



ANÁLISE DA TRANSIÇÃO À TURBULÊNCIA EM JATOS CIRCULARES LIVRES

Ana Marta de Souza

Univesidade Federal de Uberlândia – Av. Av. João Naves de Ávila, 2160 – Uberlândia – Brasil
amsouza@mecanica.ufu.br

Francisco José de Souza

Embraer Empresa Brasileira de Aeronáutica S.A. – São José dos Campos - Brasil.

Aristeu da Silveira Neto

Univesidade Federal de Uberlândia – Av. Av. João Naves de Ávila, 2160 – Uberlândia – Brasil
aristeus@mecanica.ufu.br

Resumo: *A turbulência em jatos tem sido bastante estudada numérica e experimentalmente por pesquisadores almejando conquistar maiores conhecimentos sobre os fenômenos físicos envolvidos. A melhor compreensão da formação e evolução das estruturas do escoamento permite um controle mais efetivo sobre jatos, bem como contribui para o refinamento de teorias e modelos existentes para descrição de escoamentos turbulentos. As aplicações industriais envolvem processos de mistura de componentes, lubrificação e degelo, injeção de combustível em câmaras de combustão, sistemas de propulsão de aviões e aeronaves, processos de geração de ruído. Em algumas dessas aplicações é necessário promover a turbulência, em outras, não. Assim, surge a necessidade de um sistema de controle eficiente sobre a taxa de espalhamento, nível de turbulência, eficiência de mistura e demais parâmetros do jato. O objetivo do presente trabalho é a análise física de jatos, através da realização de simulações numéricas tridimensionais utilizando um método pseudo-espectral. A este objetivo somam-se análises da influência de diferentes tipos de perturbação sobre a formação e evolução das estruturas turbilhonares bem como avaliação da importância do refinamento da malha e ordem do esquema numérico utilizado na simulação. Os resultados permitiram evidenciar as diferentes estruturas formadas a partir das diferentes perturbações impostas nas condições iniciais, verificando a relevância das mesmas para o controle do jato.*

Palavras-chave: *jatos circulares livres, transição à turbulência, método pseudo-espectral.*

1. INTRODUÇÃO

A turbulência em jatos tem sido amplamente estudada numérica e experimentalmente. O interesse neste tipo de escoamentos é justificado devido a sua considerável importância tecnológica. As aplicações industriais envolvem processos de mistura, transferência de calor, lubrificação e degelo, injeção de combustível em câmaras de combustão, sistemas de propulsão de aviões e aeronaves. A otimização destes processos pode ser obtida através do controle do jato. Este controle pode ser obtido pela manipulação das estruturas coerentes, as quais são responsáveis por influenciar fortemente a dinâmica do jato, especialmente na região de transição próxima ao bocal de entrada.

A aplicação de controle do jato na redução de ruídos apresenta especial relevância, uma vez que sabe-se que os pares de vórtices constituem importante fonte de geração de ruídos. Ambos controle passivo e ativo do jato pode ser modificado pela dinâmica do jato. O controle passivo refere-se ao controle da evolução especial do jato através de formas específicas do bocal de entrada (Gutmark e Gristein, 1999). O controle ativo do jato refere-se a perturbações determinísticas na entrada do jato

criadas através do uso de auto-faltantes (Crow e Champagne, 1971; Zaman e Hussain, 1980) ou atuadores flap (Zaman et al, 1994; Suzuki et al., 2000).

Além das aplicações mencionadas, o jato turbulento é um escoamento canônico simples bastante importante do ponto de vista físico. O estudo deste tipo de escoamento serve como modelo simplificado, fornecendo análises importantes para utilização em escoamentos complexos, comumente encontrados na prática.

A melhor compreensão da formação e evolução do escoamento permite o controle mais efetivo dos jatos para diferentes interesses industriais, bem como o refinamento de teorias e modelos já existentes, melhoria dos sistemas de engenharia e desenvolvimento de novos métodos e dispositivos para controle da turbulência motivaram a realização deste estudo. Embora, muitos estudos sobre este tema sejam encontrados na literatura, muitos restringem-se à comparação de comportamentos médios. Alguns apresentam as *estruturas coerentes* típicas a determinadas condições. No entanto, notou-se, dentre os trabalhos encontrados, certa carência no que diz respeito à compreensão das estruturas turbilhonares, da influência das condições iniciais e de diferentes tipos de perturbação sobre a formação e evolução de jatos.

O principal objetivo deste trabalho foi analisar fisicamente o escoamento de jatos circulares livres. Para atingir tal objetivo, simulações numéricas tridimensionais foram realizadas utilizando o método pseudo-espectral e análise da influência de diferentes tipos de perturbações de entrada sobre a formação e evolução das estruturas de vórtices.

