

Como mencionado anteriormente, a viscosidade efetiva (composta pela viscosidade molecular μ mais a viscosidade turbulenta) empregada, foi calculada a partir da modelagem clássica de *Smagorinsky* da forma:

$$\mu_{eff} = \mu + \rho (C_S \Delta)^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (4.3)$$

onde S_{ij} é o tensor de deformação, C_S é a constante de Smagorinsky e Δ o comprimento característico do filtro, definido como: $\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$. Devido ao fato que a viscosidade turbulenta é superestimada na região parietal, empregou-se uma função de amortecimento para correção do seu valor. Para tal, usou-se a função de amortecimento de *van Driest*, que corrige o valor de C_S da forma:

$$C_S = C_{S0} \left(1 - e^{-d^+/A^+} \right)^2 \quad (4.4)$$

sendo d^+ a distância da parede definida como $d^+ = (d \sqrt{\tau_w / \rho}) / \nu$, onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede, A^+ é uma constante cujo valor atribuído é, em geral, de 25 (Ferziger e Peric, 1999) e C_{S0} é a constante de *Smagorinsky* que, no presente trabalho, foi empregada valendo 0,1.

O passo de tempo adotado é constante, $\Delta t = 0,01h/U_0$, e, apesar de maior que o recomendado em Le *et al.* (1997), é suficiente para que uma partícula de fluido percorra completamente a maior dimensão entre os volumes do domínio discretizado. Além disso, o tempo adimensional total da simulação foi de $t = 2.500h/U_0$, cujos $t = 500h/U_0$ iniciais foram descartados, procurando garantir uma massa de dados suficiente, e estabelecida, para se realizar uma estatística confiável.

Nos cálculos foram empregados 3 processadores, buscando subdividir de forma igualitária, os 2 359 296 volumes do domínio, consumindo em torno de 503MBytes de memória RAM em cada máquina. O tempo total de CPU foi de ≈ 216 h.

Na Fig. 4.7 é possível visualizar a topologia do escoamento dominada pelas instabilidades de *Kelvin-Helmholtz* que se deslocam na direção do escoamento. A imagem foi obtida no instante $t = 40h/U_0$ e apresenta o isovalor do módulo da vorticidade de $|\omega| = 1,5U_0/h$. Logo após o degrau, essas estruturas apresentam-se num padrão quase bidimensional para, logo em seguida, assumir um comportamento tridimensional porém, mantendo grande parte do

seu formato original. Filamentos longitudinais são observados, como constatado por outros autores (Silveira-Neto *et al.*, 1993 e Lesieur, 1990).

De forma a se analisar quantitativamente o escoamento, utilizou-se medições dos perfis de velocidade média, das intensidades da turbulência longitudinal - $\left(\overline{u'^2}\right)^{1/2}$ - e transversal - $\left(\overline{v'^2}\right)^{1/2}$ -, além da componente $\left(\overline{u'v'}\right)$ das tensões de Reynolds. Os resultados foram avaliados em quatro estações diferentes no interior do canal após o degrau: na região de recirculação ($x/h < X_R$, $x/h = 4$), próximo ao ponto de recolamento médio ($x/h \approx X_R \approx 6$), logo após ($x/h > X_R$, $x/h = 10$) e bem mais afastado ($x/h = 19$) do ponto de recolamento. Na Fig. 4.8 são apresentados os resultados para velocidade média, enquanto que as flutuações das velocidades e da componente do tensor de Reynolds podem ser vistas na Fig. 4.9. Os resultados das simulações com e sem modelagem, são comparados com o trabalho experimental de Jovic e Driver (1994).

É interessante salientar aqui os bons resultados obtidos com a modelagem de turbulência. Os perfis de velocidade próximos à parede inferior do degrau apresentaram boa concordância com os resultados experimentais, ressaltando a importância da função de amortecimento de *Van Driest*.

Um outro parâmetro interessante a ser analisado é o comprimento de recolamento que é a medida, a partir do início do degrau, onde a camada limite volta a tocar o fundo deste. Devido ao fato que, para este número de Reynolds, o escoamento encontra-se completamente turbulento, a forma de se obter o comprimento de recolamento passa pelo emprego de análises estatísticas.

A partir de sondas numéricas posicionadas longitudinalmente ao domínio, junto à parede interior, determinam-se as médias temporais dos valores da componente u da velocidade. Sabe-se que, antes do ponto de recolamento, a velocidade longitudinal permanece negativa por um tempo maior que 50% pois se trata da região de recirculação (onde $x < X_R$). Após o ponto de recolamento, a velocidade longitudinal permanece negativa por um tempo menor que 50% (onde $x > X_R$). Assim, avalia-se o ponto onde, na média, aproximadamente 50% do tempo da velocidade longitudinal permanece positiva ou negativa. Este local é assumido como ponto de recolamento e possui coordenada X_R . Foram feitos ensaios sem modelagem de turbulência e, também, diversos com diferentes valores da constante de *Smagorinsky* para a determinação de X_R . A Tabela 4.1 apresenta os resultados obtidos para o comprimento de recolamento, com $C_S = 0,1$, comparando-os com resultados na literatura. Tendo em vista o alto grau de dificuldade de se calcular corretamente esta grandeza, consideram-se bons os resultados obtidos.

