

presente, também modela a transferência de energia entre as bandas de frequências. No espectro também é mostrada uma reta com inclinação de referência. Observa-se o acúmulo de energia na banda de altos números de onda por falta de uma transferência adequada de energia. Percebe-se, para $t = 2$ e $10[s]$, que o espectro de energia é fisicamente inconsistente, apresentando níveis de energia nos altos números de onda, pequenas estruturas, superiores ao nível de energia contida nas grandes estruturas, ou seja, menores números de onda. Isso é consequência do acúmulo indevido de energia nas altas frequências, por falta da modelagem submalha.

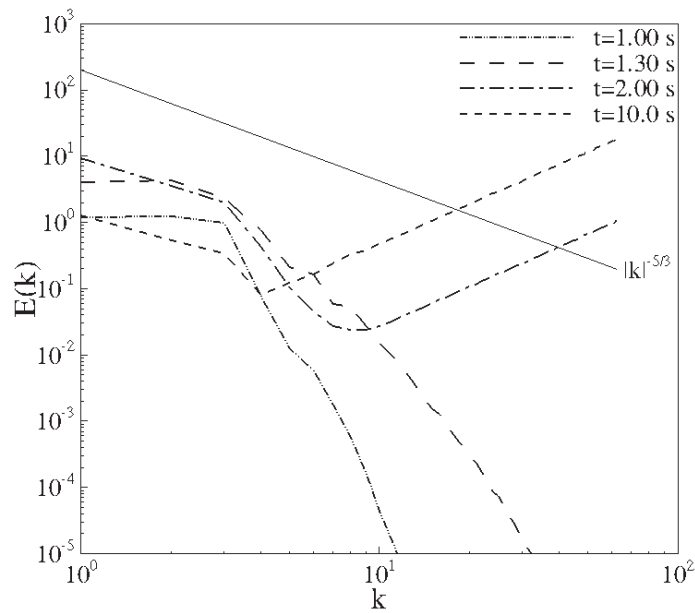


Figura 4.20: Evolução temporal do espectro de energia cinética turbulenta sem modelagem da turbulência.

Verificado que a ausência da modelagem submalha da turbulência promove resultados fisicamente inconsistentes, daqui em diante busca-se mostrar que o uso correto da modelagem de turbulência implica resultados fisicamente consistentes.

Os resultados da Fig. 4.21 mostram o comportamento da metodologia com a alteração do número de pontos de colocação tendo sido usados 32^3 , 64^3 e 128^3 . A modelagem submalha dinâmica foi utilizada para todas as simulações, partindo dos campos iniciais de velocidade. O escoamento é forçado através de uma força de corpo dada pela Eq. 4.16 e com os parâmetros dados na Tab. 4.1. A simulação continua até que seja atingido o regime estatisticamente estabelecido ($t = 6[s]$). As Fig. 4.21(a), (b) e (c) mostram o módulo da

vorticidade para malhas de 32^3 , 64^3 e 128^3 respectivamente. Nota-se que, com 32^3 pontos de colocação as estruturas turbilhonares formadas apresentam os traços topológicos da baixa resolução. No entanto, o espectro de energia está relativamente bem calculado, graças à combinação da alta acurácia e da modelagem dinâmica submalha utilizada. À medida que se aumenta o número de pontos de colocação, estruturas menores são capturadas e a quantidade de estruturas capturadas aumenta consideravelmente. Ressalta-se ainda que a riqueza de estruturas capturadas com 128^3 pontos em relação às demais é notável.

A Fig. 4.21 (d) mostra os espectros de energia cinética turbulenta para os três padrões de refinamento. Para 32^3 pontos de colocação houve um pequeno acúmulo de energia em todo o espectro, esse acúmulo pode ser explicado pela análise da Eq. 4.21. De fato quanto menor o número de onda de corte k_c , menor é o termo $\int_0^{k_c} (2\nu k^2) E_k(\vec{k}) d\vec{k}$ que representa a quantidade total de energia cinética turbulenta dissipada pelos efeitos viscosos. Por outro lado, com o decréscimo de k_c , maior se torna a participação do termo $\int_{k_c}^{\infty} (2\nu k^2) E_k(\vec{k}) d\vec{k}$ que representa a dissipação de energia cinética turbulenta pelos “efeitos turbulentos”. Este último termo modela, pelo conceito de viscosidade turbulenta, os efeitos físicos não lineares que não são calculados diretamente pela simulação. Quanto menor o k_c , menos se resolve, mais se modela! É natural que o erro promovido pela modelagem submalha cresça à medida que se utiliza malhas mais grosseiras. Para 64^3 e 128^3 pontos houve um decaimento no nível de energia, e os espectros ficaram mais próximos entre si. À medida que se refina a malha, uma maior proximidade com a lei de $-5/3$ é obtida. Em virtude desse comportamento para todas as simulações posteriores será adotada uma malha com 128^3 pontos de colocação.

A Fig. 4.22 ilustra a evolução temporal do espectro de energia cinética turbulenta com modelagem sub-malha dinâmica de Smagorinsky (GERMANO; PIOMELLI; MOIN, 1991). Partindo-se de um campo de velocidade aleatória, restrita a uma faixa de números de onda do espectro, uma quantidade de energia é injetada via termo forçante, a qual é transmitida a todos os números de onda do espectro, pelo processo não linear pela cascata de energia, até que se alcance as escalas de corte do filtro de malha. Todas as simulações foram realizadas até que o escoamento alcançasse o equilíbrio entre energia injetada e energia dissipada (regime estatisticamente estacionário). A Fig. 4.22 apresenta a evolução temporal do espectro de energia cinética turbulenta. Utilizam-se escalas $\log(E_k(\vec{k}))$ e $\log(\vec{k})$ e também se mostra

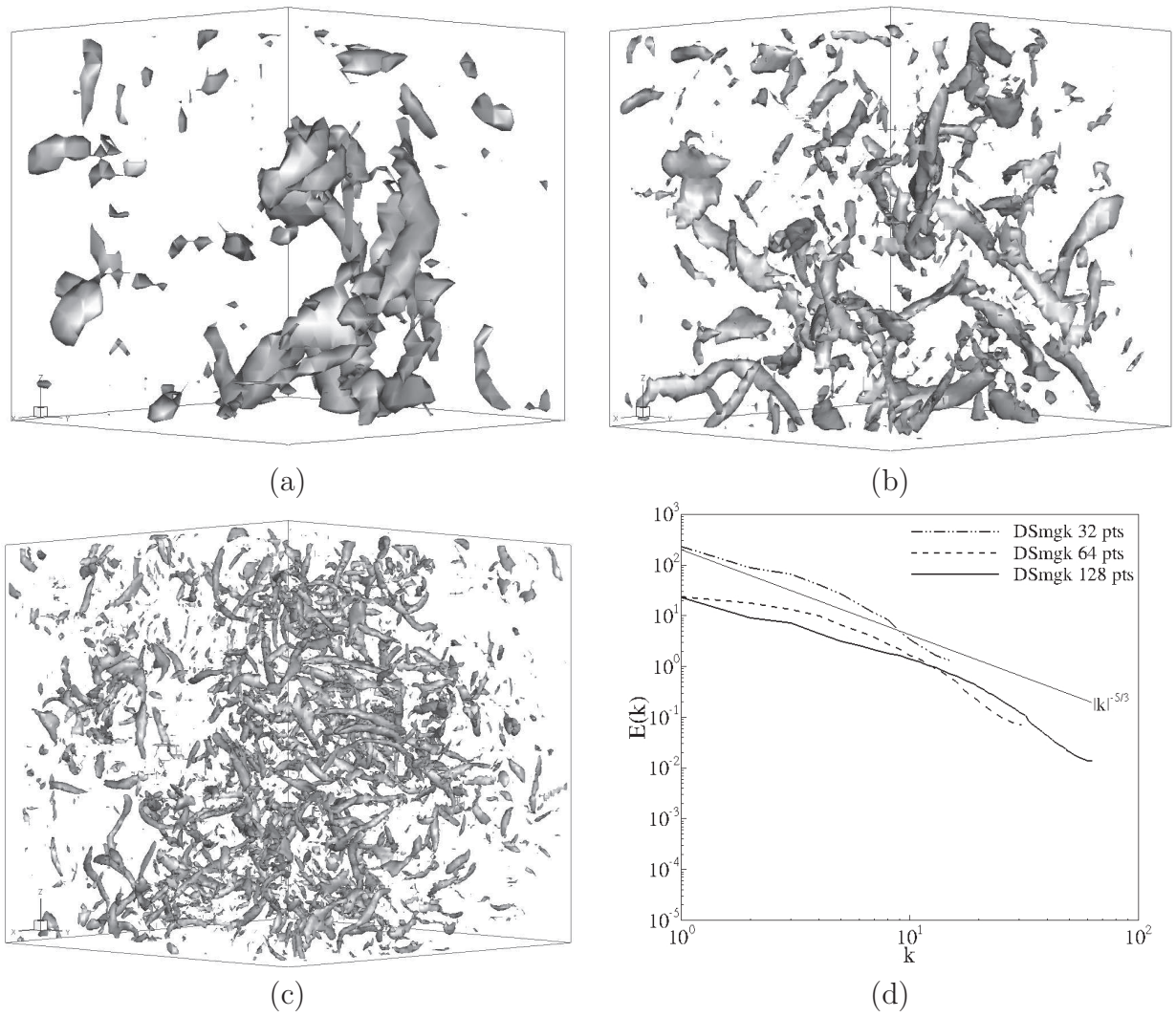


Figura 4.21: Influência do número de pontos de colocação usando a modelagem dinâmica de Smagorinsky; módulo de vorticidade usando: (a) 32^3 ($k_c = 16$), (b) 64^3 ($k_c = 32$) e (c) 128^3 ($k_c = 64$) pontos de colocação; (d) espectro de energia cinética turbulenta.

uma reta com inclinação de $-5/3$ como referência. Nota-se uma boa concordância com a lei de Kolmogorov para os tempos superiores a $5[s]$ e que o mesmo permanece estacionário após este tempo. Antes disso o espectro passa pela fase de estabelecimento. Isso é típico do equilíbrio entre a energia injetada e a energia transferida e dissipada. O número de onda de corte é $k_c = 64 [1/m]$. Assim, a hipótese de equilíbrio foi verificada.

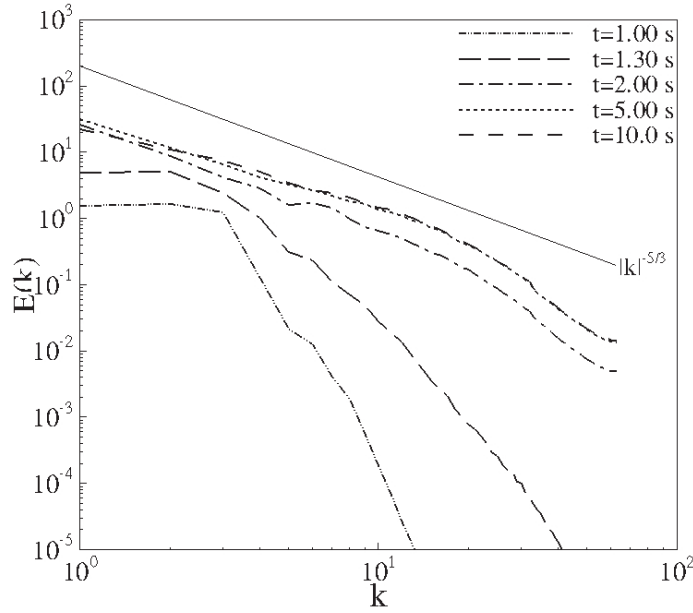


Figura 4.22: Evolução temporal do espectro de energia cinética turbulenta usando a modelagem dinâmica da turbulência.

Na Fig. 4.23 foram traçados os isovalores dos módulos de vorticidade em diferentes instantes de tempo. Desde o instante inicial o escoamento apresenta grandes estruturas turbilhonares, as quais, com o desenvolver da simulação são multiplicadas por um processo de amplificação não linear de perturbações, gerando estruturas menores. O escoamento alcança o estado de turbulência quando o espectro permanece estacionário. Em todos os tempos pode-se notar a presença de estruturas coerentes da turbulência.

A Fig. 4.24 ilustra uma comparação qualitativa do módulo de vorticidade entre o presente trabalho, e Lesieur, Métais e Comte (2005). Nota-se a semelhança entre as estruturas em forma de filamentos nos dois trabalhos, mas no presente trabalho há uma grande quantidade de estruturas menores. Isso pode ser explicado, pela possível diferença entre os números de Reynolds do presente trabalho e o da referência, ou até mesmo devido ao isovalor do módulo da vorticidade escolhido. Este valor foi escolhido de forma a se obter a melhor

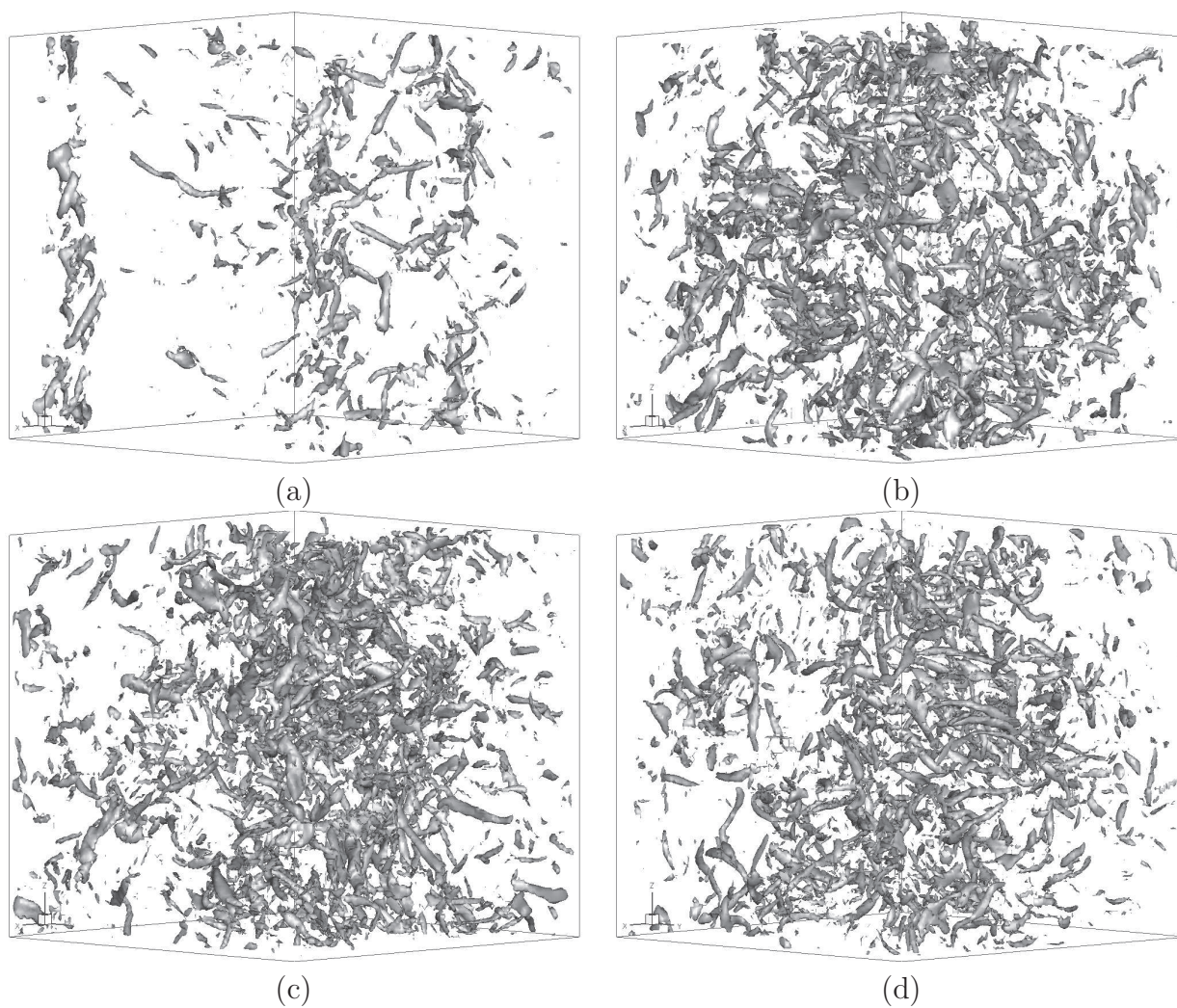


Figura 4.23: Evolução temporal do módulo de vorticidade; simulação realizada utilizando *LES* com modelagem dinâmica de Smagorinsky: (a) $t=2s$, (b) $t=4s$, (c) $t=6s$, e (d) $t=10s$.

visualização das estruturas. Este critério foi adotado nos dois trabalhos.