2. EQUAÇÕES GOVERNANTES E METODOLOGIA NUMÉRICA

As equações de Navier-Stokes e da continuidade que modelam os escoamentos incompressíveis, com propriedades físicas unitárias, são apresentadas a seguir:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

Estas equações governantes podem ser escritas no espaço espectral:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_i = -ik_m P_{jm}(\vec{k}) \int_{\vec{p}+\vec{q}=\vec{k}} \hat{u}_j(\vec{p}) \hat{u}_j(\vec{q}) d\vec{p} \\ i\vec{k} \cdot \hat{\vec{u}} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

As equações de Navier-Stokes não dependem do conceito de pressão no espaço de Fourier, contrario ao que acontece no espaço físico. A resolução da integral de convolução não-linear, a qual faz parte da Equação (2) é inviável devido seu elevado custo computacional. Por isso os métodos denominados pseudo-espectrais têm sido muito utilizados. Estes métodos consistem em resolver o produto das velocidades no espaço físico, transformando-os em seguida para o espaço de Fourier, onde se efetua o cálculo das derivadas. Assim, o campo de velocidade transformado é calculado, com o qual efetua-se a transformada inversa e determina-se o campo de velocidade no espaço físico.

O código denominado SPECTRAL, desenvolvido pelos autores, emprega o método pseudo-espectral para resolver as equações de Navier-Stokes no espaço espectral, as quais podem ser reescritas da seguinte forma para as três direções do escoamento:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\hat{H}_{u_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{u}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} = -\hat{H}_{v_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{v} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} = -\hat{H}_{w_\pi} + \nu(-k_x^2 - k_y^2 - k_z^2) \hat{w}, \quad (5)$$

onde $\hat{u}$, $\hat{v}$ e $\hat{w}$ são os coeficientes de Fourier para as velocidades u , v e w , respectivamente; e $\hat{H}_{u_\pi}$, $\hat{H}_{v_\pi}$ e $\hat{H}_{w_\pi}$ representam os termos advectivos em cada equação projetada no plano π .

As equações (3), (4) e (5) avançam no tempo com os esquemas de Adams-Bashforth e Runge-Kutta, ambos de 3ª ordem. Após os dois passos de tempo iniciais com o esquema Runge Kutta de 3ª ordem (RK3), o avanço temporal avança empregando o esquema Adams Bashforth de 3ª ordem (AB3). A cada passo ou sub-passo de tempo as equações transformadas de Navier -Stokes são resolvidas.

A cada passo de tempo, apenas as condições de contorno periódicas são avaliadas pelo código SPECTRAL.

2.1. Condições Iniciais

As simulações do escoamento do jato foram realizadas a número de Reynolds igual a 1600, passo de tempo de 0,0025 s e 120³ modos de Fourier em um domínio cúbico de dimensões $8R \times 8R \times 8R$, onde R é o raio inicial, como mostrado na Fig. 1.

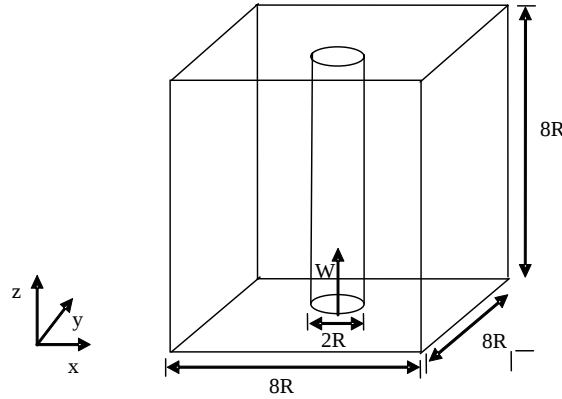


Figura 1. Esquema do domínio computacional

O perfil inicial de velocidade axial é o mesmo em todas as simulações:

$$w_0(r, \theta, z, 0) = \begin{cases} 1 & (r \leq R - \delta) \\ \frac{1}{2} \cdot \left[1 - \tanh\left(\frac{r - R}{2\delta}\right) \right] & (R - \delta < r < R + \delta), \\ 0 & (r \geq R + \delta) \end{cases} \quad (6)$$

onde r é dado por $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, com referência ao sistema de coordenadas cartesianas, R é o raio inicial do jato e δ é a metade da espessura da camada cisalhante, considerada igual a 2,5/16 m.

3. RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

3.1. Jato Natural

O “jato natural” é caracterizado pela imposição de uma perturbação do tipo ruído branco:

$$w(x, y, z, t) = w_0(x, y, z, 0) + \left(\frac{0,5 - a}{100,0} \right), \quad (7)$$

onde a é um número aleatório entre 0 e 1.

A Figura 2 apresenta a evolução temporal pelas isosuperfícies do critério Q no nível 0.01 s^{-2} .