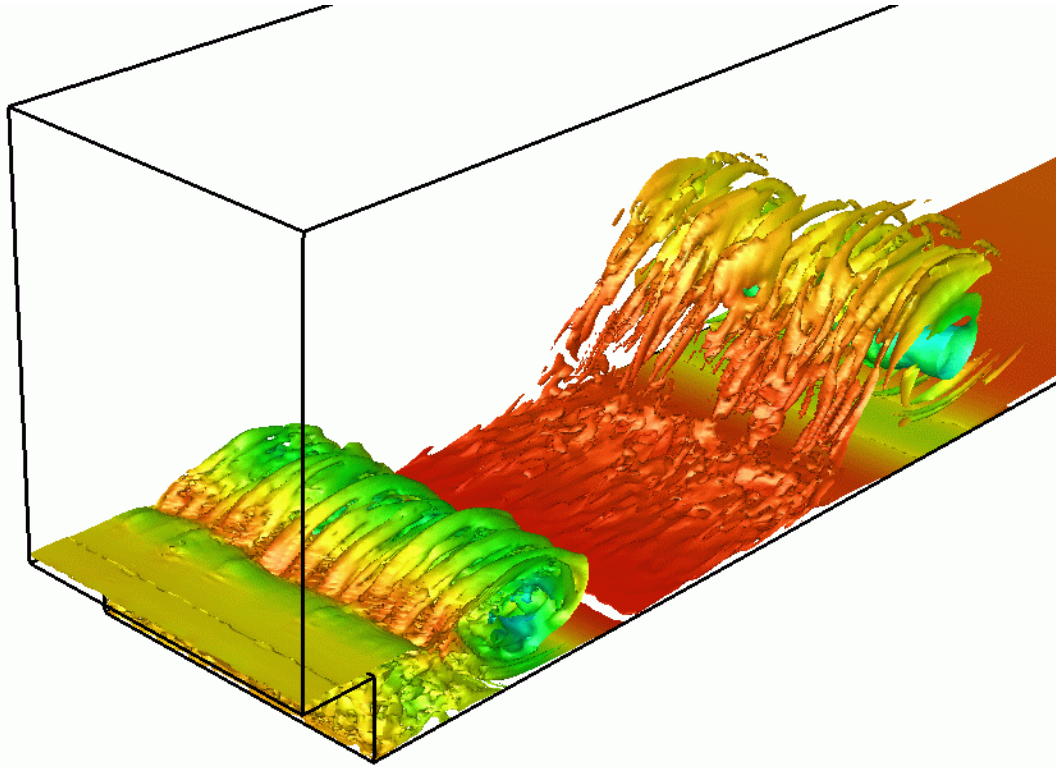


Figura 4.7 – Isosuperfícies do módulo da vorticidade $|\omega| = 1.5U_0/h$ no tempo $t = 40h/U_0$ coloridos pela pressão; $Re_h = 5.100$.