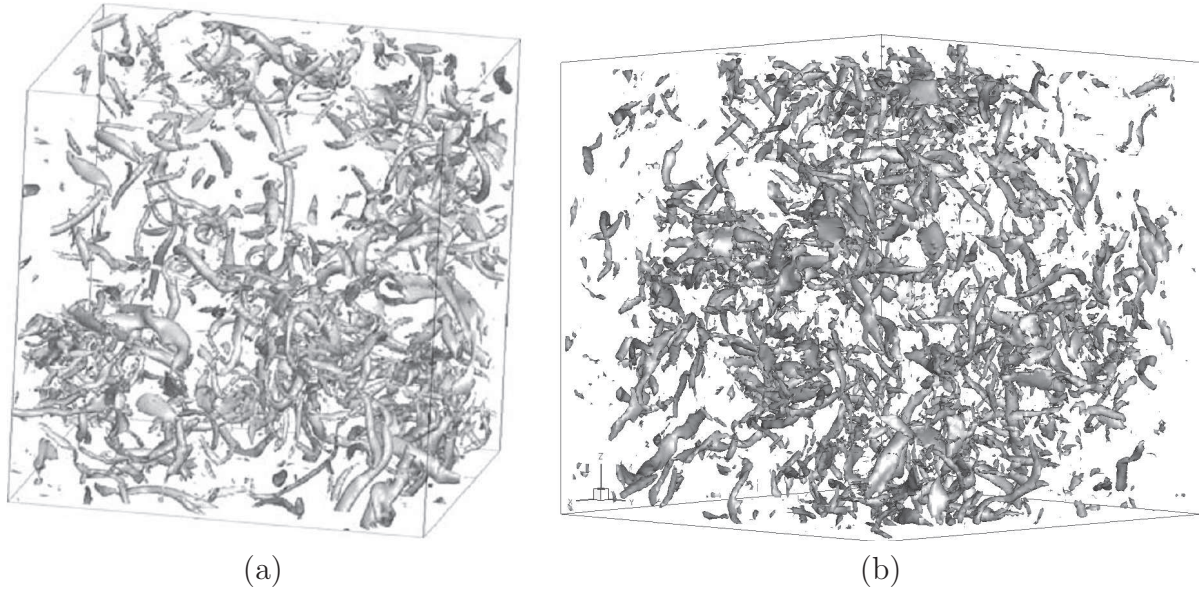


Figura 4.24: Módulo de vorticidade simulado para turbulência homogênea e isotrópica: a) Lesieur, Métais e Comte (2005), b) presente trabalho.

A Fig. 4.25(d) ilustra os espectros de energia cinética turbulenta e Fig. 4.25(a), (b) e (c) mostram as visualizações dos módulos de vorticidade, proveniente de simulações em regime estatisticamente estabelecido. A modelagem sub-malha de Smagorinsky foi utilizada e diferentes valores da sua constante C_s foram testados. Estas simulações foram realizadas tendo em vista o ajuste da constante do modelo. Com $C_s = 0,10$ a modelagem não conseguiu transferir toda a energia necessária para as escalas sub-malha da turbulência e nota-se um acúmulo de energia nas altas frequências do espectro. Na visualização da Fig. 4.25 (a) percebe-se uma grande quantidade de estruturas turbilhonares, sendo que as de alta frequência não representam a natureza física do problema, como pode ser comprovado pelo espectro de energia. Usando $C_s = 0,30$, tem-se uma transferência excessiva de energia, sendo que o espectro não chega à inclinação de $-5/3$, exceto para uma banda de frequências muito restrita de pequenos números de onda. Neste caso Fig. 4.25 (c) mostra que quase todas as frequências foram amortecidas excessivamente. Já a constante de $0,18$, valor calculado analiticamente por Lilly (1992), obteve-se uma boa aproximação da inclinação $-5/3$ em grande parte do espectro. Mais simulações deveriam ter sido feitas, porém como $C_s = 0,18$, valor também deduzindo analiticamente por Lilly (1992) obteve-se um resultado satisfatório.

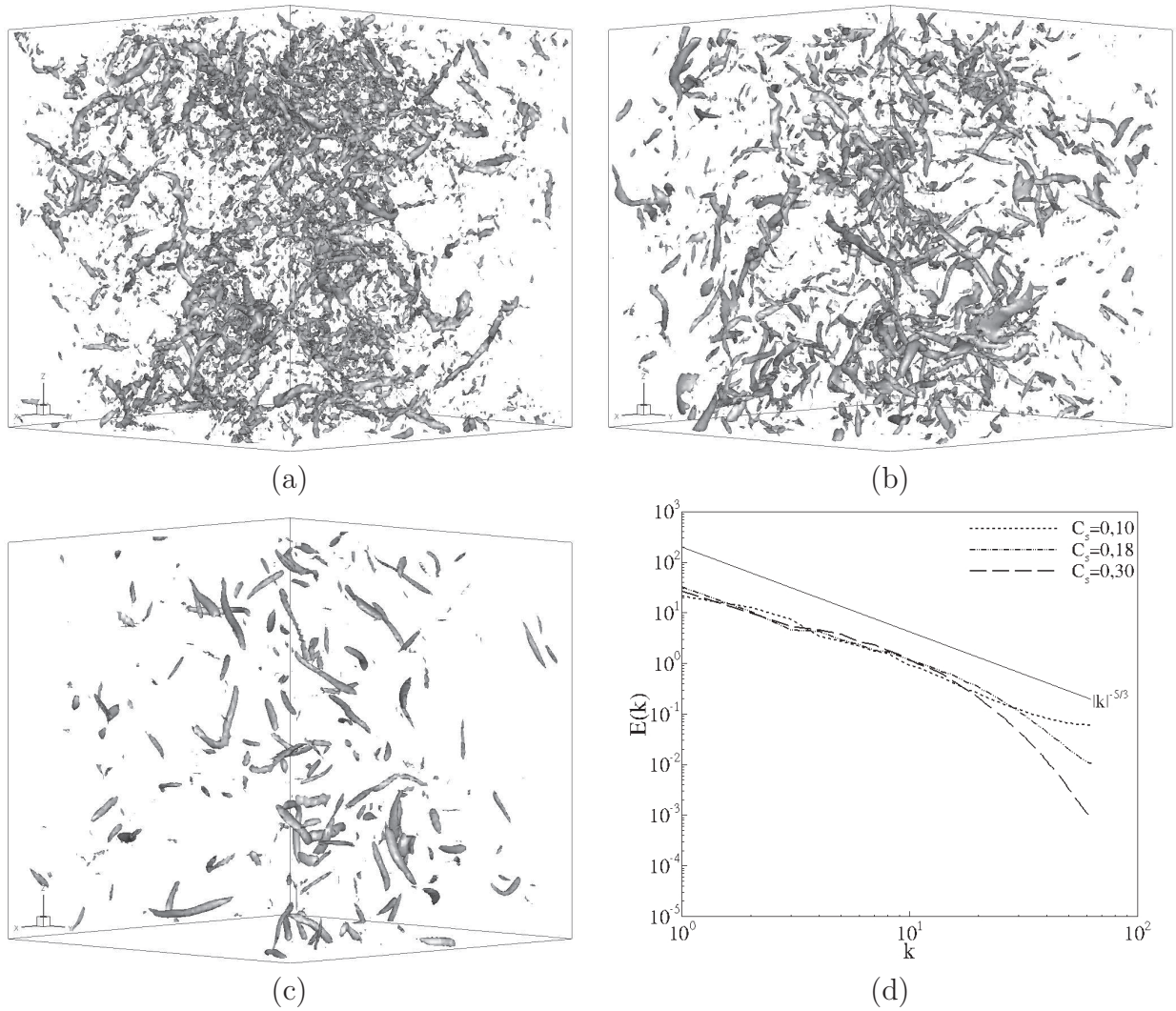


Figura 4.25: Influência da constante de Smagorinsky. Módulo de vorticidade em regime estatisticamente estabelecido utilizando a modelagem de Smagorinsky com a constante igual a: (a) $C_s = 0,1$, (b) $C_s = 0,18$ e (c) $C_s = 0,3$. (d) Espectro de energia cinética turbulenta dos campos de velocidade apresentados nos itens (a), (b) e (c).

O objetivo destas simulações e da presente seção é mostrar a importância da modelagem da turbulência e do ajuste do valor da constante de Smagorinsky. Um novo valor dessa constante, em regime estatisticamente estabelecido pode ser determinado dividindo a Eq. 3.18 pela Eq. 3.20 e tomando a média espacial ($\langle \rangle$) de $C_{sd}(\vec{x}, t)$ obtendo-se:

$$C_s(t) = \sqrt{\langle C_{sd}(\vec{x}, t) \rangle}. \quad (4.23)$$

Na verdade o valor de $C_s(t)$ foi calculado várias vezes, em diferentes instantes de tempo, com escoamento já estabelecido e o que verifica-se é a convergência para o valor de 0,12. Utilizando a Eq. 4.23 e as simulações com modelagem dinâmica o valor determinado é $C_s = 0.12$. As Figs. 4.26 (a) e (b) ilustram o módulo de vorticidade em regime estatisticamente estabelecido utilizando a modelagem de Smagorinsky com $C_s = 0,12$ e a modelagem dinâmica de Smagorinsky. Nota-se uma maior quantidade de estruturas usando a modelagem de Smagorinsky. As estruturas turbulentas obtidas com modelagem de Smagorinsky são, aparentemente, mais ruidosas que aquelas obtidas com a modelagem dinâmica, as quais são mais coerentes. Pode-se notar uma grande quantidade de estruturas características da turbulência.

As Figs. 4.26 (c) e (d) apresentam os espectros de energia cinética turbulenta utilizando a modelagem de Smagorinsky e dinâmica de Smagorinsky. O espectro obtido com a modelagem de Smagorinsky, se aproximou muito bem da lei de Kolmogorov, porém, devido às instabilidades numéricas encontradas na Fig. 4.26 (a) o modelo dinâmico se apresenta ainda como a melhor opção. O ajuste da constante proposto acima serve como uma forma de otimizar a escolha da constante, quando se deseja usar a modelagem de Smagorinsky para um dado código numérico.

Após realizados vários testes de validação e verificação no algoritmo agora resta a simulação do jato em desenvolvimento espacial que será apresentado no próximo tópico.

4.3 Jatos

Os escoamentos do tipo jatos é ainda hoje um dos problemas mais desafiadores para os pesquisadores, tanto experimentalistas quanto numericistas. Mesmo com o grande número de

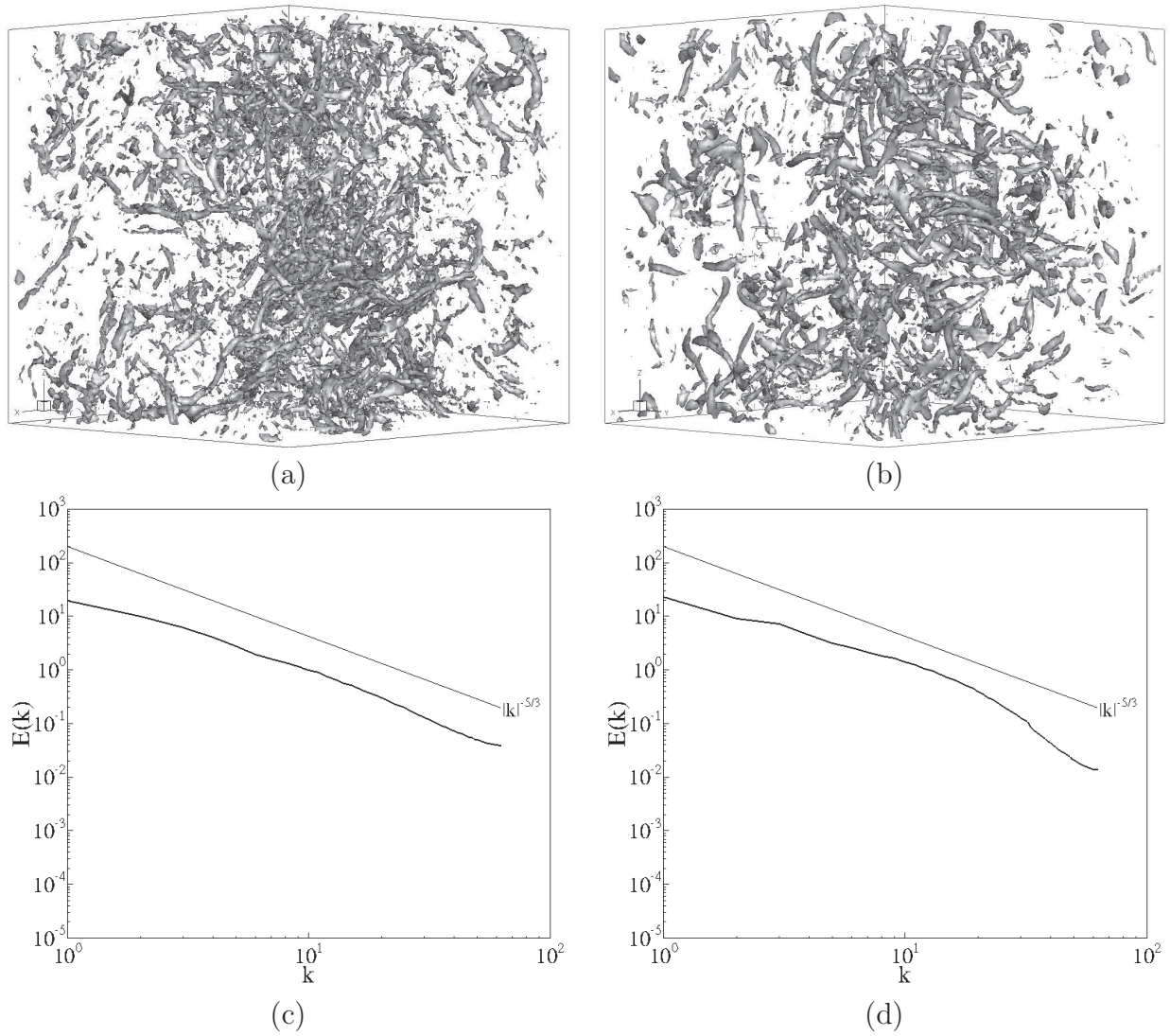


Figura 4.26: Comparação entre a modelagem de Smagorinsky usando $C_s = 0,12$ e a modelagem dinâmica de Smagorinsky. Módulo de vorticidade: (a) modelagem de Smagorinsky (b) modelagem dinâmica de Smagorinsky. Espectro de energia cinética turbulenta: (c) modelagem de Smagorinsky (d) modelagem dinâmica de Smagorinsky.

trabalhos já realizados e publicados envolvendo jatos, ainda existem pontos que necessitam de uma maior compreensão. Por exemplo, a influência da amplitude de flutuação de velocidade na entrada do jato, o comportamento dos momentos de alta ordem, a influência do bocal sobre o escoamento entre outros, ainda hoje não estão bem fechados mesmo em estudos experimentais.

Poucos trabalhos que envolvem jatos com número de Reynolds baixos a moderados ($Re < 10^4$) foram publicados. Para experimentalistas é difícil realizar medidas nesse tipo de escoamento, uma vez que as velocidades envolvidas são baixas e necessitam de uma alta sensibilidade e acurácia nas medidas. Como alternativa a essa dificuldade, as pesquisas envolvendo métodos numéricos buscam, cada vez mais, por métodos de alta taxa de convergência e principalmente alta acurácia.

Neste panorama geral, o presente trabalho apresenta como principal contribuição a simulação de jatos em desenvolvimento espacial de forma totalmente espectral, utilizando a metodologia IMERSPEC. Com essa metodologia é possível aliar alta taxa de convergência e a alta acurácia, e ainda, aponta para a possibilidade de se ter baixo custo computacional quando comparado a outros métodos convencionais também de alta taxa de convergência e alta acurácia.

É notório o fato que os escoamentos tipo jatos espaciais não são periódicos em todas as direções. A fim de aplicar a metodologia IMERSPEC para simulação e análise desse problema, propõe-se utilizar, no presente trabalho, a periodização do escoamento.

A metodologia IMERSPEC necessita utilizar condições de contorno periódicas nas três direções coordenadas em virtude de se ter como a base a metodologia pseudoespectral de Fourier. Na Fig. 4.27 mostra-se o domínio físico Ω_{PhD} , linha cheia, o qual está imerso em um domínio periódico Ω_{PeD} , representado pela linha tracejada. O domínio físico, não periódico, é delimitado por uma fronteira Γ_{PhD} (linha cheia) e o domínio com condições de contorno periódicas é delimitado pela fronteira Γ_{PeD} (linhas tracejadas). A fronteira interna Γ_{PhD} é caracterizada fisicamente por condições de contorno específicas, tais como, velocidade imposta na entrada e nas laterais do domínio Ω_{PhD} . Na saída e nas laterais, Γ_{PeD} e Γ_{PhD} são coincidentes. Portanto, a condição de periodicidade é imposta naturalmente. Devido à condição de contorno periódica imposta saída, dois artifícios numéricos são utilizados para

modelar o escoamento para a entrada do domínio Ω_{PhD} . Um deles é uma zona de amortecimento, representada pela região BZ da Fig. 4.27 e o outro é denominado zona de forçagem, apresentada pela região FZ da Fig. 4.27

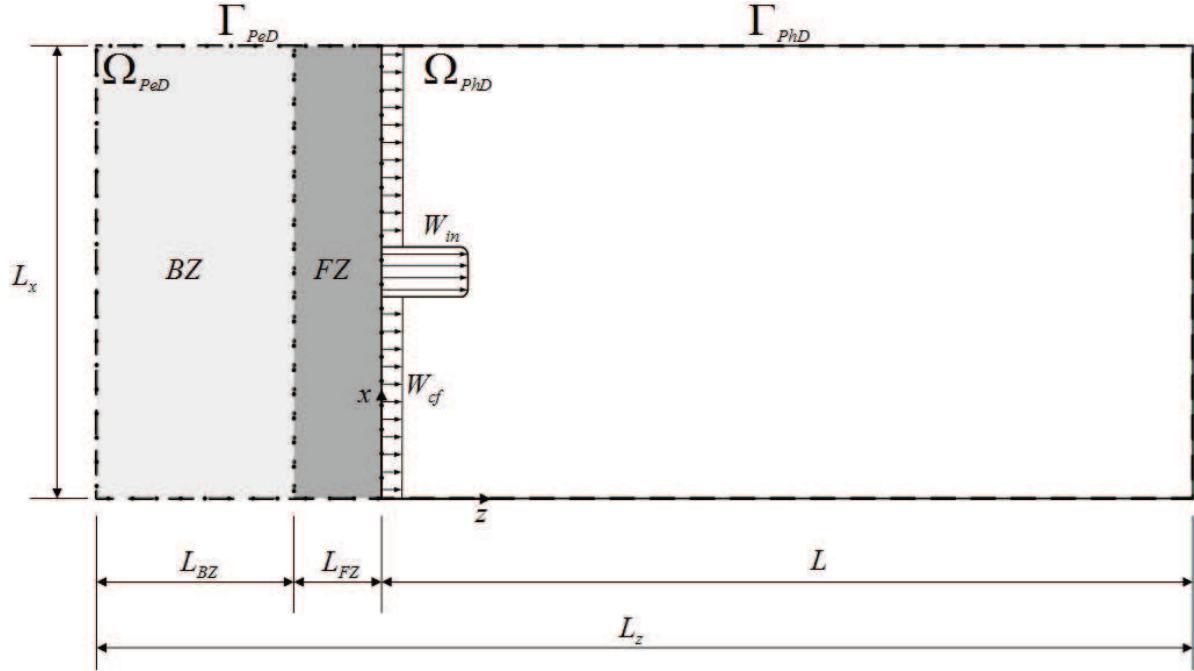


Figura 4.27: Esboço do domínio utilizado na simulação de jatos em desenvolvimento espacial.