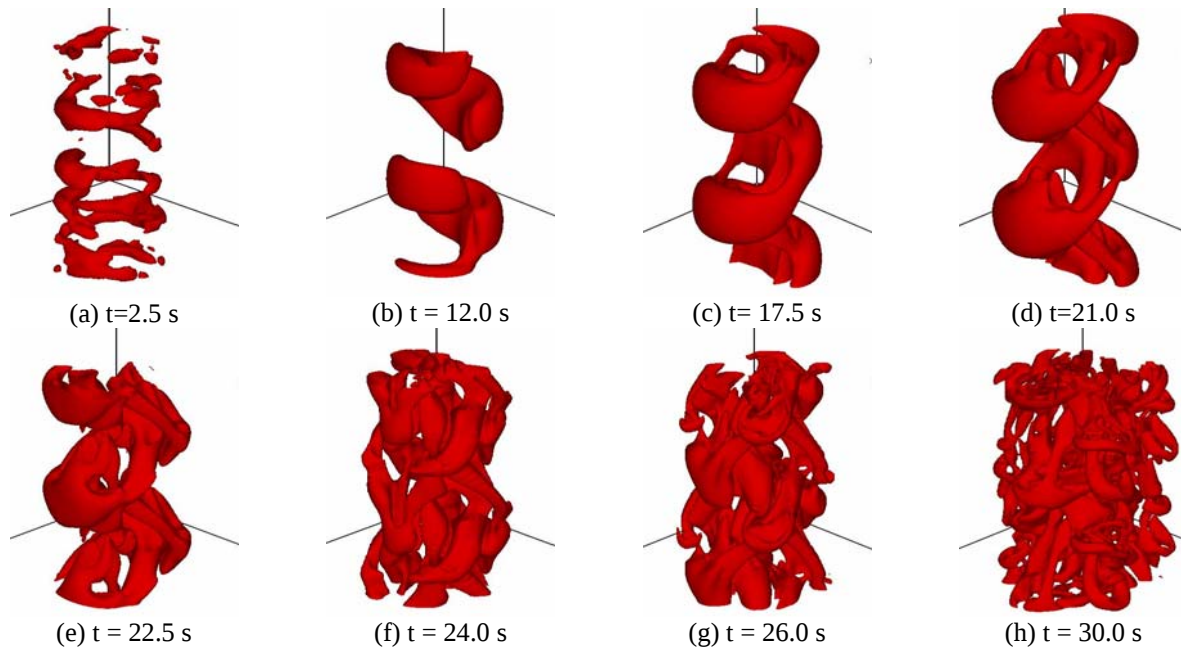


Figura 2. Evolução temporal pelo Critério Q (Isosuperfície nível = 0.01 s^{-2}): jato natural.

Na Fig 2 (a), observam-se os resquícios da perturbação aleatória imposta à velocidade axial w . Ao observar a Fig 2 (a), a qual representa a vorticidade no mesmo instante de tempo, percebe-se a presença da camada cisalhante inicial. Logo em seguida, na Fig. 2 (b) é possível verificar o surgimento das primeiras instabilidades. Na Fig 2 (c) e (d) podem-se verificar dois anéis consecutivos que se conectam formando uma estrutura de vórtice em zig-zag: o denominado emparelhamento alternado (“alternated pairing” Urbin e Metais, 1997). Estas estruturas continuam evoluindo nos instantes posteriores (Fig 2(c), (d) e (e)). Na Fig 2(e) é possível notar a presença de filamentos longitudinais, formados pelo estiramento dos vórtices. Estes filamentos interagem com as instabilidades anteriormente formadas, e maior interação entre as estruturas primárias e secundárias pode ser visualizada a partir de então. A partir do instante $t=26,0 \text{ s}$ (Fig. 2(f)) pode ser verificada a evolução de estruturas turbulentas tridimensionais e já não se pode observar qualquer comportamento determinístico.

Os vórtices em emparelhamento alternado, claramente evidenciados na Fig 2 (b), são estruturas típicas do jato natural, cujo mecanismo de formação foi explicado por Silva e Metais (2002). Segundo estes autores, estes “alternated pairing” estão fortemente ligados ao crescimento do modo sub-harmônico. Os anéis de vórtices toroidais primários que periodicamente deixam periodicamente o bocal de origem com uma distância L , são advectados a uma velocidade W_c e a uma frequência preferencial f_p que são relacionadas por $f_p = W_c/L$. A perturbação imposta gera diferentes frequências longitudinais associadas ao comprimento de onda $2L$ na direção do escoamento. Estas frequências

então induzem um deslocamento radial alternado dos anéis de vórtices para fora do eixo central do jato. Devido ao perfil de velocidade médio do jato, a lateral do anel que fica fora do eixo do jato é advectada a uma velocidade inferior a W_c , enquanto a lateral do anel que se encontra no eixo do jato, é advectada a uma velocidade maior que W_c (Fig. 5.8 c). Assim, a lateral do anel advectada com maior velocidade tende a se unir a lateral advectada com menor velocidade do anel posterior, gerando assim um emparelhamento localizado de dois anéis consecutivos (Fig. 2 (b) e (c)).

Naturalmente, a análise acima foi feita para o jato em desenvolvimento espacial, mas muitos mecanismos são válidos também para o jato em desenvolvimento temporal. De uma forma simples, pode-se conceber o jato temporal como um referencial lagrangiano acompanhando o jato em desenvolvimento espacial. A principal diferença é que no desenvolvimento temporal do jato, não há entradas ou saídas, e assim, analisa-se a evolução de perturbações iniciais em uma mesma região do espaço.

As Figuras 3 e 4 mostram a evolução temporal do módulo de vorticidade nos planos xz e xy, respectivamente.