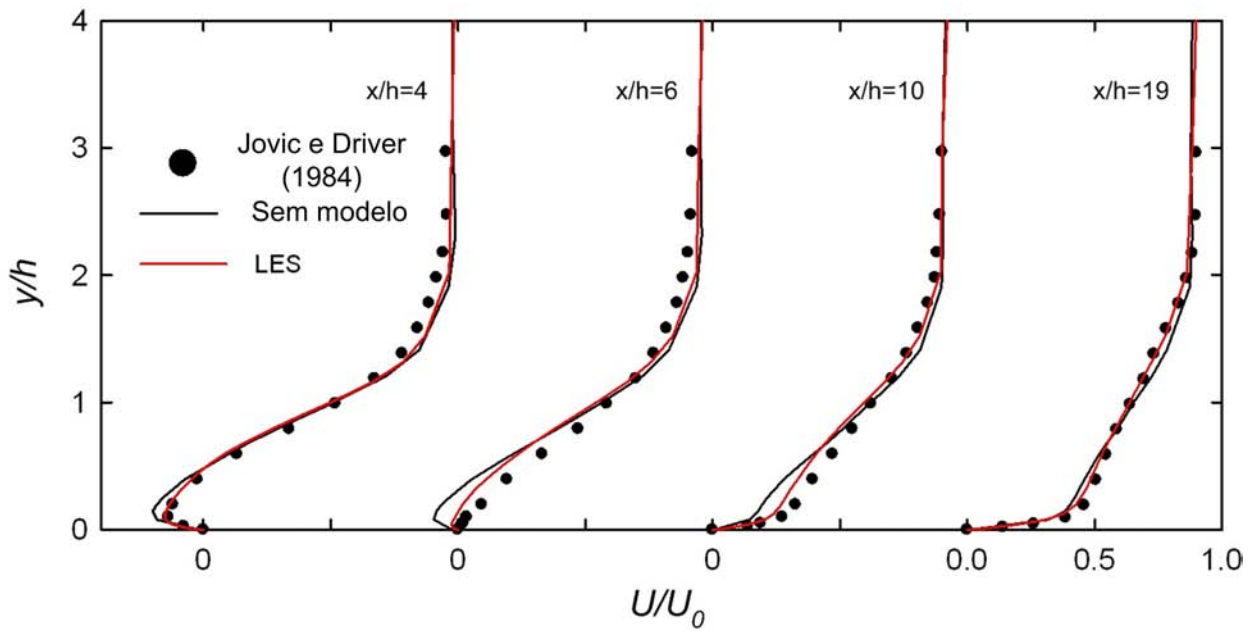


Figura 4.8 – Perfis de velocidade média longitudinal após o degrau; $Re_h = 5.100$.

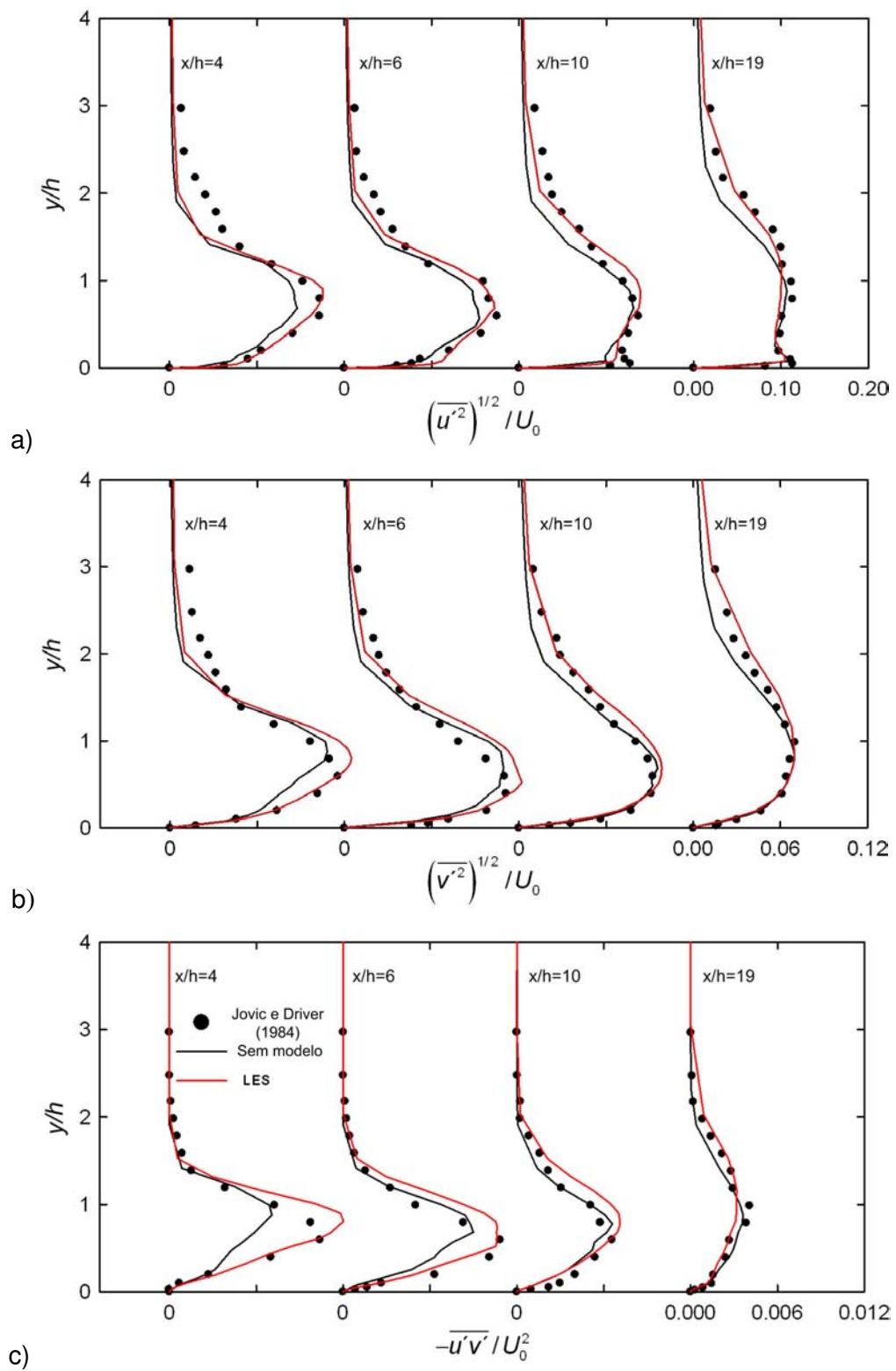


Figura 4.9 – Perfis de intensidades da turbulência longitudinais e transversais da velocidade – (a) e (b), respectivamente - e da componente da tensão de Reynolds (c); $Re_h = 5.100$.

