonte sonora do jato mostra que as ondas acústicas se propagam do local onde ocorre o processo de apareamento de vórtices, sem que ocorram oscilações parasitas de alta frequência provenientes da perturbação randômica próxima ao contorno de entrada do jato. O caráter particularmente elevado da diretividade da radiação sonora, especialmente observado a número de Reynolds elevado, é atribuído a natureza quadripolar axissimétrica da fonte de radiação sonora na camada de cisalhamento do jato [6].

9. CONCLUSÕES

Uma metodologia não conservativa implícita para simulação de grandes escalas foi desenvolvida para a previsão do ruído aerodinâmico irradiado por um jato subsônico a número de Reynolds 65000 e número de Mach 0,90. Uma técnica de paralelização MPI multi-blocos com interface de comunicação inter-blocos do tipo *overlap* foi utilizada para suprir a grande quantidade de memória e o elevado custo computacional requeridos por computações aeroacústicas. Esta estratégia de paralelização se mostrou computacionalmente eficiente e precisa, visto que o erro na interface de comunicação não afetou significativamente os resultados. A aplicação de uma perturbação randômica de baixa amplitude e divergência nula ao campo de velocidades próximo a entrada do jato permitiu desestabilizar mais cedo a camada de cisalhamento do jato, sem que fossem originadas reflexões de ondas espúrias que poderiam degradar a solução acústica. A análise de características dinâmicas do escoamento, tais como o decaimento de velocidade média axial e o espalhamento do jato forneceu excelente concordância com resultados numéricos e experimentais obtidos da literatura para condições similares do escoamento do jato. Visualizações da região da fonte sonora do escoamento e da propagação acústica mostraram que a emissão sonora dominante na camada de cisalhamento origina-se próximo ao final do cone potencial, região onde ocorre a transição para turbulência. No trabalho em andamento pretende-se investigar outras características dinâmicas do escoamento do jato, tais como tensões de Reynolds, auto-similaridade do campo de velocidade, nível de pressão sonora e espectro de energia.

ANEXO I

Formulação com Base em Características

Uma formulação não conservativa com base em características [31] das equações de Navier-Stokes compressíveis foi empregada para resolver as variáveis do escoamento nos contornos do domínio e na zona *buffer*. Esta formulação permite especificar condições de contorno e tratamentos na zona *buffer* especialmente adaptadas para computações aeroacústicas. As variáveis do escoamento u , v , w , p e s , respectivamente, as componentes da velocidade, pressão e entropia, foram representadas nas equações de transporte em coordenadas cartesianas como segue:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-\rho c}{2} \left((X^+ - X^-) + (Y^+ - Y^-) + (Z^+ - Z^-) \right) + \frac{p}{C_v} \left(\frac{\partial s}{\partial t} + X^s + Y^s + Z^s \right) \quad (22)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(\frac{1}{2} (X^+ - X^-) + Y^u + Z^u \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j} \quad (23)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \left(\frac{1}{2} (Y^+ - Y^-) + X^v + Z^v \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j} \quad (24)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \left(\frac{1}{2} (Z^+ - Z^-) + X^w + Y^w \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j} \quad (25)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = - (Y^s + Y^s + Z^s) + \frac{R}{p} \left(- \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \Phi \right) \quad (26)$$

Esta formulação decompõe as flutuações de natureza ondulatória em três modos de propagação:

- Modos acústicos:

$$X^\pm = (u + c) \left(\frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial x} \pm \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad Y^\pm = (v + c) \left(\frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial y} \pm \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad e \quad Z^\pm = (w + c) \left(\frac{1}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial z} \pm \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (27)$$

- Modos entrópicos:

$$X^s = u \frac{\partial s}{\partial x}, \quad Y^s = v \frac{\partial s}{\partial y} \quad e \quad Z^s = w \frac{\partial s}{\partial z} \quad (28)$$

- Modos vorticais:

$$X^v = u \frac{\partial v}{\partial x}, \quad Y^u = v \frac{\partial u}{\partial y} \quad e \quad Z^u = w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (29)$$

No sistema de Equações governantes, $q_i = -\lambda \partial T / \partial x_i$ representa o fluxo de calor, onde $\lambda = \mu C_p / Pr$ é a condutividade térmica, T a temperatura, Φ é a dissipação viscosa e τ_{ij} o tensor de tensões viscosas. Para o fechamento do sistema de equações foram utilizadas as seguintes relações termodinâmicas para um gas ideal

$$\rho = p^{1/\gamma} \exp(-s / C_p), \quad T = p / \rho R \quad e \quad c^2 = \gamma p / \rho \quad (30)$$

onde $R = C_p - C_v$ é a constante universal dos gases e $\gamma = C_p / C_v$ a razão entre calores específicos a pressão e volume constante.