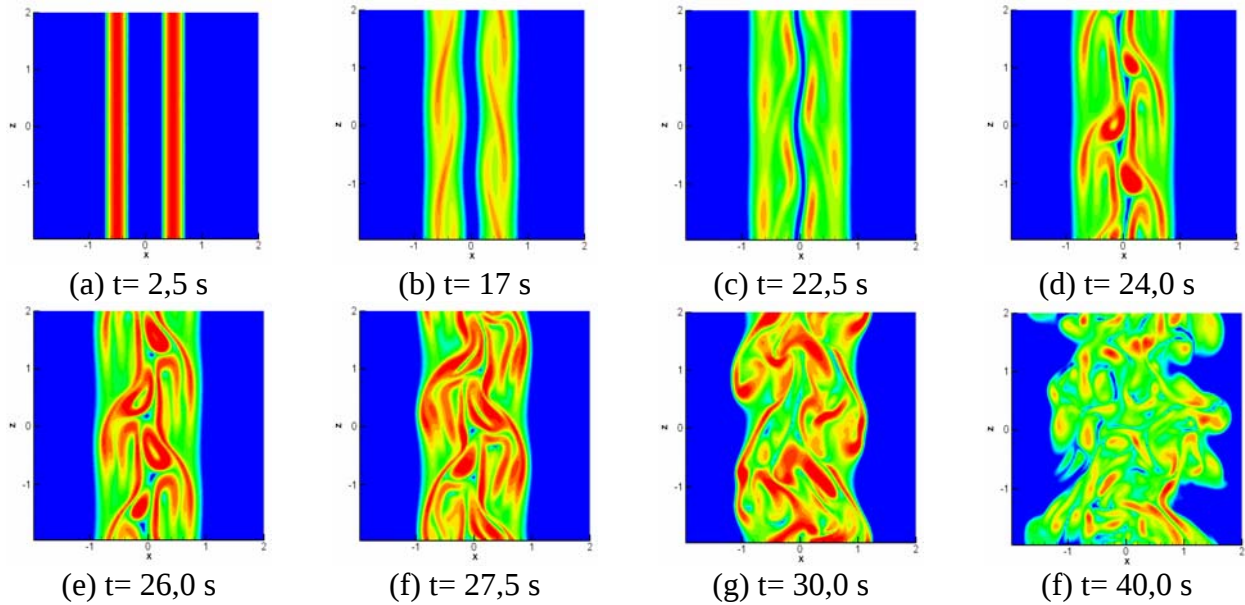


Figura 3. Módulo de Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ em evolução temporal no plano xz ($y=0$): jato natural.

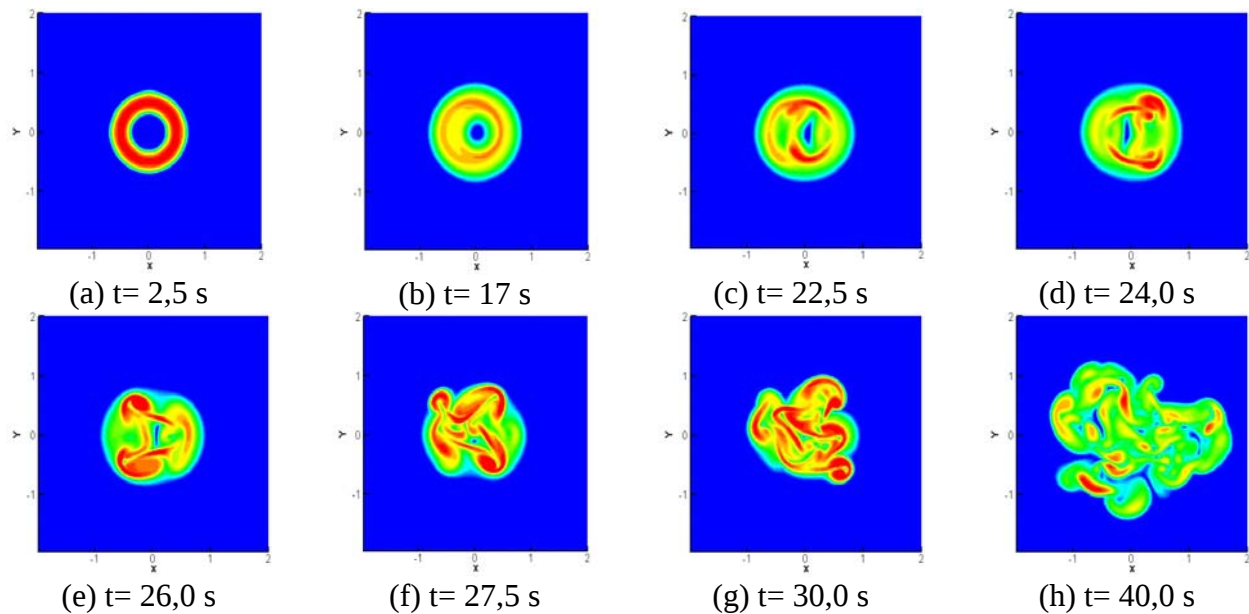


Figura 4. Módulo de Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ em evolução temporal no plano xy ($z=0$): jato natural.

A partir da Figura 3, observa-se que no tempo $t=2,5$ s o escoamento não apresenta qualquer instabilidade. Em $t=17,0$ s, as instabilidades de Kelvin-Helmholtz podem ser identificadas (Fig. 3(b) e Fig. 4(b)). Estas primeiras instabilidades desenvolvem nos instantes seguintes (Fig. 3 (c-d) e Fig 4 (c-d)), e começam a interagir entre si formando novos filamentos de vórtices, os quais podem ser observados nas Figs. 3 (d-e) e nas Figs. 4 (d-e). As Figuras 4 (e) e 4(f) mostram vórtices contra-rotativos no escoamento. A evolução do escoamento a partir de $t= 27.5$ s (Figs 3 (f) e 4 (f)) para $t= 40.0$ s (Figs 3 (h) e 4 (h)) é marcada pela maior interação entre as estruturas, com o aumento do grau de desordem e aumento da taxa de expansão do jato.