Essas condições, neste novo contexto, ou nesta nova forma de representar uma condição de contorno, passam a ser modeladas pelo termo fonte de força que aparece na Eq. 3.7. Esse campo euleriano de força, \vec{f} , é avaliado a partir do campo lagrangiano de força, \vec{F} , obtido utilizando-se o modelo de múltipla imposição da força, que está apresentado na seção 3. Enfatiza-se que, nos limites externos Γ_{PeD} , a condição de periodicidade é utilizada para todas as variáveis.

Devido à condição de periodicidade, quando se utiliza o método pseudoespectral de Fourier, as instabilidades físicas que saem por uma face do domínio Ω_{PeD} são reinjetadas no outro plano, como ilustra a Fig. 4.28. Nesta figura, observa-se os turbilhões gerados pelo escoamento de um jato circular, saírem à direita do domínio de cálculo e serem reinjetados à sua esquerda, ou seja na entrada do domínio. Para evitar que estas instabilidades prejudiquem a imposição da velocidade na entrada do domínio físico, Γ_{PhD} , via campo de força, é feito o amortecimento dessas instabilidades através da zona de amortecimento (BZ) e também é utilizada uma região de forçagem (FZ), afim de alinhar o escoamento antes que

ele atinja a região de interesse, ou seja, o domínio Γ_{PhD} . Estas regiões são mostradas na Fig. 4.27. O procedimento de forçagem é feito sobre toda a região FZ (Fig. 4.27) a cada passo de tempo. Assim, garante-se que a velocidade fique imposta indiretamente, por meio do campo de força ao longo de toda essa região. Esse procedimento pode ser utilizado mesmo para forçar um campo de velocidade aleatório que simule uma condição de entrada turbulenta.

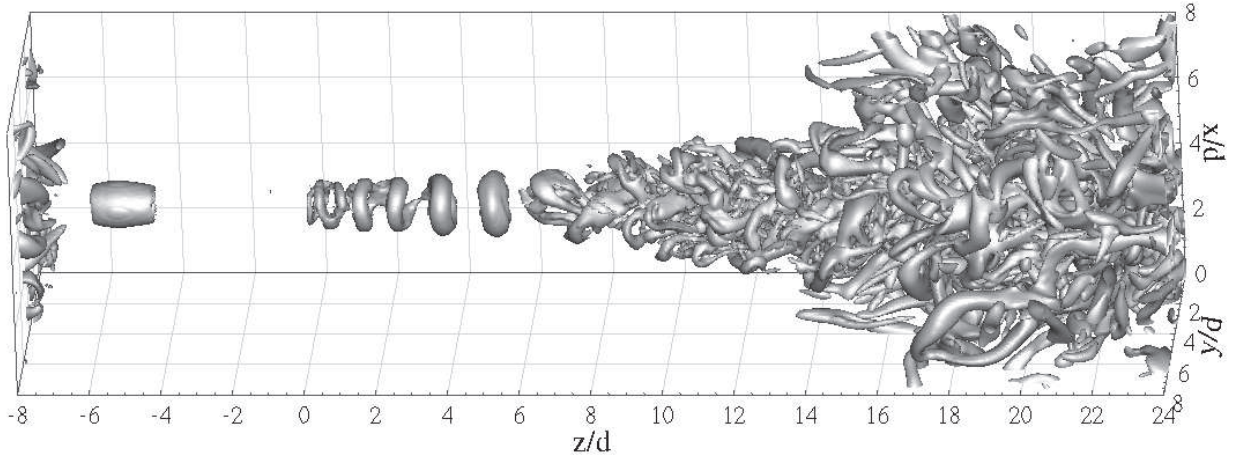


Figura 4.28: Estruturas turbilhonares na entrada e saída do domínio.

Todas as simulações foram realizadas utilizando como referência o diâmetro do bocal $d = 1 [m]$. O tamanho total do domínio é dado por $L_x = 8d$, $L_y = 8d$ e $L_z = 32d$, dividido com $128 \times 128 \times 512$ pontos de colocação nas direções transversais x e y e longitudinal z respectivamente. A zona de buffer possui um comprimento $L_{BZ} = 7d$ e a zona de forçagem possui um comprimento de $L_{FZ} = 1d$. O domínio de interesse ($z/d \geq 0$) é o domínio total menos a zona de buffer e a zona forçagem. Desta forma, o domínio de interesse ou domínio físico, Ω_{PhD} , possui dimensões $L_x = 8d$, $L_y = 8d$ e $L = 24d$, essas dimensões são insuficientes para o estudo refinado da física do jato, podendo gerar efeitos de confinamento, porém são suficientes para mostrar a viabilidade da metodologia IMERSPEC em representar este tipo de escoamento. Os espaçamentos da malha são iguais $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,0625 [m]$.

O perfil de velocidade média imposto na entrada do domínio de interesse Ω_{PhD} é o mesmo para todas as simulações, e é dado por:

$$\bar{u}(r, \theta, 0) = 0, \quad (4.24)$$

$$\bar{v}(r, \theta, 0) = 0, \quad (4.25)$$

$$\bar{w}(r, \theta, 0) = \frac{w_1 + w_2}{2} - \frac{w_1 - w_2}{2} \tanh \left(\frac{1}{4} \frac{R}{\theta} \left(\frac{r}{R} - \frac{R}{r} \right) \right), \quad (4.26)$$

onde w_1 é a velocidade de saída do bocal do jato, w_2 é a velocidade de “co-flow”, r é a coordenada radial, θ é a espessura da camada cisalhante e R é o raio do jato. A Taxa R/θ define a inclinação do perfil de velocidade, e tem forte influência no processo de transição à turbulência. De forma geral, na medida em que essa taxa aumenta, as instabilidades do jato também aumentam (MICHALKE; HERMANN, 2006).

A Fig. 4.29 mostra esquematicamente o perfil de velocidade $\bar{w}(x, y, 0)$ para três taxas de cisalhamento R/θ . À medida que se aumenta a taxa a derivada do perfil de velocidade se torna mais forte. No presente trabalho foi utilizada a taxa $R/\theta = 20$. Este valor permite obter um perfil de velocidade que mais se aproximou do perfil obtido experimentalmente por Todde, Spazzini e Sandberg (2009), o qual será utilizado como referência para todas as demais comparações. As velocidades na saída do bocal é $w_1 = 1,025 [m/s]$ o qual tem um diâmetro $d = 1,0 [m/s]$ e a velocidade de co-flow $w_2 = 0,025 [m/s]$. O número de Reynolds, baseado no diâmetro do bocal, é dado pela Eq. 4.27:

$$Re_d = \frac{(w_1 - w_2) d}{\nu}. \quad (4.27)$$

Em todas as simulações desta seção o número de $Re_d = 1.050$ foi utilizado.

Quando se trabalha na modelagem da turbulência, inevitavelmente faz-se a separação de diferentes escalas do escoamento, sejam elas escalas temporais ou espaciais. Partindo do pressuposto que em um fluido de viscosidade ν existe um turbilhão de tamanho característico l que possui uma velocidade característica v_l , pode-se definir um número de Reynolds local, dado por:

$$Re_l = \frac{v_l l}{\nu}. \quad (4.28)$$

Este parâmetro representa a importância relativa entre as forças de inércia e as forças viscosas. Admitindo-se que a escala l esteja numa zona do espectro onde, pela teoria de

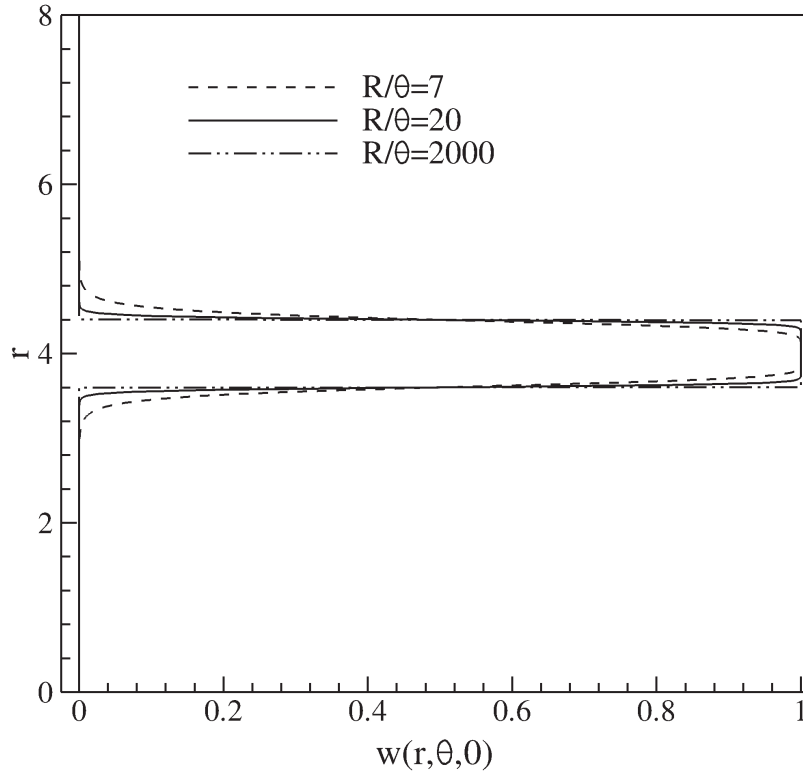


Figura 4.29: Perfil da componente longitudinal de velocidade na entrada do domínio físico Γ_{PhD} $w_1 = 1$ e $w_2 = 0$.

Kolmogorov $v_l \sim (l\varepsilon)^{1/3}$, substituindo na Eq. 4.28, tem-se:

$$Re_l \sim \frac{(v_l^4 \varepsilon)^{1/3}}{\nu}. \quad (4.29)$$

Se l diminui, Re_l também diminui e se $l < l_k$, onde l_k é definido por:

$$l_k \sim \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}, \quad (4.30)$$

então Re_l torna-se menor que 1 e os efeitos viscosos passam a dominar os efeitos de inércia. Esta escala l_k é a escala de comprimento dissipativa de Kolmogorov. Logo, as instabilidades turbilhonares de tamanhos menores que l_k são dissipadas por efeitos viscosos e não podem se desenvolver. Esta análise permite entender porque o espectro de energia cinética cai exponencialmente quando se aproxima do número de onda dissipativo de Kolmogorov, $2\pi/l_k$.

Fazendo uma análise dimensional e expressando o tempo característico em função de ν e ε , chega-se à seguinte expressão para este parâmetro, relativo às estruturas dissipativas

de Kolmogorov,

$$t_k \sim \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}. \quad (4.31)$$

De forma semelhante pode-se deduzir as escalas de Kolmogorov de velocidade, de vorticidade e de energia cinética turbulenta, as quais não serão mostradas aqui. Estas expressões podem ser encontradas em Silveira-Neto (2001).

As maiores estruturas de um escoamento são determinadas pela geometria que lhes dão origem. Seja L a escala de comprimento típica de um escoamento: por exemplo o diâmetro do bocal de saída do jato. Logo a jusante do bocal são formadas estruturas turbilhonares nessa escala. Seja U a escala de velocidade, ou seja, a velocidade de transporte das grandes estruturas de um escoamento. Com estas duas grandezas características define-se:

$$t \sim \left(\frac{L}{U}\right). \quad (4.32)$$

As demais escalas de vorticidade e de energia podem ser encontradas também em Silveira-Neto (2001).

Para os escoamentos turbulentos completamente desenvolvidos pode-se adotar a hipótese do equilíbrio para a qual a taxa de dissipação viscosa, ε , é igual à taxa de injeção de energia cinética nas grandes escalas (U^2/t). É interessante perceber que a dissipação viscosa pode então ser expressa em função de grandezas independentes da viscosidade. Desta forma pode-se expressar a taxa de dissipação como segue:

$$\varepsilon \approx \frac{U^2}{t} = \frac{U^3}{L}. \quad (4.33)$$

Pode-se, agora, deduzir relações envolvendo as escalas estabelecidas acima:

$$\frac{L}{l_k} \sim Re_L^{3/4}, \quad (4.34)$$

$$\frac{U}{u_k} \sim Re_L^{1/4}, \quad (4.35)$$

$$\frac{t}{t_k} \sim Re_L^{1/2}. \quad (4.36)$$

Seja uma estrutura turbilhonar de tamanho característico da ordem do diâmetro do bocal $d = 1,0 [m]$ a qual viaja com uma velocidade hipotética de $w_1 - w_2 = 1,0 [m/s]$, cujo tempo característico é $t = d/(w_1 - w_2) = 1,0 [s]$, num fluido cuja viscosidade fornece um número de Reynolds igual a 1.050. Então, usando as relações 4.34, 4.35 e 4.36 pode-se determinar as escalas de Kolmogorov de comprimento e de tempo, as quais são respectivamente $l_k = 5,421 \cdot 10^{-3} [m]$ e $t_k = 3,086 \cdot 10^{-3} [s]$.

O conhecimento da ordem de grandeza dessas escalas é importante para saber o quão próximo de se realizar uma *DNS* encontra-se o trabalho em desenvolvimento. Assim, para se realizar uma *DNS* o espaçamento da malha e do tempo devem ser menores que as escalas características de Kolmogorov. Fazendo a relação entre as variáveis do presente trabalho e as escalas de Kolmogorov para o espaço e para o tempo, tem-se respectivamente: $\Delta x/l_k \sim 10$ e $\Delta t/t_k \sim 5,0$.

Afim de viabilizar a transição à turbulência do jato, em todas as simulações, é adicionada ao perfil de velocidade média, na condição de contorno de entrada do jato, uma flutuação de velocidade. Assim o perfil imposto é a soma do perfil médio dados pelas Eqs. 4.24, 4.25 e 4.26 e uma flutuação de velocidade. Assim tem-se:

$$u(r, \theta, 0, t) = \begin{cases} 0 & \text{se } r > \frac{d}{2} \\ a_u \cdot u'(r, \theta, 0, t) & \text{se } r \leq \frac{d}{2} \end{cases} \quad (4.37)$$

$$v(r, \theta, 0, t) = \begin{cases} 0 & \text{se } r > \frac{d}{2} \\ a_v \cdot v'(r, \theta, 0, t) & \text{se } r \leq \frac{d}{2} \end{cases} \quad (4.38)$$

$$w(r, \theta, 0, t) = \begin{cases} \bar{w}(r, \theta, 0) & \text{se } r > \frac{d}{2} \\ \bar{w}(r, \theta, 0) + a_w \cdot w'(r, \theta, 0, t) & \text{se } r \leq \frac{d}{2} \end{cases} \quad (4.39)$$

em que, a_u , a_v e a_w são amplitudes e $u'(r, \theta, z, t)$, $v'(r, \theta, z, t)$ e $w'(r, \theta, z, t)$ são as flutuações de velocidade nas direções coordenadas x , y e z respectivamente.

A escolha dessa flutuação deve ser feita de forma criteriosa, uma vez que, devido à sensibilidade do escoamento à condição de entrada, resultados experimentais e numéricos po-

dem apresentar diferenças significativas. Os escoamentos a montante da entrada do domínio físico são turbulentos. Muitos trabalhos existentes na literatura (SMIRNOV; SHI; CELIK, 2001; GLAZE; FRANKEL, 2003; WITH; HOLD, 2005), mostram que a imposição correta da flutuação é condição necessária para a reprodução matemática de um experimento. No presente trabalho foi utilizado o ruído digital proposto por Smirnov, Shi e Celik (2001) o qual foi chamado de “Random Flow Generation” (RFG). A opção pelo *RFG* deve-se à facilidade de implementação, aliado ao baixo custo computacional quando comparado com outros métodos geradores de ruído digital.