AGRADECIMENTOS

O presente projeto de pesquisa em aeroacústica computacional foi desenvolvido no Laboratório de Aerodinâmica do Departamento de Engenharia Aeronáutica da Universidade de São Paulo, Brasil. O projeto foi financiado pela FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) a qual agradecemos pelo importante suporte financeiro.

REFERÊNCIAS

- [1] Bodony, D.J., Lele, S.K., "On using Large-Eddy Simulation for the prediction of noise from cold and heated turbulent jets", *Phys. Fluids*, **17**, 85-103 (2005)
- [2] Boersma, B.J., Brethouwer, G., Nieuwstadt, F.T.M., "A numerical investigation of the effect of the inflow conditions on a self-similar region of a round jet", *Phys. Fluids*, **10**, 899-909 (1998)
- [3] Boersma, B.J., Lele, S.K., "Large Eddy Simulation of Mach 0.9 compressible jet", *AIAA paper 99-1874*, (1999)
- [4] Bogey, C., Calcul direct to bruit aérodynamique et validation de modèles acoustiques hybrides. *Thesis, École Centrale de Lyon, Lyon – France* (2000)
- [5] Bogey, C., Bailly, C., Direct computation of the sound radiated by a high-Reynolds number, subsonic round jet. In *CEAS Workshop from CFD to CAA*, 2002
- [6] Bogey, C., Bailly, C., "LES of a high Reynolds number, high subsonic jet: effects of the inflow conditions on flow and noise". In *AIAA Paper No. 2003-35170*, 2003a.
- [7] Bogey, C., Bailly, C., "LES of a high Reynolds number, high subsonic jet: effects of the subgrid modellings on flow and noise", In *AIAA Paper No. 2003-3557*, 2003b.
- [8] Bogey, C., Bailly, C., "Effects of inflow conditions and forcing on subsonic jet flows and noise", *AIAA J.*, **3**(5), 1000-1007 (2005)
- [9] Bogey, C., Bailly, C., "Computation of a high Reynolds number jet and its radiated noise using Large-Eddy Simulation based on explicit filtering", *Computat. Fluids*, **33**, 1344-1358 (2006)
- [10] Bogey, C., Bailly, C., Juvé, D., "Noise investigation of a high subsonic, moderate Reynolds number jet using a compressible Large Eddy Simulation", *Theor. Computational Fluid Dyn.*, **16**(4), 273-297 (2003)