Os resultados obtidos através da simulação do jato natural foram comparados a dados experimentais obtidos via PIV para um jato com um número de Reynolds 1000 (Sakakibara, 2004). A Figura 5 mostra a estrita semelhança entre os resultados de visualização da isosuperfície de vorticidade e as medidas experimentais.

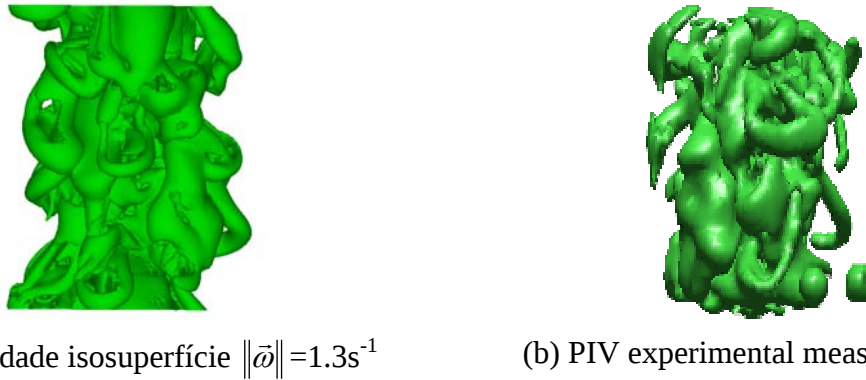


Figura 5. Visualizações de estruturas no jato natural: (a) presente trabalho, (b) Sakakibara, 2004.

3.2. Jato Bifurcado

O jato bifurcado é resultado das seguintes perturbações:

$$w(x, y, z) = w_0(x, y, z) + \left(\frac{0,5 - a}{100,0} \right) \cdot e^{\left[-2,0 \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad (8)$$

$$U_r = \left[0,01 \cdot \sin \left(2\pi \frac{z}{4,0} \right) + 0,02 \cdot \sin \left(2\pi \frac{z}{2,0} \right) + 0,03 \cdot \sin \left(2\pi \frac{z}{1,0} \right) \right] \cdot \text{signal}(\cos \theta) \quad (9)$$

Os componentes de velocidade radial são:

$$u = U_r \cos \theta \cdot e^{\left[-2,0 \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad (10)$$

$$v = U_r \sin \theta \cdot e^{\left[-2,0 \left(\frac{r-R}{2\delta} \right)^2 \right]} \quad (11)$$

A Figura 6 apresenta a evolução temporal do jato bifurcado através de isosuperfícies pelo critério Q. Os anéis de vórtices primários mostrados em $t=5.0$ s são dobrados em seu meio ao longo do eixo perpendicular ao plano de bifurcação. Além disso, fortes vórtices na direção do escoamento são vistos surgir do topo da deformação azimuthal. Aparentemente a força imposta aos anéis e os vórtices longitudinais associados conduzem a uma rápida tridimensionalização das estruturas primárias e, portanto, ocorre a transição à turbulência. Além disso, os anéis de vórtices primários são deformados pela excitação imposta no plano transversal, e as duas partes do anel tendem a ser

transportadas em direções opostas. Isto explica o aumento significativo da taxa de espalhamento ao longo de uma direção transversal.