Este método é capaz de gerar flutuações de velocidade, as quais obedecem ao balanço de massa e cujos tensores de correlações podem ter a forma isotrópica ou anisotrópica com os tamanhos característicos de tempo e de comprimento pré determinados. Assim, flutuações de velocidade obtidas experimentalmente podem ser sintetizadas numericamente, obedecendo às características desejadas. Para isso deve-se fornecer as escalas características de tempo e comprimento e os perfis de intensidade turbulenta os quais se deseja reproduzir. Muitas vezes, estas informações não estão disponíveis na literatura, devido a dificuldades na realização das medidas experimentais dessas grandezas. A escala de comprimento usada é $d/5$ (WANG et al., 2010) na direção longitudinal z e $d/10$ nas direções transversais x e y . Para a escala de tempo utilizou-se $d/(5w_1)$. Essas dimensões características também foram confirmadas no trabalho experimental de Chen et al. (1996). Além disso deve-se fornecer o número de modos de Fourier da amostra nos quais serão geradas as flutuações de velocidade. Esses modos de Fourier determinam a quantidade de frequências necessárias para representar as flutuações de velocidades e não tem nenhuma ligação com os modos de Fourier da metodologia IMERSPEC.

A escolha do número de modos de Fourier foi feita levando em consideração os custos computacionais na geração das flutuações de velocidade. Além disso, quanto maior o número de modos, mais rico em frequência é o espectro. Ressalta-se que, caso sejam injetadas flutuações cujas frequência superem as frequências de Kolmogorov elas são amortecidas. Assim, utilizaram-se 5000 modos de Fourier para a geração da flutuação de velocidade.

Para o avanço temporal é utilizado um esquema Runge-Kutta de quarta-ordem proposto por (ALLAMPALLI et al., 2009), já comentado anteriormente, que possui como prin-

características a baixa dispersão e baixa dissipação numérica. O passo de tempo Δt é calculado usando um o critério CFL que fornece estabilidade ao avanço temporal (COURANT; FRIEDRICHS; LEWY, 1967). O valor de CFL foi fixado igual a 0,95 para todas as demais simulações.

Para fins de comparação, e por consequência, a validação do código IMERSPEC3DP na simulação de jatos espaciais, será utilizado o trabalho de Todde, Spazzini e Sandberg (2009) como referência. Este trabalho foi escolhido pois apresenta uma certa riqueza nas análises e também cobre uma faixa de números de Reynolds variando de baixos a moderados em escoamentos incompressíveis. Algumas comparações também serão feitas com outros trabalhos experimentais e também com trabalhos numéricos.

Em situação ideal, almeja-se utilizar como referência trabalhos que fornecem todos os dados na saída do bocal. Por exemplo, as escalas de tempo e de espaço, bem como os momentos estatísticos turbulentos. Porém, na revisão bibliográfica não foi encontrado nenhum trabalho que fornecesse essas informações. Assim, a solução encontrada foi utilizar o trabalho de Todde, Spazzini e Sandberg (2009) como referência e utilizar o modelo *RFG* para a geração das flutuações isotrópica de velocidade os parâmetros desse modelo foram ajustados, de forma que mais aproximasse dos dados da referência. A geração anisotrópica não foi utilizada, uma vez que ela exige como parâmetro os momentos ou correlações entre as flutuações, dados que não se encontram disponíveis na literatura.

Com o objetivo de entender o comportamento do jato em desenvolvimento espacial submetido a várias intensidades de turbulência na entrada do bocal, foram simulados três casos, para os quais variaram-se os valores das amplitudes da flutuações de velocidade a_i de forma a reproduzir o computacionalmente o perfil de velocidade média experimental na linha central do jato (TODDE; SPAZZINI; SANDBERG, 2009).

Foram testadas três amplitudes para as flutuações de velocidade na direção preferencial do escoamento cujos valores são iguais a $1,0 \cdot 10^{-3}$, $1,5 \cdot 10^{-3}$ e $3,0 \cdot 10^{-3}$. Para as direções radiais em região de autossimilaridade as flutuações possuem a metade do valor da flutuação da direção preferencial (HUSSEIN; CAPPS; GEORGE, 1994b, 1994a). Assim, será assumido que o mesmo comportamento se mantém na saída do bocal, utilizando $a_u = a_v = 1/2 \cdot a_w$.

A Fig. 4.30 mostra a evolução espacial do perfil de velocidade média do jato em

função da distância z em relação ao bocal. Adimensionalizou-se a velocidade com diferença de velocidades da saída do bocal e de “co-flow” a coordenada z com o diâmetro. Nota-se que à medida que se aumenta a amplitude das flutuações de velocidade no jato, diminui-se o tamanho do núcleo potencial do jato a $z/d = 10$ para $a_i = 1,0 \cdot 10^{-3}$, a $z/d = 8$ para $a_i = 1,5 \cdot 10^{-3}$ e $z/d = 6$ para $a_i = 3,0 \cdot 10^{-3}$. O fim do núcleo potencial é representado pela queda acentuada da velocidade do jato. Este comportamento também foi evidenciado no trabalho de Stanley e Sarkar (1999). Mostra-se que com a amplitude de $2 \cdot a_u = 2 \cdot a_v = a_w = 1,5 \cdot 10^{-3}$ o perfil de velocidade do presente trabalho aproximou-se consideravelmente dos dados experimentais obtidos por Todde, Spazzini e Sandberg (2009) e desta forma será adotado como referência para os estudos subsequentes.

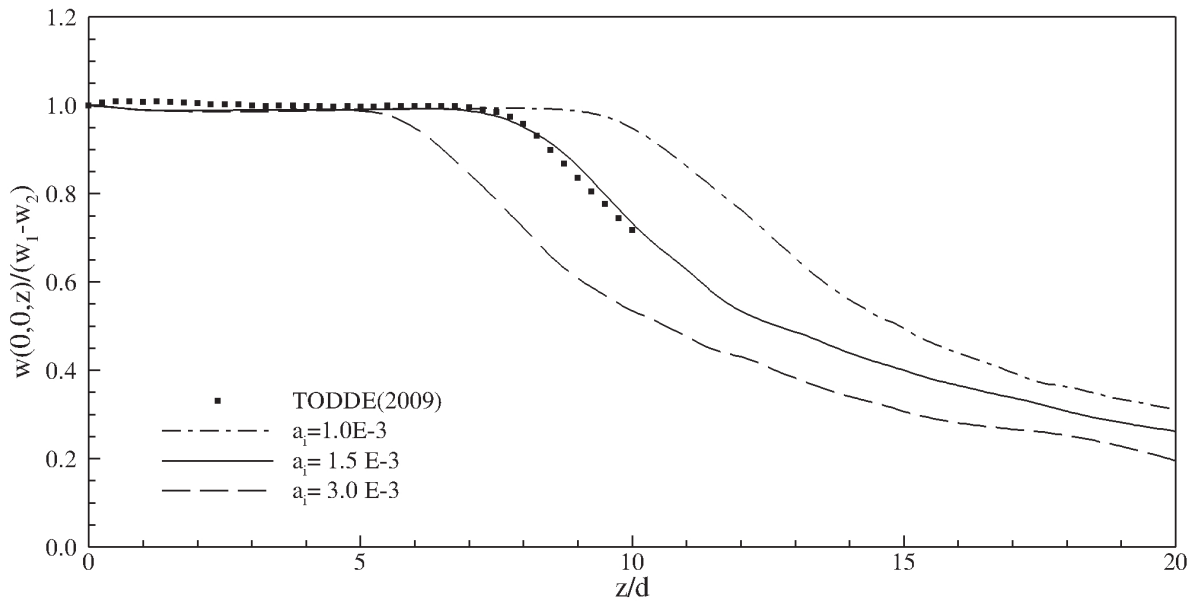


Figura 4.30: Evolução espacial do perfil de velocidade média na linha de centro do jato.

As análises qualitativas do escoamento em cada caso estudado foram feitas através de visualizações do módulo de vorticidade e do denominado critério Q (POPE, 2000) em diferentes instantes de tempo. O critério Q é baseado no segundo invariante dos tensores taxa de rotação e taxa de deformação:

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}), \quad (4.40)$$

onde Ω_{ij} é a parte anti-simétrica e S_{ij} é a parte simétrica do tensor gradiente de velocidade:

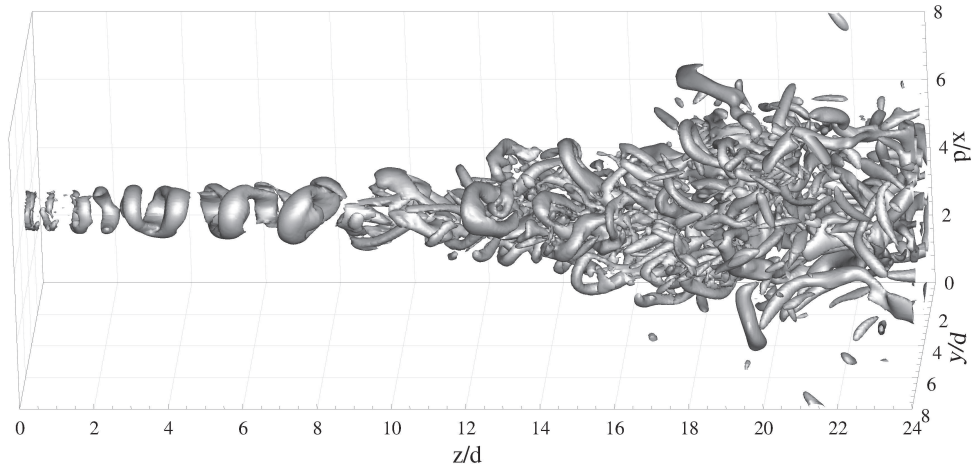
$$\Omega_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.41)$$

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.42)$$

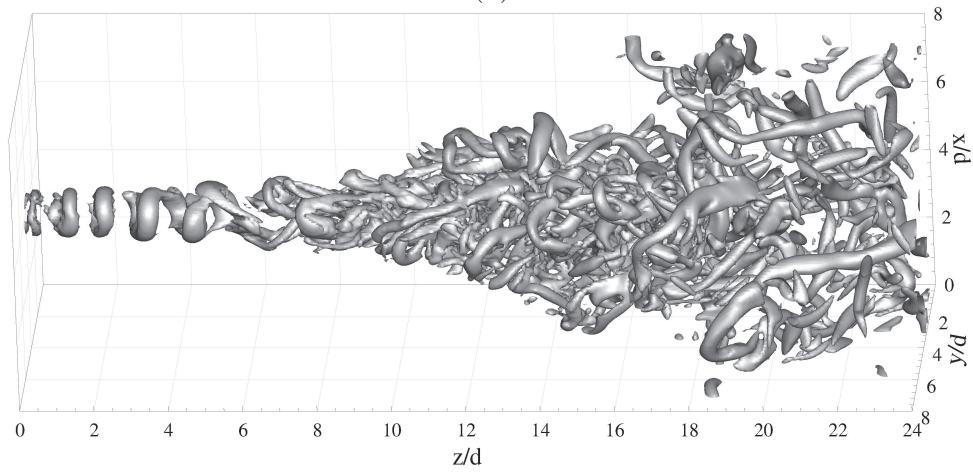
A Fig. 4.31 apresenta a evolução espacial do jato simulado pelo presente trabalho, utilizando diferentes amplitudes para flutuações de velocidade na saída do bocal evidenciadas através de isosuperfícies do critério Q ao nível $0,1 [s^{-2}]$. Em ambas as visualizações o jato apresenta vários estágios da transição até o estado completamente turbulento. De forma geral, próximo ao bocal (parte esquerda) o jato apresenta uma pequena parte laminar seguida de instabilidades de Kelvin-Helmholtz toroidais. Na sequência, várias instabilidades azimutais são encontradas na forma de filamentos dispostos em torno do núcleo do jato. As interações dessas instabilidades azimutais com os pares de vórtices constituem um processo não linear tridimensional que leva o escoamento ao estado de turbulência. As estruturas turbilhonares observadas são similares às obtidas por Thurow e Lynch (2009) em seu trabalho experimental e apresentada na Fig. 2.2(b). Embora seja uma validação qualitativa a grande semelhança entre as estruturas encontradas é animadora.

A Fig. 4.31 mostra que com aumento da intensidade turbulenta no bocal, aumenta a quantidade de estruturas presentes no escoamento e algumas observações podem ser destacadas. A primeira delas e já comentada anteriormente é que à medida que se altera a intensidade turbulenta altera-se substancialmente a posição do núcleo potencial. Nota-se que quando se injetam flutuações de velocidade com maior amplitude a transição à turbulência acontece de forma pre-matura. Ao contrário, quando se injeta baixa intensidade turbulenta a transição a turbulência acontece tardiamente. A segunda consideração é que o jato se espalha mais, quanto maior for a flutuação de velocidade injetada. Para quantificar esse espalhamento deve-se calcular a taxa de espalhamento já definida a seção 2, a qual é dada por:

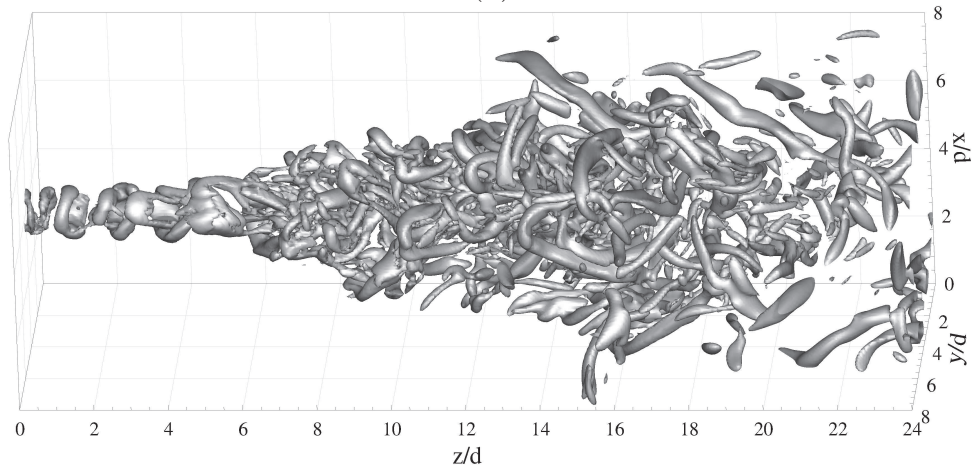
$$s = \frac{\delta_{1/2}}{z - z_0}. \quad (4.43)$$



(a)



(b)



(c)

Figura 4.31: Evolução espacial do jato, evidenciadas através isosuperfícies do critério Q ao nível $0,1 [s^{-2}]$: (a) $2 \cdot a_u = 2 \cdot a_v = a_w = 1,0 \cdot 10^{-3}$, (b) $2 \cdot a_u = 2 \cdot a_v = a_w = 1,5 \cdot 10^{-3}$ e (c) $2 \cdot a_u = 2 \cdot a_v = a_w = 3,0 \cdot 10^{-3}$.

onde z_0 é a origem virtual e $\delta_{1/2}$ é a meia largura do jato a qual é definida como sendo a distância radial entre a linha central do jato ($r = 0$) até a posição onde a velocidade média $\bar{w}(x, y, z)$ é igual à metade da velocidade média sobre a linha central do jato $\bar{w}_c(z)$. Aqui ela será redefinida de forma a descontar os efeitos do escoamento de “co-flow” w_2 . Assim, tem-se:

$$\bar{w}(\delta_{1/2}(z), 0, z) = \frac{1}{2}(\bar{w}_c(z) - w_2). \quad (4.44)$$

Para definir a origem virtual, ajusta-se uma reta ao inverso de um dos perfis de velocidades da Fig. 4.30, a qual é ajustada ao final do núcleo potencial do jato e é dada por:

$$\frac{w_1 - w_2}{\bar{w}_c - w_2} = az + b, \quad (4.45)$$

onde a e b são os coeficientes da reta ajustada. Ajustada a reta, a origem virtual é obtida pela extrapolação da reta, Eq. 4.45, até que $\frac{w_1 - w_2}{\bar{w}_c - w_2}$ alcance o valor igual a 0. Assim:

$$z_0 = \frac{-b}{a}. \quad (4.46)$$

A Fig. 4.32 mostra o comportamento da meia largura do jato submetido a diferentes amplitudes de flutuações de velocidade. Como referência de comportamento, são traçados os dados obtidos do trabalho de O’Neill, Soria e Honnery (2004). Não se pode fazer uma comparação quantitativa entre os trabalhos uma vez que não se sabem as intensidades turbulentas do experimento de O’Neill, Soria e Honnery (2004). Porém à medida que se aumenta as flutuações de velocidade na entrada do jato, a meia largura do jato também aumenta. Percebe-se que a meia largura aproxima-se de uma reta quando a mesma é traçada em função da coordenada z para todas as intensidades turbulentas e para o trabalho experimental de O’Neill, Soria e Honnery (2004). Percebe-se ainda que os valores obtido por O’Neill, Soria e Honnery (2004) está contemplado entre os valores obtidos com as flutuações de velocidades geradas a partir das amplitudes de $a_1 = 1,0 \cdot 10^3$ e $a_1 = 1,5 \cdot 10^3$.