- [11] Brown, C.A., Acoustics on excited jets – a historical perspective, *Technical memorandum No 213889, NASA-Glen Research Center* (2005)
- [12] Choi, D.E., Barber, T.J., Chiappetta, L.M., “Large-Eddy Simulation of high-Reynolds number jet flows”, *AIAA paper 99-0230* (1999)
- [13] Colonius, T., Lele, S.K., Moin, P., “Boundary condition for direct computation of aerodynamic sound generation”, *AIAA J.*, **31**, 1574–1582 (1993)
- [14] Colonius, T., Lele S.K., Moin, P., “Sound generation in a mixing layer”, *J. Fluid Mech.*, **330**, 375-409 (1997)
- [15] Gaitonde, D.V., Visbal, M.R., High-order schemes for Navier-Stokes equations. Algorithm and implementation into FDL3DI. *Technical Report AFRLVA-WP-TR-1998-3060. Air Force Research Laboratory, Wright-Patterson, AFB*, 1998.
- [16] Gaitonde, D.V., Visbal, M. R. Further development of a Navier-Stokes solution procedure based on high-order formulas. *AIAA Paper No 99-0557* (1999)
- [17] Galdi, G.P. In *Lectures in Mathematical Fluid Dynamics* Birkhäuser-Verlag, Switzerland (2000)
- [18] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., “A dynamic subgrid scale viscosity model”, *Phys. Fluids A*, **3**, 1760-1765 (1991)
- [19] Hussein, J.H., Capp, S.P., George, H.K., “Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet”, *J. Fluid Mech.*, **258**, 37-75 (1994)
- [20] Islam, M.T., Ali, M.A.T., “Mean velocity and static pressure distributions on a circular jet,” *AIAA J.*, **35**, 196-197 (1997)
- [21] Kim, J., Choi, H., “Large eddy simulation of a circular jet: effect of inflow conditions on the near field”, *J. Fluid Mech.*, **620**, 383-411 (2009)
- [22] Lele, S.K., Compact finite difference schemes with spectral like resolution. *J. Comput. Phys.*, **103**:16-42, (1992)
- [23] Leonard, A., “Energy cascade in Large-Eddy Simulation of turbulent fluid flows”, *Adv. Geophys.*, **18A**:237-248 (1974)
- [24] Lighthill, M.J., “On sound generation aerodynamically. Part I: General theory”, *Proc. Roy. Soc. London*, **A211**:564-587 (1952)
- [25] Lilly, D., “A proposed modification of Germano subgrid-scale closure model”, *Phys. Fluids*, **4**, 633-635 (1992)
- [26] Mitchell, B.E., Lele, S.K., Moin, P., “Direct computation of the sound generated by vortex pairing in an axisymmetric jet”, *J. Fluid Mech.*, **383**, 113-114 (1999)
- [27] Moser, C., Lamballais, E., Gervais, Y., “Direct computation of the sound generated by isothermal and non-isothermal mixing layers”, *The 12th AIAA/CEAS Aeroacoustic conference, AIAA 2006-2447* (2006)
- [28] Panchapakesan, N.R., Lumley, J.L., “Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, I – Air jet. II – Helium jet”, *J. Fluid Mech.*, **246**, 197-223 (1993)
- [29] Park, N, Lee, S., Choi, H., “A dynamic subgrid scale eddy-viscosity model with a global model coefficient”, *Physics of Fluids*, **18**, 125-129 (2006)
- [30] Sagaut, P., *Large-Eddy Simulation for incompressible flows*, Springer Verlag (2001)
- [31] Sesterhenn, J., “A characteristic-type formulation of Navier-Stokes equations for high order upwind schemes”, *Comput. Fluids*, **30**, 37-67 (2001)
- [32] Stanley, S.A., Sarkar, S., “Influence of nozzle conditions and discrete forcing on turbulent planar jets”, *AIAA J.* **38**(1615) (2000)
- [33] Stolz, S., Adams, N.A., “An approximate deconvolution procedure for large-eddy simulation”, *Physics of Fluids A*, **11**, 1699-1701 (1999)
- [34] Stolz, S, Adams, N.A., Kleiser, L., “The approximate deconvolution model for large-eddy simulation of compressible flows and its application to shock-turbulent-boundary-layer interaction”, *Physics of Fluids*, **13**(10), 2985-3001 (2001)
- [35] Tanna, H.K., “An experimental study of jet noise. Part I: Turbulent mixing noise”, *Journal of Sound and Vibration*, **50**, 405-428 (1977)
- [36] Thompson, K.W., “Time-dependent boundary conditions for hyperbolic systems, II”, *J. Comput. Phys.*, **89**, 439-461 (1990)

- [37] Uzun, A., Blaisdell, G.A., Lyrintzis, A.S., 3-D large-eddy simulation for jet aeroacoustics. *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, No 3322 in AIAA 2003, Hilton Head, South Carolina* (2003)
- [38] Vreman, A.W., “An eddy-viscosity subgrid-scale for turbulent shear layer flow: algebraic theory and applications”, *Physics of Fluids A*, **16**(10), 3670-3681 (2004)
- [39] Wygnanski, I., Fiedler, H.E., “Some measurements in the self-preserving jet”, *J. Fluid Mech.*, **38**(3), 577-602 (1969)
- [40] Zaman, K.B.M.Q., “Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation,” *J. Fluid Mech.*, **152**, 83-111 (1985)

COMPUTATION OF NOISE RADIATED BY A SUBSONIC JET USING AN IMPLICIT LARGE-EDDY SIMULATION METHODOLOGY

Abstract – In this work was developed an implicit Large-Eddy Simulation (LES) methodology for the computation of noise radiated by a subsonic jet. In contrast to traditional LES methods based on eddy-viscosity models, the present methodology is based on the approximate deconvolution model (ADM) and the non-conservative form of compressible Navier-Stokes equations. The large difference of scales between the flow and acoustic field was accurately captured by the use of sixth-order schemes for spacial discretization and implicit filtering, and the fourth-order Runge-Kutta scheme for time integration. Boundary conditions and buffer zone treatments were prescribed by a characteristic-based formulation and a conceptual model based on the characteristic analysis. Computations of a Mach 0.9 jet at Reynolds number 65,000 were carried out using an MPI (Message Passing Interface) parallel solver with multi-block interface communication of type overlap. Flow dynamic characteristics, such as shear layer momentum thickness, jet decaying and spreading were analysed. The results obtained from the aerodynamic and acoustic field presented good agreement with experimental data and numerical results from the literature at similar flow conditions.

Keywords – Large-Eddy Simulation, Subsonic jet, Aerodynamic noise.