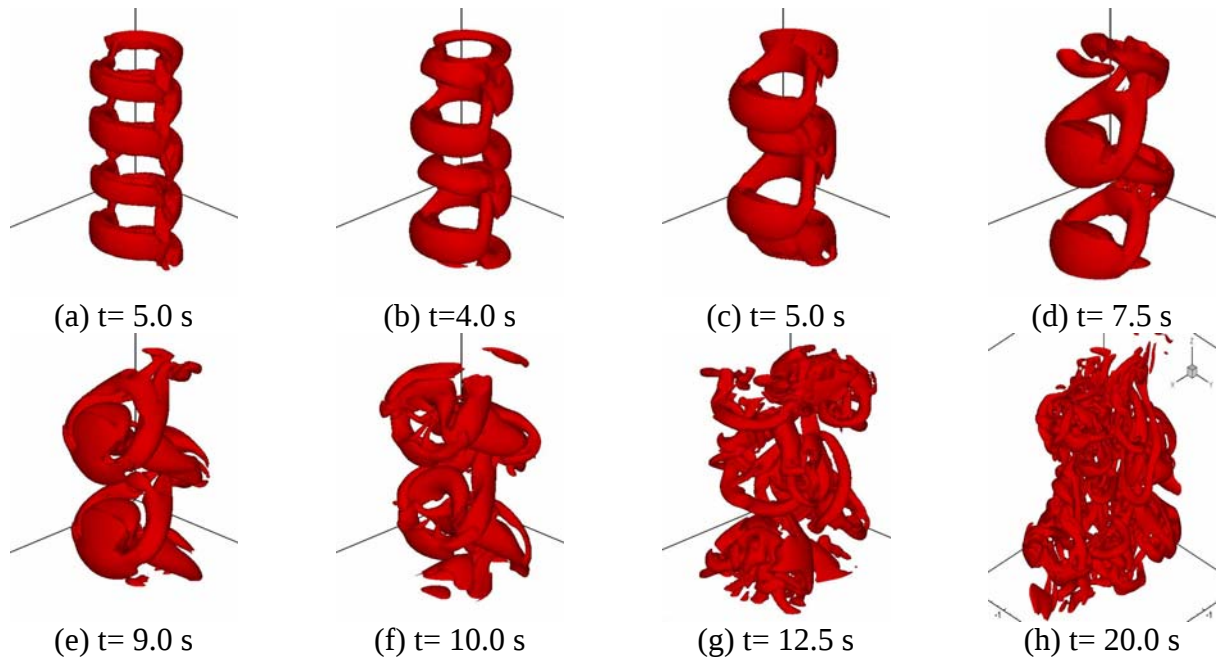


Figure 6. Evolução temporal pelo Critério Q (Isosuperfície nível 0.1 s^{-2}): jato bifurcado.

As Figuras 7 e 8 mostram a evolução temporal do módulo de vorticidade nos planos xz e xy, respectivamente. É possível permitir verificar a rápida tridimensionalização do escoamento, bem como o grande espalhamento na direção transversal x, o qual pode ser observado principalmente através da Fig 8 (i). A expansão preferencial do jato na direção transversal x é consequência da multiplicação do sinal do $\cos \theta$ à perturbação radial, o qual promove a alternância do deslocamento das estruturas iniciais em direções opostas (bifurcação do jato).

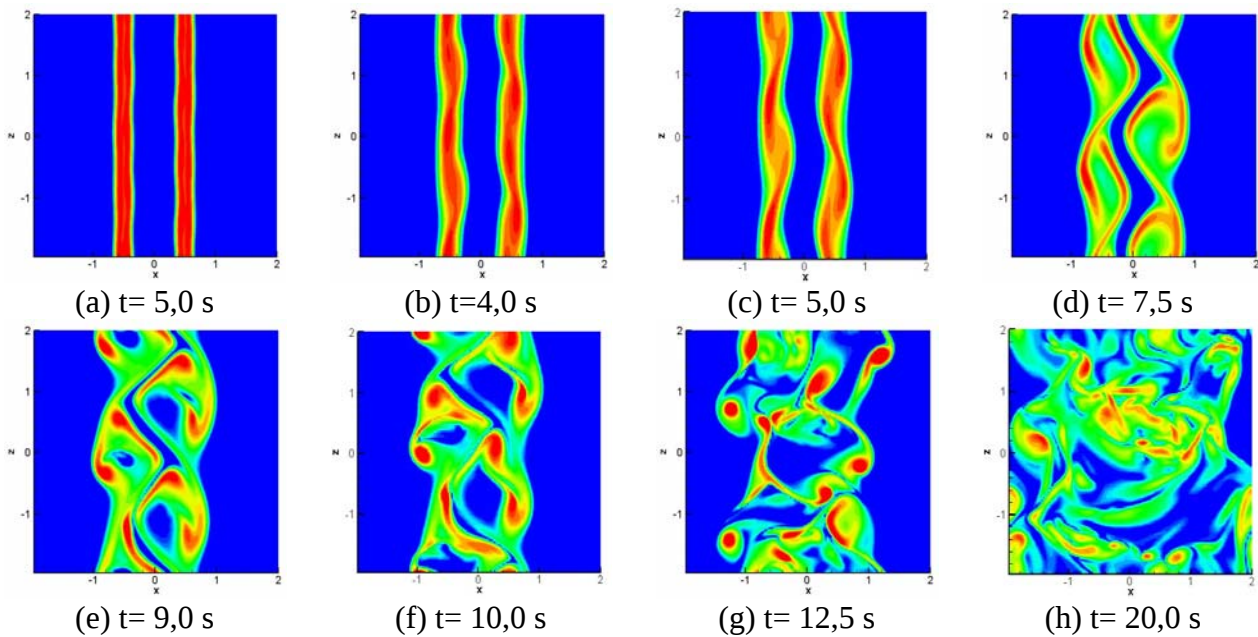


Figura 7. Evolução temporal da Vorticidade $\|\vec{\omega}\|$ no plano xz ($y=0$): jato bifurcado.