A Tab. 4.3 mostra quantitativamente que quanto maior a flutuação de velocidade na

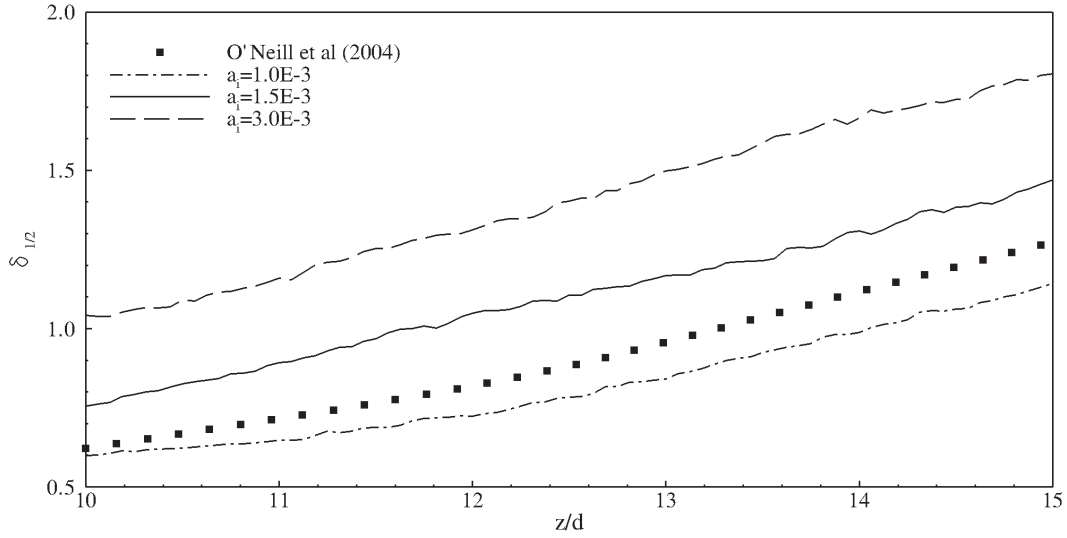


Figura 4.32: Evolução espacial da meia largura do jato submetido a diferentes intensidades turbulentas.

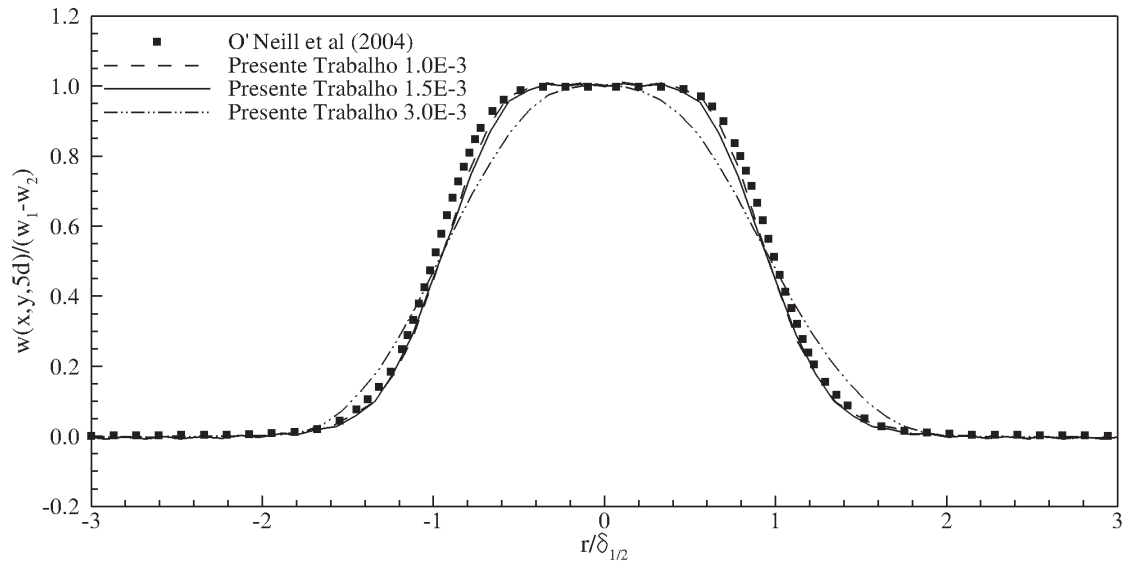
entrada do domínio, maior o espalhamento. Isso confirma o que é visualizado na Fig. 4.32.

Tabela 4.2: Influência da amplitude da flutuação de velocidade sobre a origem virtual e taxa de espalhamento do jato.

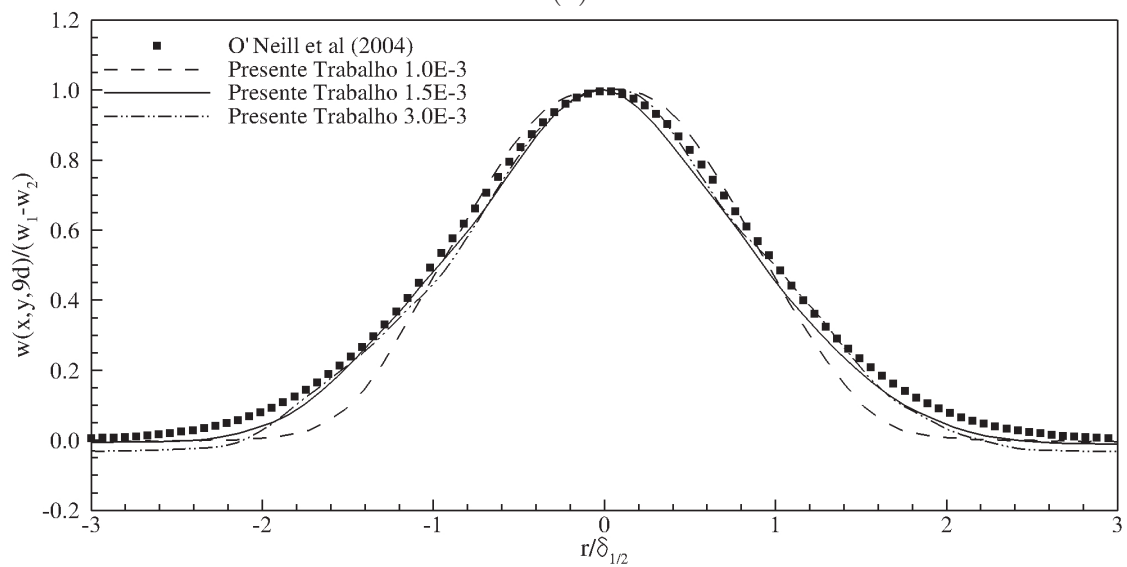
a_i	z_0	s
$1,0 \cdot 10^{-3}$	4,75	0,09
$1,5 \cdot 10^{-3}$	4,05	0,10
$3,0 \cdot 10^{-3}$	1,90	0,13

São analisados também os perfis de velocidade média longitudinal em duas diferentes posições do domínio em relação a direção coordenada z . As posições analisadas são em $z = 5d$ e $z = 9d$ a jusante do bocal de saída, o que é apresentado na Fig. 4.33. Nota-se na Fig. 4.33(a) que à medida que se aumenta a flutuação de velocidade, o jato se espalha mais e perde a forma plana, mesmo na posição de $z = 5d$. Por outro lado, uma flutuação de velocidade deficitária retarda a transição a turbulência e subestima a o espalhamento do jato.

Destaca-se também, para os métodos espectrais, e por consequência para o método IMERSPEC, que para os valores obtidos quando se faz o balanço de massa, comparando-se com métodos tradicionais, que para a maioria deles, obtém-se variações da ordem de $10^{-8} [kg/(m^3s)]$, no métodos IMERSPEC, consegue-se obter balanço de massa da ordem



(a)



(b)

Figura 4.33: Perfil de velocidade longitudinal média em função da componente radial do jato na posição, (a) $z/d = 5$ e (b) $z/d = 9$.

de truncamento de máquina 10^{-16} [$kg/(m^3s)$]. A Fig. 4.34 mostra o resíduo do balanço de massa do caso que serve de referência para a comparação com demais casos. Nota-se que os resíduos encontrados são inferiores aos erros de truncamento de máquina quando se utiliza dupla precisão, sendo da ordem de 10^{-16} . Isso mostra que o método IMERSPEC é conservativo e não difusivo.

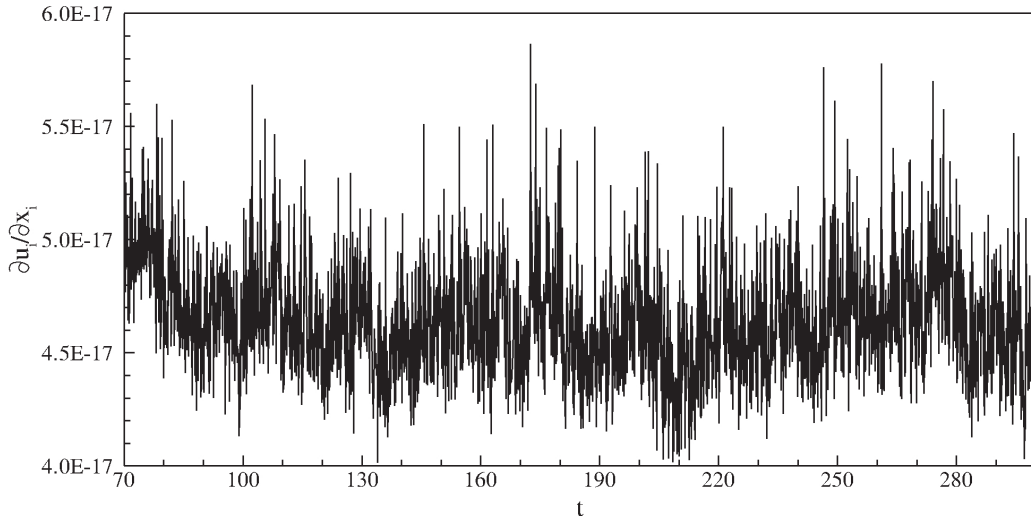


Figura 4.34: Evolução temporal do resíduo do balanço de massa do jato.

A fim de verificar como a metodologia IMERSPEC está representando a condição de contorno na entrada do jato, mostra-se na Fig. 4.35 a norma L_2 calculada sobre as componentes de velocidade lagrangianas nas direções coordenadas x e z . Esta figura apresenta duas curvas de norma L_2 . A curva superior representa a norma L_2 calculada para a componente w de velocidade e a curva inferior representa a norma L_2 calculada para a componente u de velocidade. Destaca-se que a norma L_2 para as duas componentes de velocidade mostram ordem de grandeza de 10^{-5} [m/s], as deixa ainda duas ordens de grandeza menor que as flutuações de velocidade imposta, que são da ordem de 10^{-3} [m/s]. Isso permite dizer que as condições de contorno, mesmo com flutuação de velocidade, não são influenciadas pelo método de imposição indireta das condições de contorno (múltipla forçagem direta).

A velocidade média para um jato no eixo central, na região de autossimilaridade, deve obedecer a seguinte relação:

$$\frac{w_1 - w_2}{\bar{w}_c(z) - w_2} = \frac{1}{b_u d} (z - z_0), \quad (4.47)$$

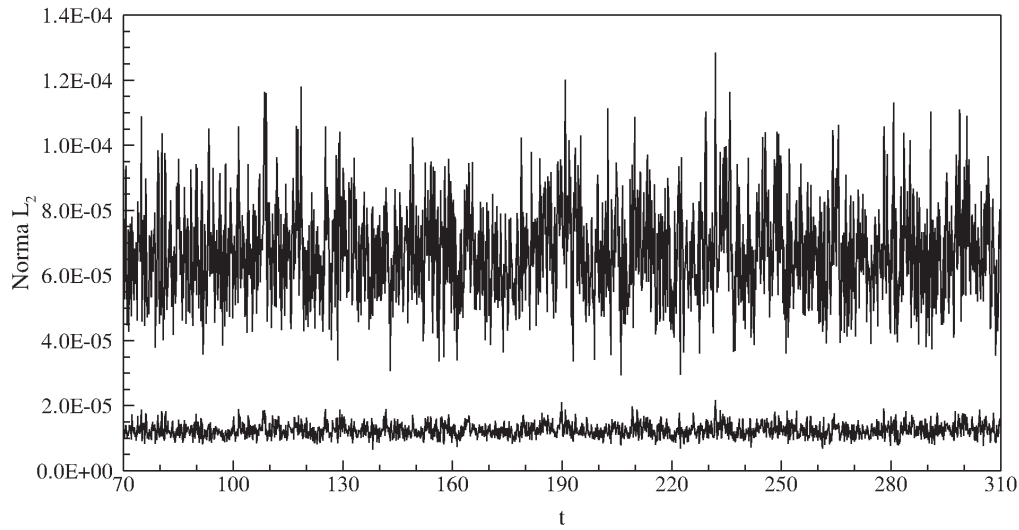


Figura 4.35: Evolução temporal da Norma L_2 sobre a condição de contorno da componente w de velocidade na entrada do domínio do jato.

onde $\bar{w}_c(z)$ é a velocidade média na linha central do jato, w_2 é a velocidade de co-flow w_2 , z é a distância em relação ao bocal de saída do jato, z_0 é a origem virtual do jato e b_u é a constante da taxa de decaimento, a qual é calculada e apresentada na Tab. 4.3.

A Tab. 4.3 mostra a comparação para a origem virtual (z_0) Eq. 4.45, constante de espalhamento (b_u) Eq. 4.47 e taxa de espalhamento (s) Eq. 4.43 do jato. Uma boa concordância dos resultados do presente trabalho comparada com os trabalhos experimentais de Todde, Spazzini e Sandberg (2009), O'Neill, Soria e Honnery (2004), mostrando a grande exatidão na metodologia IMERSPEC.

Tabela 4.3: Comparação entre os valores da origem virtual, do coeficiente b_u de espalhamento e da taxa de espalhamento do jato do presente trabalho e das referências.

Trabalhos	z_0	b_u	s
Todde, Spazzini e Sandberg (2009)	4,17	4,13	—
O'Neill, Soria e Honnery (2004)	—	5,60	0,1
Presente Trabalho	4,05	4,13	0,1

Com base nos estudos e nos resultados do presente trabalho, pode-se concluir que a imposição correta da flutuação de velocidade na entrada do jato é de suma importância quando se deseja estudar a física deste escoamento, chegando a alterar física, como por exemplo, alterando a taxa de espalhamento. Destaca-se também que para uma intensidade

turbulenta de $a_i = 1,5 \cdot 10^{-3}$, os perfis médios nas direção longitudinal Fig. 4.30 e radial Fig. 4.33 concordam bem quando comparado com os dados experimentais de Todde, Spazzini e Sandberg (2009). Desta forma estudos mais detalhados serão focados nessa amplitude, $a_i = 1,5 \cdot 10^{-3}$, de flutuação de velocidade, para os estudos seguintes.

Os resultados da topologia e desenvolvimento para o caso de referência da simulação do jato natural são apresentados a seguir. Na Fig. 4.36 é apresentada a evolução temporal através de isosuperfícies do critério Q ao nível $0,1 [s^{-1}]$.

Na Fig. 4.36 (a), observa-se o surgimento do primeiro toroide das primeiras instabilidades de Kelvin-Helmholtz. Na Fig. 4.36 (b) podem-se verificar anéis consecutivos, e na Na Fig. 4.36(c) esses anéis começam a interagir entre si formando uma estrutura de vórtice em zig-zag: o denominado emparelhamento alternado (URBIN; BRUN; MÉTAIS, 1997). Estas estruturas continuam evoluindo nos instantes posteriores (Fig. 4.36 (d), (e) e (f)). Nas Figs. 4.36(d), (e) e (f) 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 $t = 30,0[s]$ (Fig. 4.36(e) e (f)) podem ser verificados vários estágios da transição à turbulência, desde a formação das primeiras estruturas, seguida da evolução dessas estruturas até alcançar o regime turbulento com estruturas totalmente tridimensionais onde já não se pode observar qualquer comportamento determinístico.