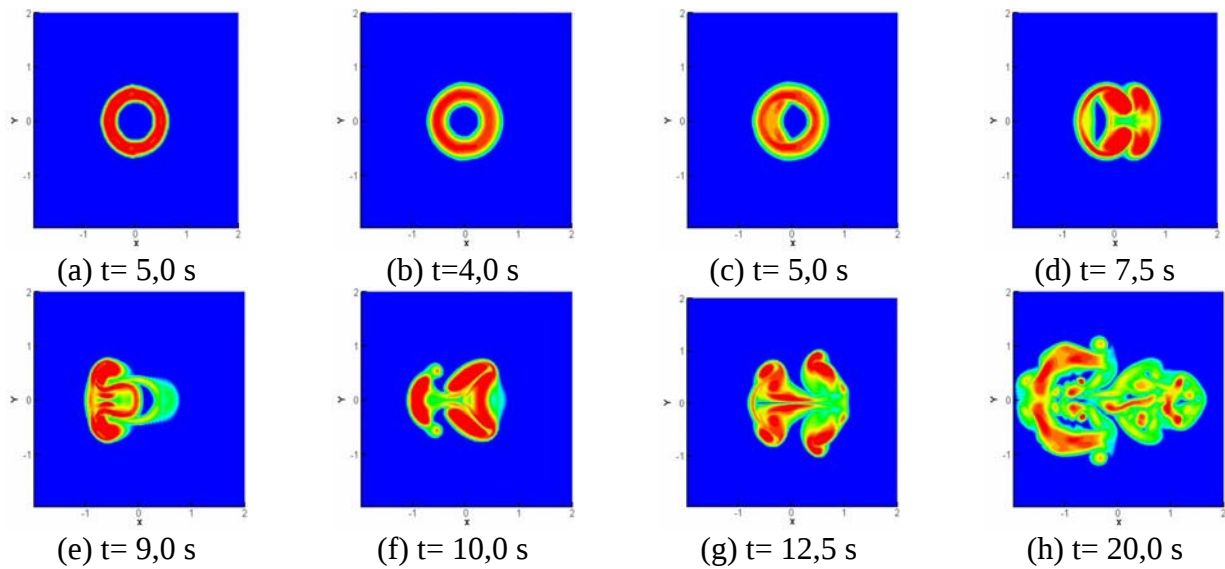


Figura 8. Evolução temporal $\|\vec{\omega}\|$ no plano xy ($z=0$): jato bifurcado.

3.3. Comparação entre os Jatos Natural e Bifurcado

A Figura 9 permite comparar a evolução dos jatos natural e bifurcado estudados no presente trabalho. É possível notar que a transição à turbulência é realmente mais rápida no jato bifurcado, como já comentado. No jato bifurcado, os anéis formam-se mais rapidamente e se expandem mais na direção transversal x . A expansão do jato bifurcado na direção x é considerável no instante $t=20,0$ s, enquanto o jato natural apresenta uma expansão bem menos expressiva, mesmo em $t=30,0$ s. Esta comparação sugere a possibilidade de controle do jato em desenvolvimento espacial através da imposição de diferentes tipos de perturbação nas condições iniciais.

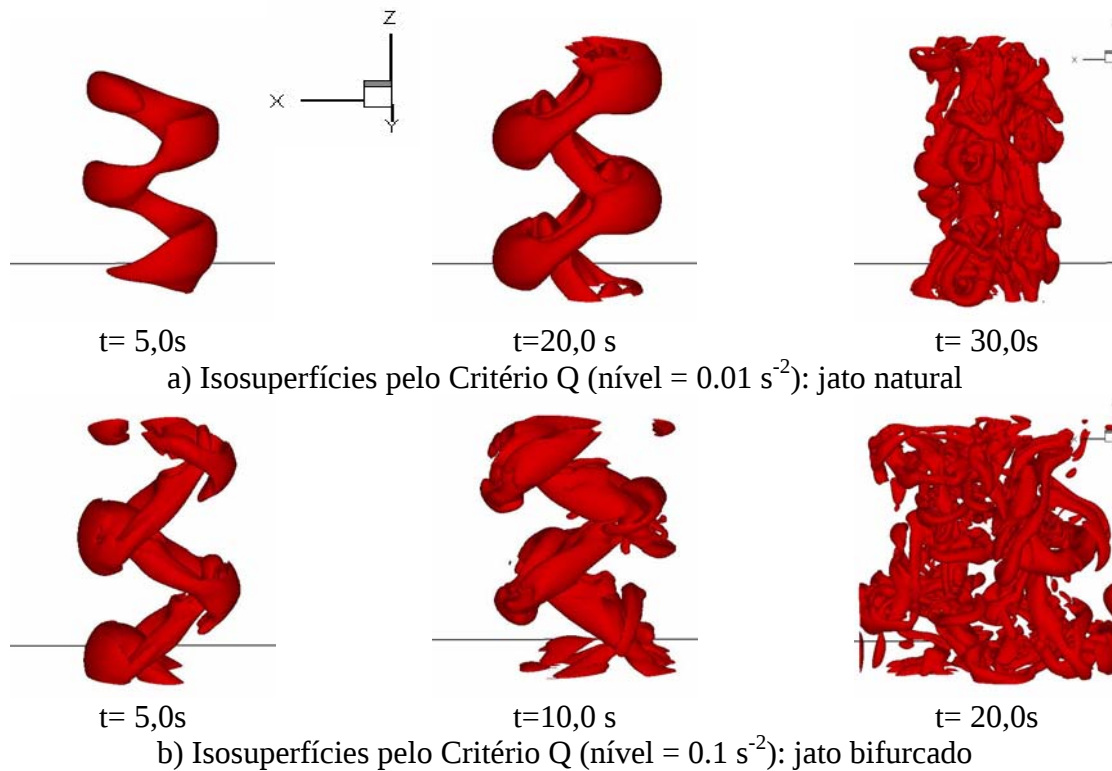


Figura 9. Comparação da evolução temporal de Isosuperfícies pelo Critério Q para Jatos Natural e Bifurcado

O espectro de energia cinética turbulenta para os jatos natural e bifurcado são mostrados em diferentes instantes de tempo na Fig. 10.