Os vórtices em emparelhamento alternado, claramente evidenciados na Fig. 4.36(c), são estruturas típicas do jato natural, cujo mecanismo de formação foi explicado por Silva e Métais (2002b). A Fig. 4.37 mostra o esquema do arranjo de anéis de vórtice que conduzem ao fenômeno do emparelhamento alternado, apresentado pelos citados autores. Os vórtices toroidais primários, os quais são periodicamente deixados a uma distância do bocal de origem, apresentam entre si uma distância L Fig. 4.37(a). A velocidade de advecção W_c destes anéis e sua frequência preferencial f_p 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. Esses anéis induzem um deslocamento radial alternado dos vórtices toroidais para fora do eixo central do jato Fig. 4.36(d). Devido ao perfil de velocidade médio do jato, a lateral do anel que fica fora do seu eixo é advectada a uma velocidade inferior a W_c ,

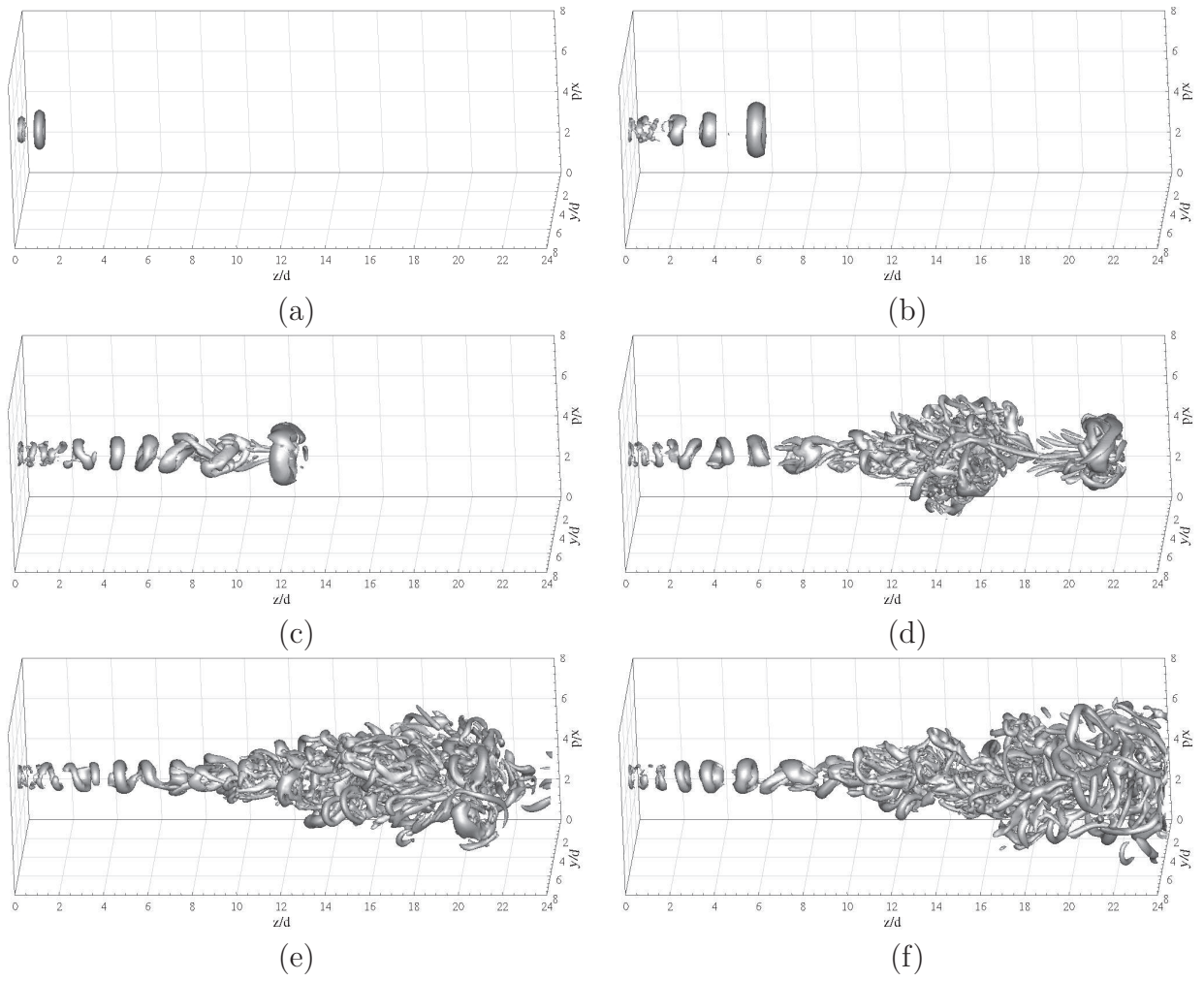


Figura 4.36: Evolução temporal da isosuperfície do critério $Q = 0,1 [s^{-1}]$: (a) $t=0,1 [s]$, (b) $t=5 [s]$, (c) $t=10 [s]$, (d) $t=20 [s]$, (e) $t=30 [s]$ e (f) $t=40 [s]$

enquanto a lateral do anel que se encontra no eixo do jato, é advectada a uma velocidade maior que W_c Fig. 4.36(e) e (f). 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.

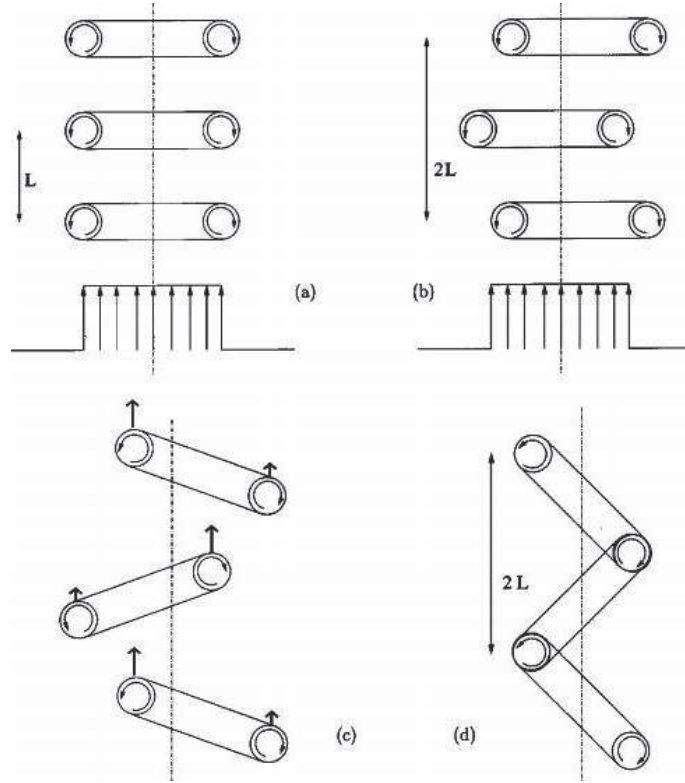


Figura 4.37: Esquema do arranjo de anéis de vórtice conduzindo à ocorrência de emparelhamento alternado (SILVA; MÉTAIS, 2002b).

A Fig. 4.38 mostra a evolução espacial no módulo da vorticidade em diferentes instantes de tempo. A Fig. 4.38(a) mostra o surgimento dos primeiros vórtices, os quais evoluem. A Fig. 4.38(b) mostra um segundo par de vórtices, que se desenvolvem e interagem entre si, formando filamentos longitudinais contrarrotativos. Na Fig. 4.38(c) pode-se ver claramente presença do cogumelo gerado na formação dos primeiros vórtices, os quais já foram mostrados por vários trabalhos.

A Fig. 4.39 apresenta dois isovalores da componente z de vorticidade, $w_z = -0,95 [s^{-1}]$ e $w_z = 0,95 [s^{-1}]$, mostrados em cor escura e clara respectivamente. A Fig. 4.39 evidencia a formação de vórtices longitudinais em formas espirais e contra rotativos, descritos acima. Esses vórtices fazem a conexão entre os consecutivos pares de vórtices, induzindo a turbulência

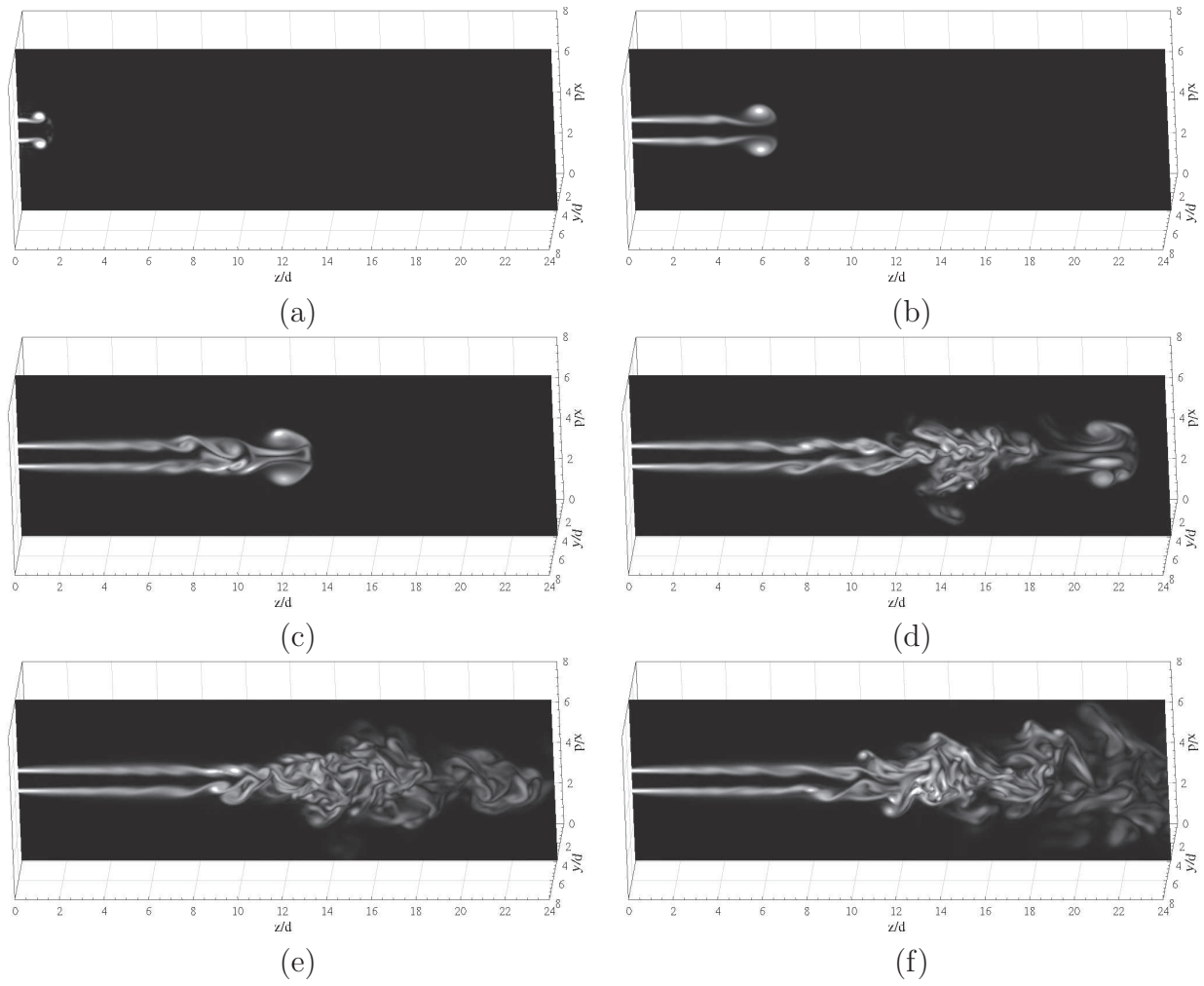


Figura 4.38: Evolução espacial do módulo de vorticidade no plano $y = 4$ [m]. (a) $t=0,1$ [s], (b) $t=5$ [s], (c) $t=10$ [s], (d) $t=20$ [s], (e) $t=30$ [s] e (f) $t=40$ [s]

tridimensional.

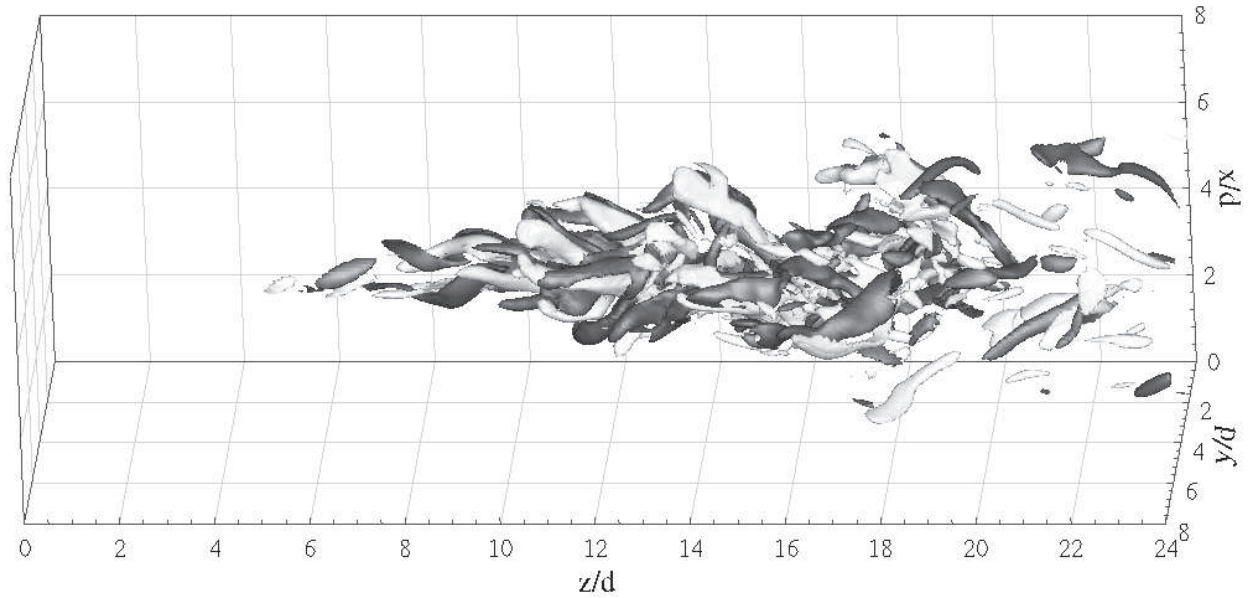


Figura 4.39: Isosuperfície da componente z da vorticidade $w_z = 0,95$.

Outra componente de vorticidade que mostram aspectos importantes na física do jato é a componente y , evidenciada pela Fig. 4.40 onde mostra isovalores $w_y = -0,95 [s^{-1}]$ e $w_y = 0,95 [s^{-1}]$, em cor escura e clara respectivamente. Ao observar essa componente de vorticidade, um importante mecanismo físico pode ser observado, o “entrainment” de fluido para o interior da zona de cisalhamento do jato. Esse mecanismo é responsável pelo aumento da camada cisalhante e pelo aumento da massa no jato à medida que se desloca da direção longitudinal. O “entrainment” ocorre devido ao arrasto de fluido por filamentos vorticais da componente x e y de vorticidade, os quais podem ser vistos na Fig. 4.40

Os resultados mostrados (Fig. 4.36) acima ainda foram comparados qualitativamente com os resultado das simulações de Glaze e Frankel (2003), o qual é mostrado na Fig. 4.41. Aqui destaca-se a grande semelhança entre as estruturas obtidas nos dois trabalhos, o que confere uma maior confiabilidade ao presente trabalho.

Os resultados obtidos através da simulação do jato natural foram comparados a dados experimentais obtidos via PIV. Estas medidas foram feitas para o escoamento de um jato a Reynolds 3.000 (MATSUDA; SAKAKIBARA, 2005). Uma semelhança estrita entre os resultados pode ser observada na Fig. 4.42, que apresenta a comparação das visualizações da isosuperfície de vorticidade resultante da simulação realizada no presente trabalho e a

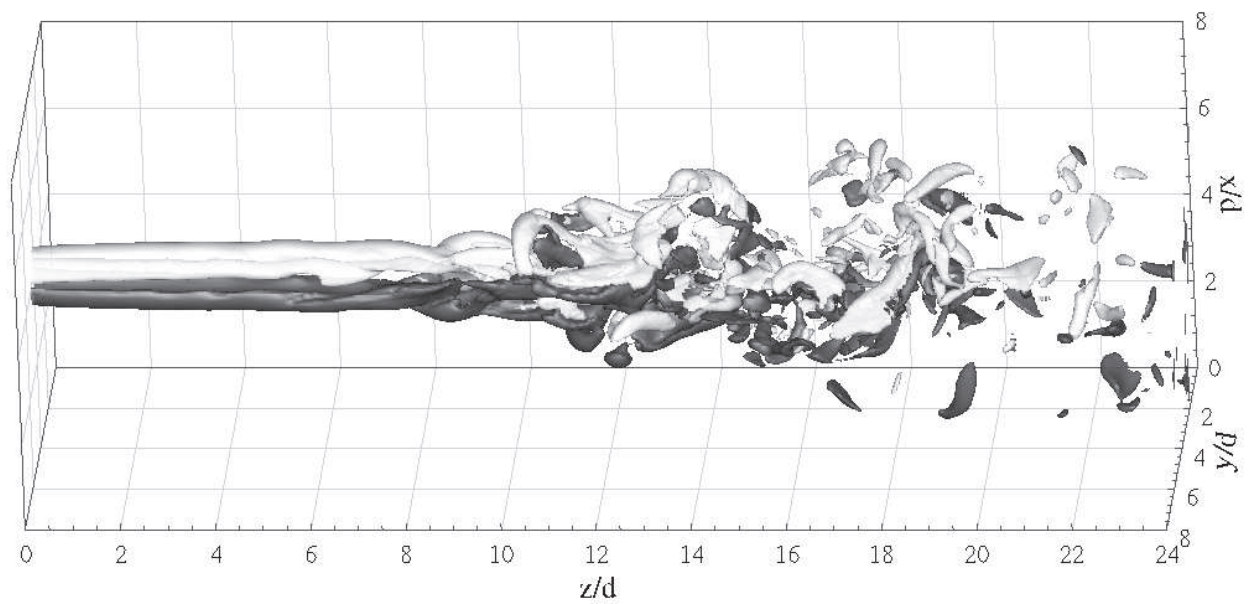


Figura 4.40: Isosuperfície da componente y da vorticidade.

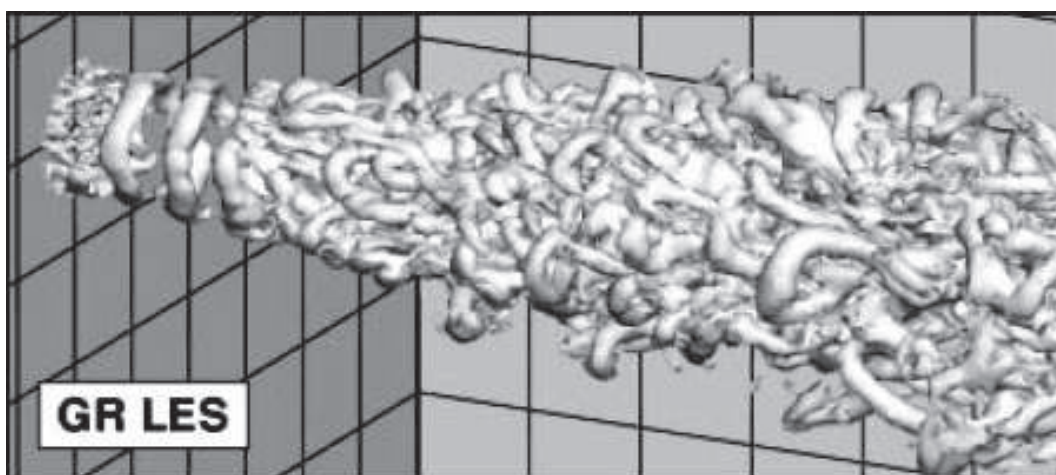


Figura 4.41: Evolução espacial do jato simulado por Glaze e Frankel (2003). Estruturas vorticais visualizadas por isosuperfície negativas do critério λ_2 .

visualização experimental de Matsuda e Sakakibara (2005). Embora não se disponha das condições exatas sob as quais o experimento foi realizado ou mesmo o valor da isosuperfície experimental apresentada, a presença de filamentos de vórtices, vórtices longitudinais entre outras estruturas típicas no experimento aumenta a confiabilidade dos resultados numéricos, e mostra a grande capacidade desse método em representar de forma numérica estruturas típicas da turbulência.

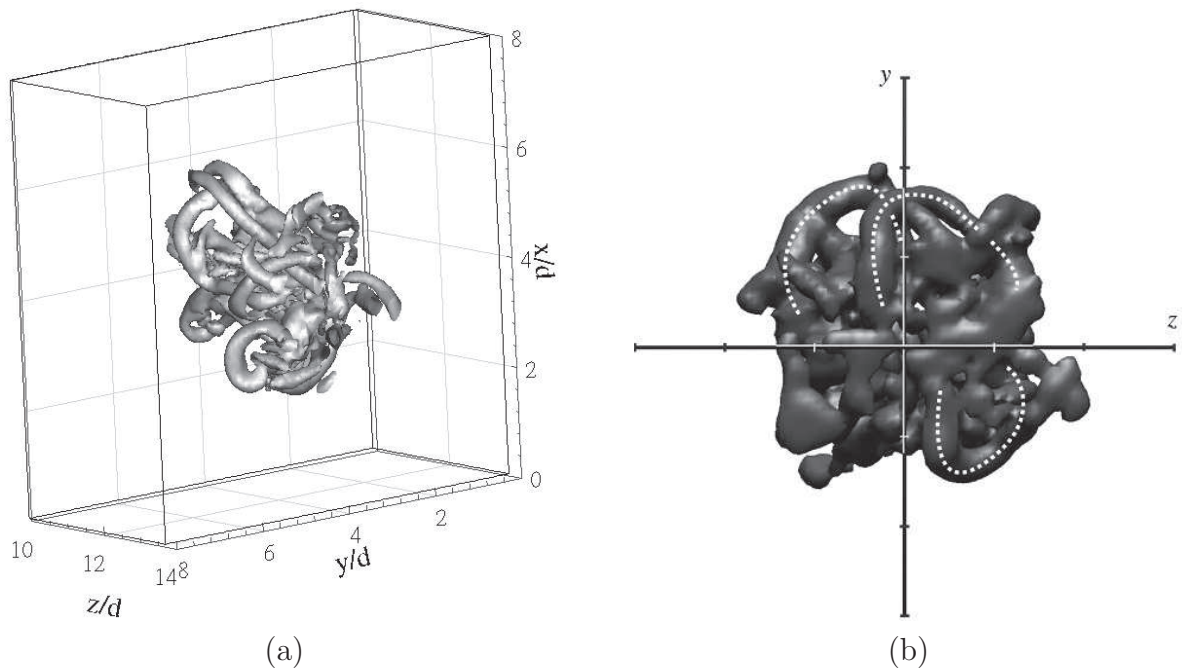


Figura 4.42: Filamentos de vórtices: (a) presente trabalho e (b) Matsuda e Sakakibara (2005).

Após uma investigação preliminar da aplicação da metodologia IMERSPEC na simulação de escoamentos do tipo jato. As aplicações, mesmo que preliminares focam tanto na topologia quanto nas características do jato. Agora, após mostrada a capacidade do método em representar esse escoamento.

O estudo do comportamento do código IMERSPEC3D para este escoamento frente a alteração da malha será abordado primeiro. É sabido que, para se ter sucesso na simulação deste tipo de escoamento, um dos principais pré requisitos é representar bem a camada de cisalhamento do jato na saída do bocal. Para uma boa representação, inevitavelmente deve-se ter uma malha suficientemente refinada, além de um método numérico apropriado capaz de representar a camada cisalhante sem dissipá-la.

O trabalho de Moser, Medeiros e Silvestrini (2010) mostra que para se obter convergência numérica com o código usado pelo autor foi necessária uma malha de 32 pontos para representar o diâmetro do jato, de forma a resolver bem o escoamento e compará-lo com dados experimentais. Esse trabalho é discretizado espacialmente por diferenças finitas compactas de 6ª ordem. A discretização temporal usa-se um esquema de Runge-Kutta de quarta ordem.

A convergência dos perfis de velocidade frente a dados experimentais além da malha depende também do número de Re , que não será estudado neste trabalho. Desta forma, uma comparação com os dados obtidos por Moser, Medeiros e Silvestrini (2010), poderia levar a superestimar a malha necessária para simular os demais casos, uma vez que os números de Re simulados por Moser, Medeiros e Silvestrini (2010) são superiores aos Re simulados no presente trabalho.

Com o código IMERSPEC3DP, para jatos a $Re = 1.050$, essa convergência foi obtida com 16 pontos apenas. Isso mais uma vez mostra o potencial da ferramenta desenvolvida no presente trabalho.

Para analisar a influência da malha foram feitas mais duas simulações com as malhas de $64 \times 64 \times 256$ e $96 \times 96 \times 384$ as quais foram comparadas com o caso de referência que possui $128 \times 128 \times 512$. Os testes aqui apresentados são similares aos mostrados acima, porém, focados na influência de malha. Primeiramente busca-se verificar o comportamento do perfil de velocidade média na linha central do jato. Este perfil é particularmente importante, uma vez que as velocidades por ele mostradas servem como parâmetro para adimensionalizar os demais perfis.

A Fig. 4.43 mostra o perfil de velocidade média na direção longitudinal para diferentes malhas. Estes perfis mostram que uma malha grosseira além de aumentar o tamanho do núcleo potencial retardam a transição a turbulência do jato.

Outra consequência importante que pode ser evidenciada para malhas grosseiras é a dificuldade de avaliar a meia largura do jato, uma vez que essa variável depende fortemente do perfil de velocidade na camada cisalhante, que muitas vezes, é extremamente fina. Desta forma, com uma malha grosseira, os valores para a meia largura $\delta_{1/2}$ ficam subestimado ou em caso extremo pode-se não conseguir calcular essa variável. A Fig. 4.44 mostra a meia

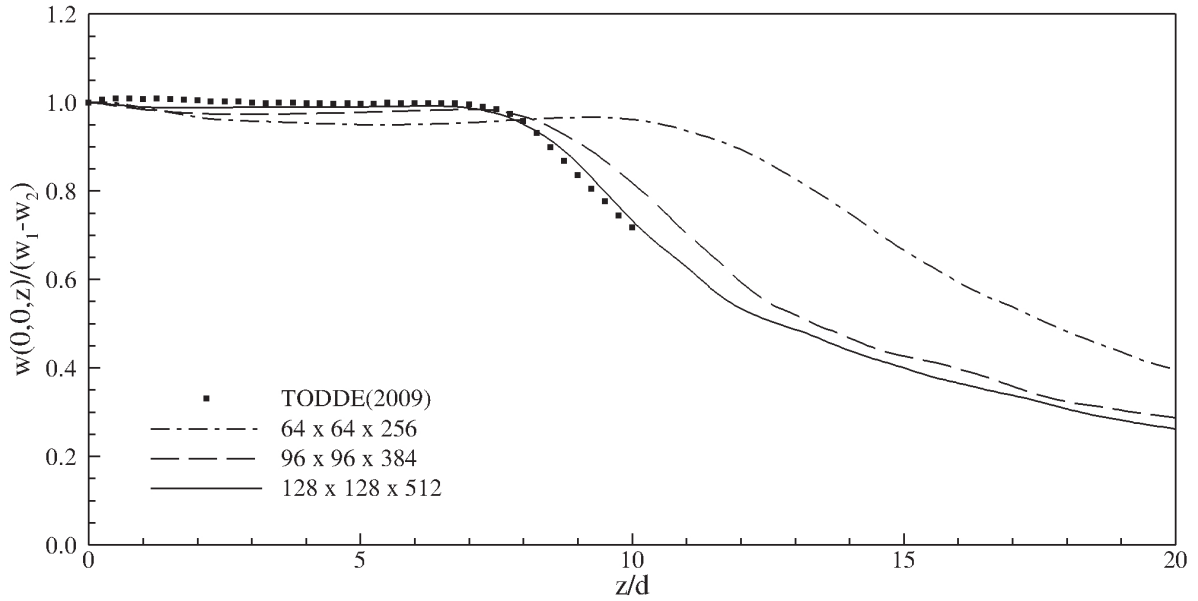


Figura 4.43: Evolução espacial do perfil de velocidade média axial do jato.

largura do jato calculada para as três malhas. Com as malhas de 96x96x384 e 128x128x512 a meia largura mostra tendência de independência de malha. Porém, quando se utilizou uma malha de 64x64x256 a avaliação da meia largura do jato ficou comprometida. Em especial, observa-se que não foi possível avaliar a meia largura para z/d entre 10 e 11.

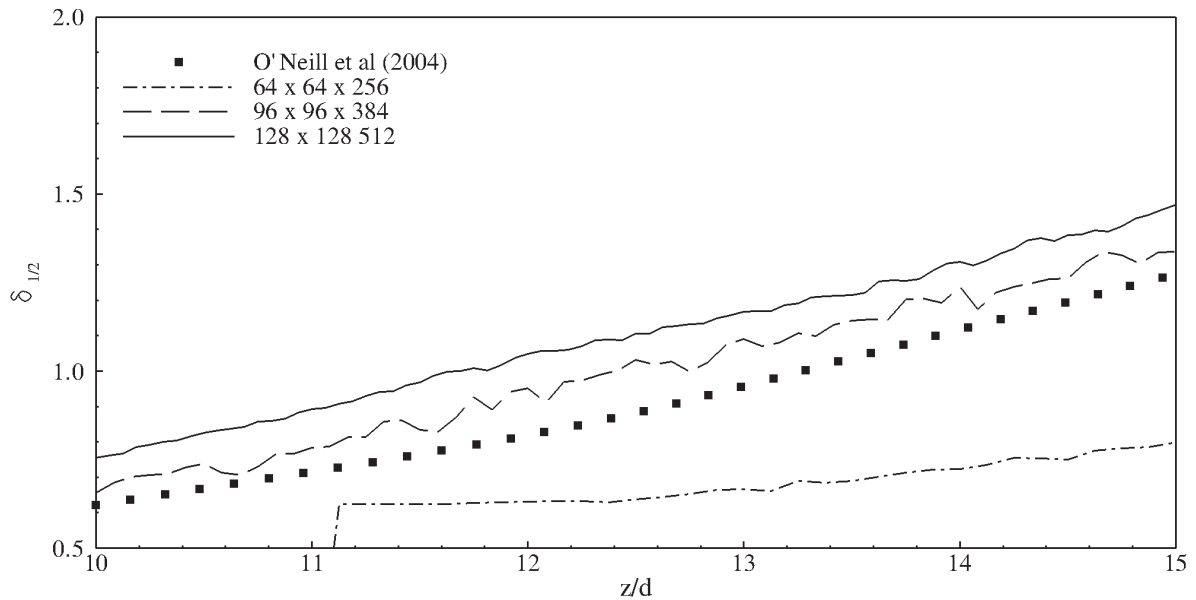


Figura 4.44: Evolução espacial da meia largura do jato.

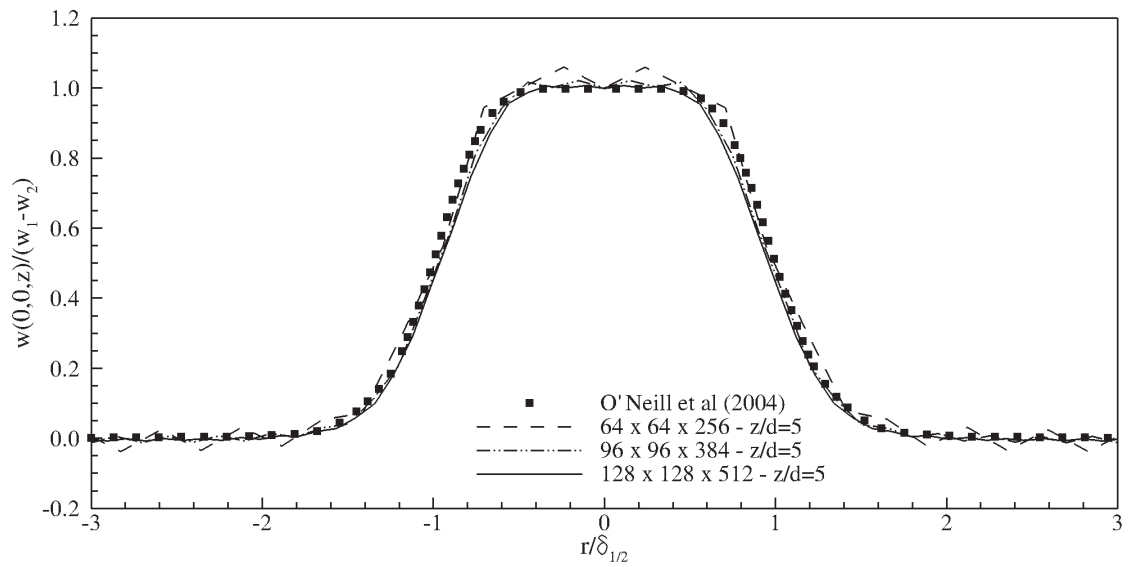
Foram traçados os perfis de velocidade longitudinal em função do raio para duas posições de sondas em $z/d = 5$ e $z/d = 9$. A Fig. 4.45 apresenta os perfis, com a sonda na posição em $z/d = 5$ na Fig. 4.45(a) e $z/d = 9$ na Fig. 4.45(b). Os perfis da Fig. 4.45(a) mostram

que todas as malhas concordam bem com os dados experimentais de Todde, Spazzini e Sandberg (2009), mas um fato que chama atenção é a presença do fenômeno de Gibbs quando se utilizou a malha mais grosseira. Este fenômeno aparece quando se deseja resolver fortes gradientes, neste caso, de velocidade com malhas relativamente grosseira. Este fenômeno é característico por apresentar oscilações do tipo “zig-zag” de alguma variável. Uma das formas de tratar esse fenômeno é através da utilização do processo de filtragem. Este tema foi muito bem abordado em Canuto et al. (2006) e Canuto et al. (2007). O perfil de velocidade para a distância de $z/d = 9$ apresenta maiores diferenças entre as malhas estudadas. À medida em que a malha se torna mais grosseira, os perfis de velocidade vão se tornando cada vez mais distantes dos dados experimentais, uma vez que, estes perfis são adimensionalizados pela meia largura do jato e pela velocidade média na linha central do jato, os quais também se distanciam dos dados experimentais.

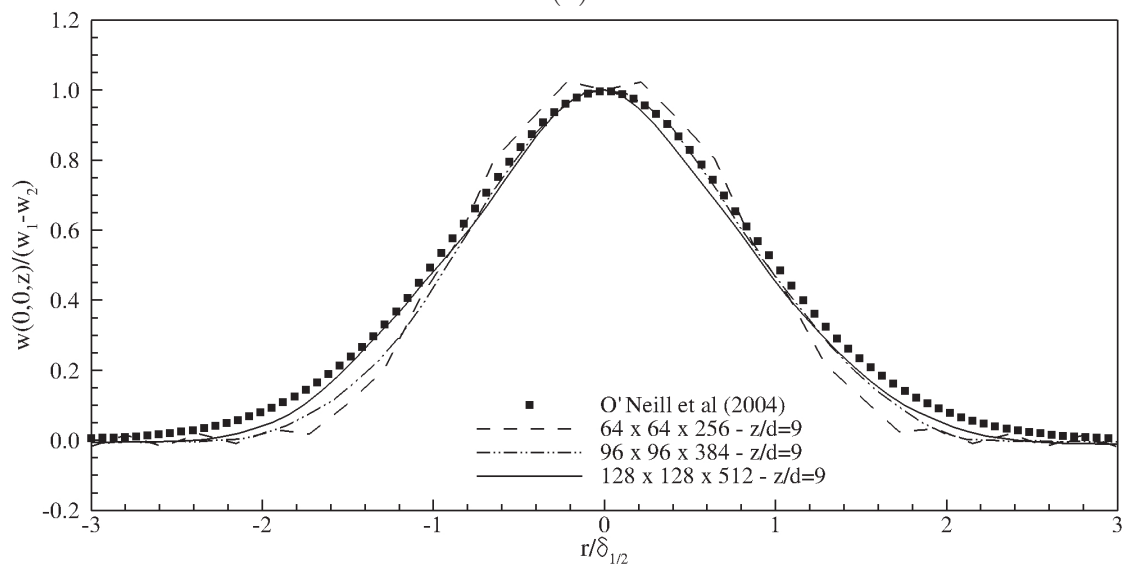
Estudada a convergência de malha em termos de perfis médios de velocidade, agora objetiva-se a analisar a influência da malha sobre as estruturas turbilhonares deste escoamento. A primeira observação que merece ser feita é que para a malha de $64 \times 64 \times 256$, como pode ser verificado na Fig. 4.46, as estruturas turbilhonares apresentam uma série de oscilações numéricas. Outro fato que merece atenção é que o núcleo potencial é superestimado, ao contrário da taxa de espalhamento a qual é subestimada. Para as demais malhas o comportamento é bastante semelhante, salvo a diferença que com malhas mais refinadas as estruturas turbilhonares são mais bem representadas.