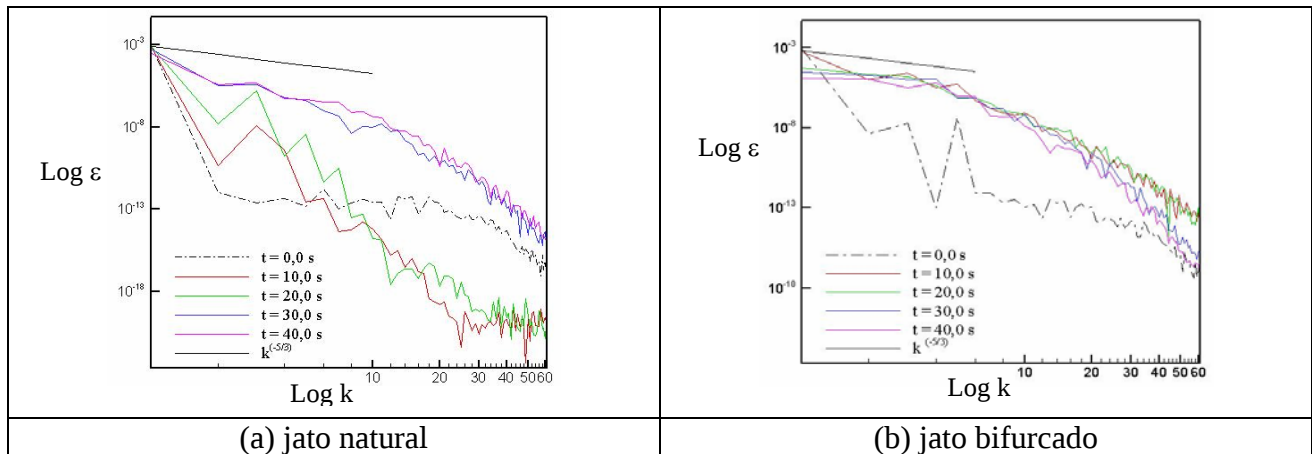


Figura 10. Espectro de Energia Cinética Turbulenta para os Jatos Natural e Bifurcado.

Observa-se que o espectro de energia para o jato natural na faixa $\log(k)=3$ a $\log(k)=10$ aproxima-se da inclinação $-5/3$ à medida que o tempo evolui. Entretanto, o escoamento turbulento completamente desenvolvido não foi atingido na faixa de tempo estudada. À partir do $\log(k)=10$, o decaimento da energia cinética turbulenta pode ser identificado, o qual é esperado para o jato livre em desenvolvimento temporal. Para o jato bifurcado identifica-se a proximidade da região inercial da inclinação $-5/3$ na faixa $\log k=3$ a $\log k=5$. À partir do $\log k=5$, o decaimento da energia inicia-se.

4. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq pelo apoio financeiro para realização do trabalho.

5. REFERÊNCIAS

- Crow, S.C. and Champagne, F.H., 1971, "Orderly structure in jet turbulence", *Journal Fluid Mechanics*, 48, 547.
- Silva, C.B. and Métais, O., 2002. "Vortex control of bifurcating jets: A numerical study." *Physics of Fluids*, 2002, Vol. 14, n. 11, pp. 3798-3818.
- Suzuki, H., Kasagi, N, and Suzuki, Y., 2000. "Active control of an axisymmetric jet with an intelligent nozzle", 1st Symposium on Turbulent Shear Flow Phenomena.
- Zaman, K.B.M.Q. and Hussain, A.K.M.F., 1980, "Vortex pairing in circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response", *Journal of Fluid Mechanics* 101, 449.
- Zaman, K.B.M.Q., Reeder, M.F. and Samimy, M., 1994, "Control of an axisymmetric jet using vortex actuators", *Physics Fluids* 6, 778.

5. DIREITOS AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo material incluso neste artigo.

NUMERICAL SIMULATION OF THE TURBULENT TRANSITION IN FREE ROUND JETS

Ana Marta de Souza

School of Mechanical Engineering - Federal University of Uberlandia – Av. João Naves de Ávila, 2160 – Uberlândia – Brasil.
amsouza@mecanica.ufu.br

Francisco José de Souza

Embraer Empresa Brasileira de Aeronáutica S.A. – São José dos Campos - Brasil.

Aristeu da Silveira Neto

School of Mechanical Engineering - Federal University of Uberlandia – Av. João Naves de Ávila, 2160 – Uberlândia – Brasil.
aristeus@mecanica.ufu.br

Abstract: *The interest in jet flows is justified by their remarkable technological importance in industrial applications, aircraft propulsion systems and noise generation processes. In all these applications, jet control is the key for the optimization of processes or even the solution of specific problems. The present work consists in the physical analysis of free round jets by means of three-dimensional simulations. Besides this goal, analyses of the influence of different types of perturbations on the formation and evolution of turbulent structures are sought. From the point of view of physical analysis, successful results were obtained by using the code SPECTRAL, with which Direct Numerical Simulations were run using a pseudo-spectral method. The results of these simulations allowed to evidence structures and phenomena typical of the flows investigated, as well as to better understand the respective generation mechanisms. The possibility of controlling the jet through the imposition of different perturbations to the initial conditions could also be confirmed. The proximity of the inertial region to the inclination of $-5/3$ and the decay region were verified in the energy spectra.*

Keywords: *free round jets, numerical simulation, turbulent transition, pseudo-spectral method.*