Por fim, apresenta-se um breve estudo sobre a influência do número de Re sobre os jatos. Neste estudo foca-se na análise do perfil de velocidade longitudinal no centro do jato, na meia largura e nos perfis de velocidade em duas posições diferentes em relação a origem.

O perfil de velocidade na linha central do jato é mostrado na Fig. 4.47 para os números de Re iguais a 1.050, 4.700 e 15.000. Para a comparação também são mostrados os perfis experimentais obtidos por Todde, Spazzini e Sandberg (2009). Nota-se que a medida que se aumenta o número de Re , o núcleo potencial diminui. Isso se deve ao fato do escoamento tornam-se mais turbulento. Nota-se que o perfil de velocidade obtido pelo presente trabalho, para o número de $Re = 4.700$, concorda bem com os dados experimentais até apropriadamente $7d$. A partir daí, a grande influência do tamanho do domínio é apontada como umas

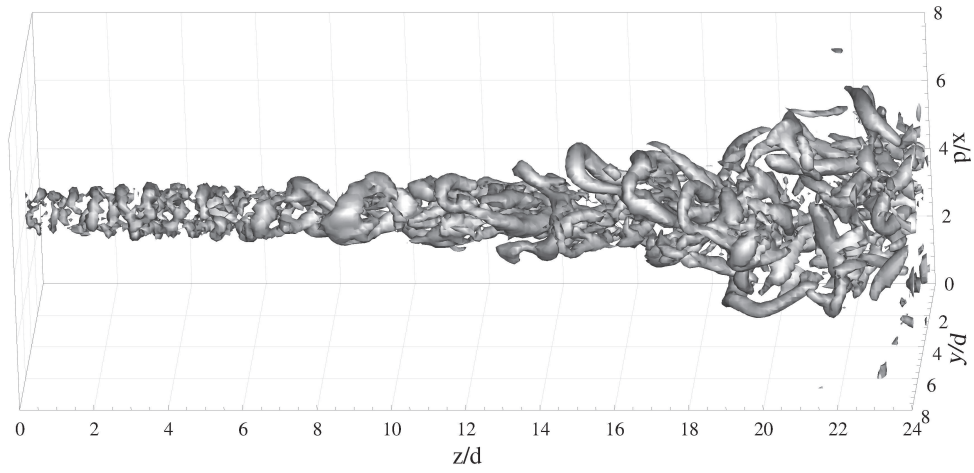


(a)

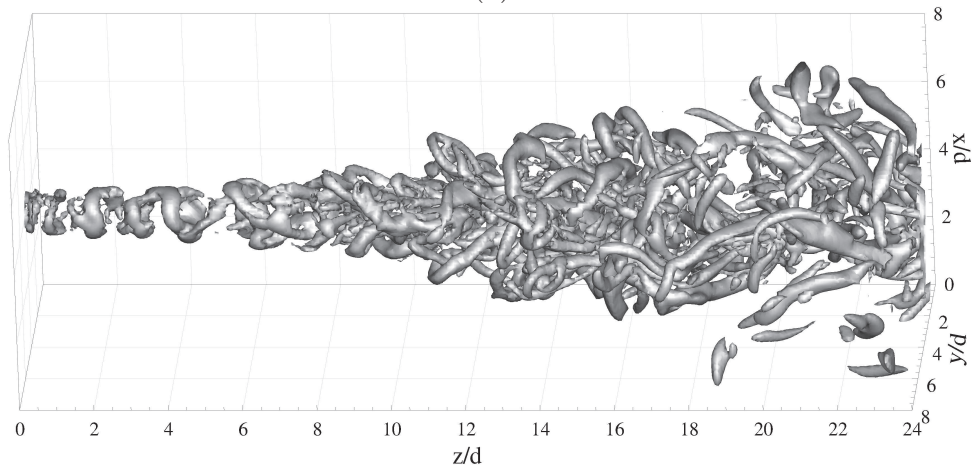


(b)

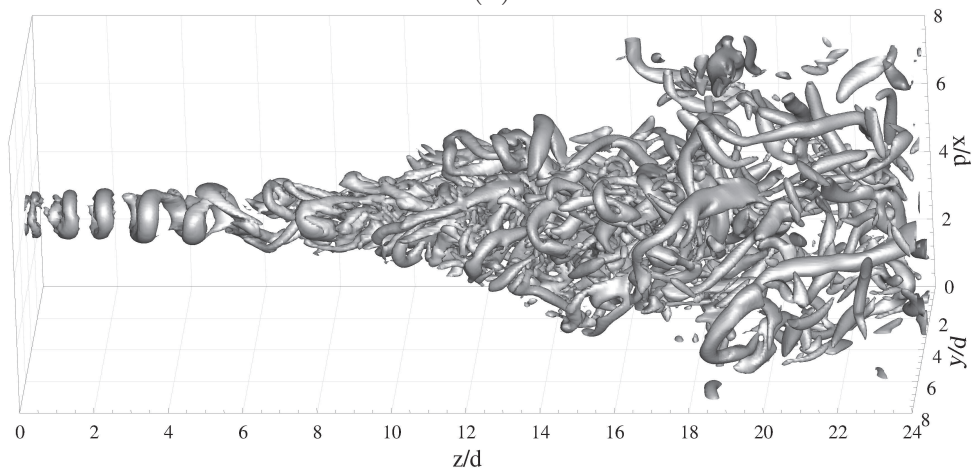
Figura 4.45: Perfil de velocidade média da componente longitudinal mostrada em função do raio do jato.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.46: Isosuperfície do critério $Q = 0,1$ mostrado para as malhas de: (a) $64 \times 64 \times 256$, (b) $96 \times 96 \times 384$ e (c) $128 \times 128 \times 512$.

das causas da distância entre os dois trabalhos. Porém, pode-se destacar que o presente trabalho conseguiu captar bem o fim do núcleo potencial e ainda há uma grande semelhança entre as curvas. Para um estudo conclusivo deveriam ser realizada mais simulações utilizando um domínio de calculo maior.

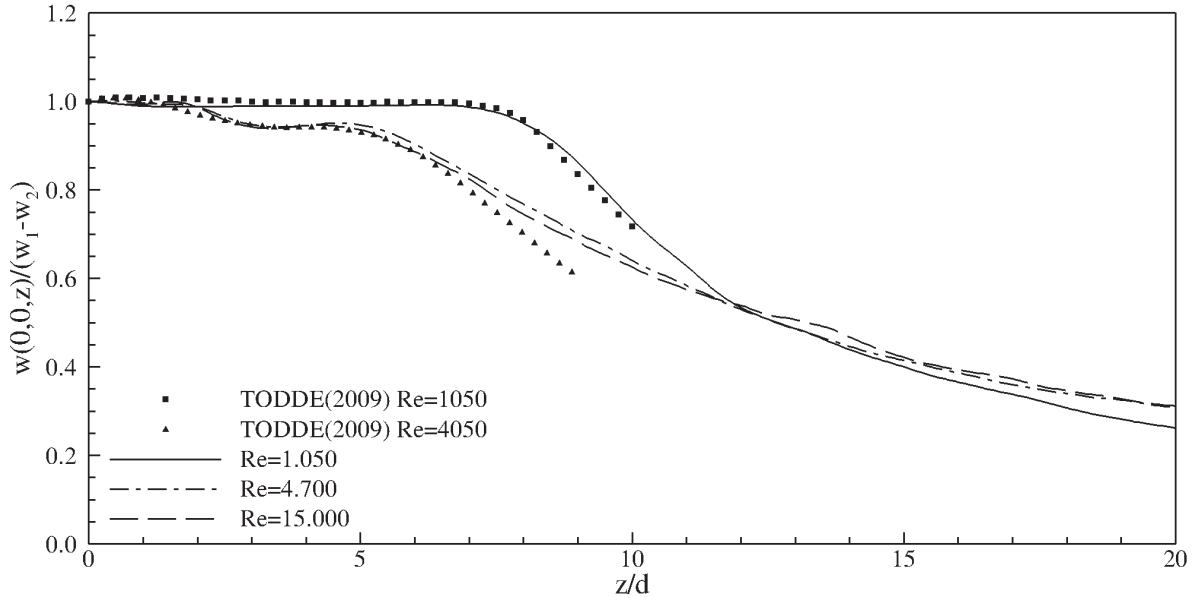


Figura 4.47: Evolução espacial do perfil de velocidade média longitudinal do jato em função da direção coordenada z .

De uma forma geral, o estudo do escoamento em evolução espacial permitiu a melhor compreensão da dinâmica e topologia do jato. Foi possível verificar a influência na dinâmica do escoamento exercida pela mudança nas amplitudes das flutuações de velocidade injetada na entrada do jato. Formação de diferentes estruturas, maior taxa de espalhamento, expansão preferencial em uma direção transversal, transição mais rápida à turbulência puderam ser verificadas em função da amplitude de flutuação de velocidade injetada.

Vale ressaltar que, em aplicações práticas, os números de Reynolds utilizados são superiores ao valor empregado nas simulações realizadas no presente trabalho. No entanto, a metodologia IMERSPEC permitiu uma melhor compreensão sobre as estruturas turbilhonares presentes no escoamento e a evolução das mesmas.

Ficaram também evidenciadas as potencialidades da metodologia proposta. Suas características mais importantes são aqui enumeradas: facilidade de implementação; alta taxa de convergência; alta acurácia; independência da pressão e recuperação da pressão com as

mesmas qualidades que a velocidade. Finalmente, aponta-se para a real possibilidade de solução completamente espectral de Fourier de problemas não periódicos.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 Conclusões

O trabalho apresentado teve como motivação a necessidade de capturar fenômenos que somente métodos de alta ordem conseguem representar significativamente, como, por exemplo, os fenômenos de transição a turbulência, de aeroacústica, de combustão, transporte de surfactantes, entre outros. Buscando atingir esse objetivo iniciou-se, um estudo mais amplo, focado no estudo de métodos de alta ordem de resolução em conjunto com *LES* para escoamentos a moderados números de Reynolds.

Devido às motivações expostas, na presente tese mostraram-se o desenvolvimento, a verificação e validação de uma nova metodologia, resultante do acoplamento entre a metodologia pseudoespectral de Fourier e a metodologia da fronteira imersa, IMERSPEC. A metodologia IMERSPEC foi desenvolvida para escoamentos incompressíveis, com propriedades físicas constantes e sem transferência de calor. As verificações foram realizadas em problemas de soluções manufaturada e problemas clássicos de *CFD* e as validações foram realizadas com turbulência homogênea e isotrópica; porém resta ainda uma grande quantidade de novos pontos a serem desenvolvidos e estudados.

Do ponto de vista dos métodos espectrais, a metodologia desenvolvida na presente tese permite que o método pseudoespectral de Fourier (MPEF) seja aplicado também a problemas não periódicos, atingindo uma maior gama de problemas de *CFD*. A metodologia apresentada

tem como características positivas a alta acurácia e alta taxa de convergência numérica. Outra boa característica que se vislumbra é a alta eficiência computacional, quando comparada às de outros métodos também de alta ordem. Essa afirmação está apoiada no fato que, ao se trabalhar com as equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis, não é preciso resolver o sistema linear (equação de Poisson), uma vez que não se tem mais o acoplamento entre pressão e velocidade. O divergente da velocidade é mantido na ordem de erros de arredondamento de máquina (10^{-16}). Destaca-se ainda que a taxa de convergência espacial da pressão, recuperada por pós-processamento, é a mesma que a da velocidade. Normalmente, isso não ocorre quando se utilizam os métodos de acoplamento pressão-velocidade.

Por outro lado, a maior parte do tempo de processamento da metodologia desenvolvida no presente trabalho encontra-se no cálculo dos termos não lineares advectivo e difusivo das equações de Navier-Stokes, pois ele é feito de forma pseudoespectral, ou seja, precisa-se de várias transformações entre os espaços físico e espectral. Mesmo assim, acredita-se que a metodologia proposta é competitiva com outras de alta ordem, principalmente, quando se trabalha com o número de pontos de colocação elevados, por exemplo, em problemas tridimensionais.

Outra característica importante é o fato de, ao aplicar a metodologia para a solução de problemas não periódicos, necessita-se estender o domínio de cálculo, de forma a criar o domínio complementar, o qual deve ser bem trabalhado, para reduzir o custo computacional.

Um comentário deve ser feito com relação à facilidade de implementação da metodologia pseudoespectral de Fourier, uma vez que as derivadas são calculadas através de produtos. A implementação pode ser feita de forma muito rápida, quando comparada às metodologias de volumes finitos, diferenças finitas e elementos finitos.

A verificação desta metodologia foi realizada frente aos métodos de soluções manufaturadas e escoamento de Poiseuille. Quando a metodologia é verificada com os métodos de soluções manufaturadas a metodologia apresenta taxa de convergência espectral.

Do ponto de vista de validação do código computacional, simulou-se turbulência isotrópica em uma caixa com condições de contorno periódicas, utilizando as modelagens submalha de Smagorinsky e Smagorinsky dinâmico. Com essas simulações foi possível mostrar a importância de se modelar corretamente um escoamento turbulento.

A evolução temporal dos espectros de energia cinética turbulenta e do módulo de vorticidade foram mostrados com as duas modelagem da turbulência. Quando se utiliza a modelagem de Smagorinsky, tem-se a necessidade de um ajuste da constante do modelo, para que a transferência de energia ocorra de forma correta. Foi proposta também uma forma de se ajustar a constante deste modelo a partir de simulações com a modelagem dinâmica.

Também é apresentado um caso onde nenhuma modelagem da turbulência é utilizada. Os espectros de energia cinética turbulenta se apresentam inconsistentes fisicamente, exemplificando mais uma vez a necessidade de se utilizar uma forma de modelagem quando o espectro não é completamente resolvido. Isso se deve ao fato da metodologia ser espectral, não apresentando nenhuma viscosidade numérica. Outra forma de se obter estabilidade seria resolver todo o espectro de energia, utilizando-se o refinamento apropriado no processo de discretização.

A validação envolvendo a simulação de jatos em desenvolvimento espacial, estruturas típicas do escoamento de jatos puderam ser evidenciadas como: instabilidades primárias do tipo Kelvin-Helmholtz, vórtices toroidais, vórtices helicoidais, filamentos longitudinais, e ainda fenômenos tais como emparelhamento, transição, espalhamento em direções transversais, e transição para a turbulência desenvolvida. Além de comparações qualitativas, os perfis de velocidade média foram comparados com dados experimentais e apresentaram ótimos resultados.

Em termos gerais conclui-se que a proposta inicial da tese, ora apresentada, foi atin- gida com sucesso. Apresenta-se como resultado a aplicação de nova metodologia em jatos em desenvolvimento espacial. Essa metodologia possui alta taxa de convergência, alta acurácia, eficiência computacional, aplicabilidade em problemas complexos e grande facilidade de implementação.

Finalmente observa-se que o objetivo central da tese não era análise do jato em si, mas o desenvolvimento de uma metodologia integralmente espectral de Fourier para escoamentos cisalhantes livres não periódicos. Considera-se que esse objetivo foi atingido com sucesso. Em consequência do tempo necessário e dedicado para atingir esse objetivo, não foi possível desenvolver um estudo aprofundado sobre a física do jato espaciais, o que será realizado em trabalhos futuros.

5.2 Trabalhos futuros

Na presente tese mostrou-se o desenvolvimento, a verificação e a validação de uma nova metodologia. As validações foram realizadas em turbulência homogênea e isotrópica e jatos. No entanto, no estudo de jatos, restam ainda uma grande quantidade de novos pontos a serem desenvolvidos e estudados.

No presente trabalho, a metodologia IMERSPEC foi desenvolvida para escoamentos incompressíveis, com propriedades físicas constantes e sem transferência de calor. Propõe-se a extensão da metodologia a escoamentos compressíveis, com propriedades físicas variáveis e a implementação da equação de energia.

No caso de estudar escoamentos compressíveis o método da projeção não será mais utilizado. A informação do campo de pressão deverá vir de uma equação de estado. Os produtos de convolução serão mais numerosos, o que, certamente, onerará a metodologia. Quanto a implementação da equação da energia, atenção especial deverá ser dada na forma de impor as condições de contorno de temperatura, uma vez que o MDF, foi testado apenas em condições de contorno de velocidade.

No MFLab já se encontram em desenvolvimento dois trabalhos relacionados com propriedades físicas variáveis. Um deles é abordado no presente trabalho, o outro trabalho é a aplicação da metodologia IMERSPEC em escoamentos bifásicos (VILLELA, 2011). Neste caso, tanto a viscosidade quanto a massa específica são variáveis.

No código IMERSPEC3DP ainda falta implementar as funções interpolação e distribuição, para se realizar simulações com geometrias não cartesianas. Também seria interessante implementar as subrotinas de interação fluido-estrutura, desenvolvidas no MFLab juntamente com Laboratório de Mecânica de Estruturas (LMEST) da UFU, por Borges (2010), baseada na teoria de vigas de Cosserat.

Outras subrotinas de FFT podem ser utilizadas, uma vez que, no presente trabalho, utilizou-se apenas a FFT de Takahashi (2006). Um outro aspecto está relacionado ao tipo de malha utilizado. No presente trabalho utilizaram-se apenas malhas uniformes, visto que a FFT só pode ser aplicada em uma distribuição de pontos de colocação equidistantes. Já está em estudo, no MFLab, a viabilidade de se usar coordenadas generalizadas para refinar

a malha próximo a regiões de interesse ou ainda a possibilidade de se usar malha adaptativa.

CAPÍTULO VI

REFERÊNCIAS