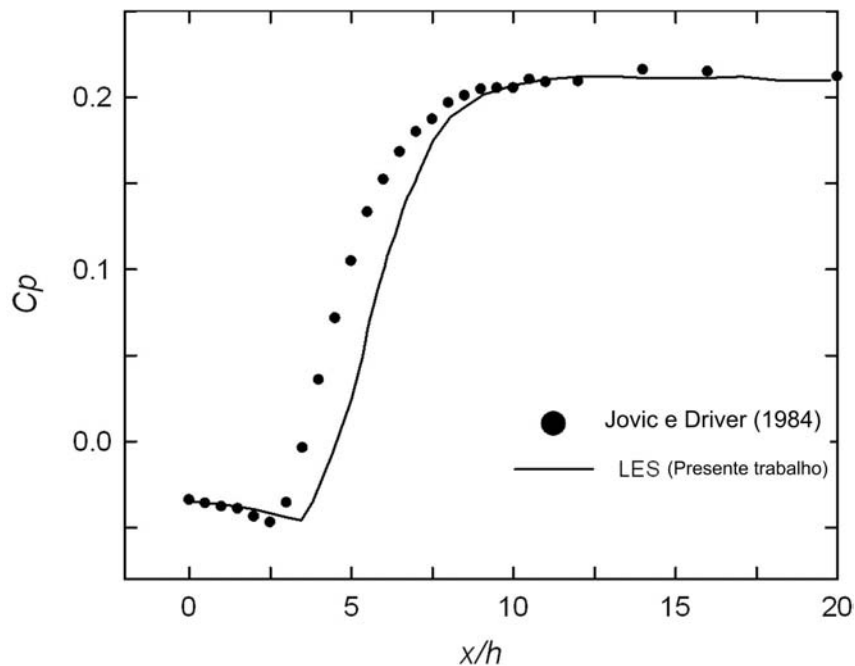
Tabela 4.1– Resultados obtidos para comprimento de recolamento; $Re_h = 5.100$.

Método	X_R/h
Experimental (Jovic e Driver ,1994)	6,00 (+/- 0,15)
DNS (Le, Moin e Kim, 1997)	6,28
Sem modelagem	7,45
$C_s = 0,10$	6,7

O coeficiente de pressão (C_P), junto à parede inferior do canal, foi definido da forma:

$$C_P(x) = \frac{p(x) - p_\infty}{(1/2)\rho U_0^2}, \quad (4.5)$$

onde p_∞ é a pressão na entrada do domínio. Os resultados para C_P podem ser vistos na Fig. 4.10 onde uma boa concordância é observada com os resultados experimentais.

Figura 4.10 – Coeficiente de pressão na direção longitudinal do degrau; $Re_h = 5.100$.

A partir dos resultados apresentados nas Fig. 4.8 e Fig. 4.9, pode-se perceber que a modelagem da turbulência apresentou um importante papel, melhorando os resultados em comparação com os cálculos sem modelo. Na região compreendida por $x/h = 6$, que é próxima

ao ponto de recolamento, pode-se notar as maiores diferenças, sendo o perfil de velocidade subestimado. Nas regiões parietais, entretanto, o efeito da função de amortecimento exerce um papel extremamente importante, reproduzindo com boa concordância os perfis de velocidade média, refletindo, conseqüentemente, nos resultados para os momentos de segunda ordem. Por fim, a maior diferença observada no comprimento de recolamento, em relação aos resultados experimentais, ficou em torno de 8%.

No outro experimento, relatado em Campregher *et al.* (2004), o número de Reynolds simulado foi maior que o apresentado anteriormente, ou seja, $Re_H = 38.000$. Além disso, a nomenclatura foi ligeiramente modificada e foi empregada uma malha bem mais refinada. Detalhes do domínio podem ser conferidos na Fig. 4.11. O comprimento total do domínio é $L = 64H$, a largura $Y = 3W$ e a razão entre as alturas $W/H = 2,5$. A quantidade de volumes empregados foi de $740 \times 62 \times 182$ nas direções x , y e z , respectivamente, totalizando aproximadamente 8,35 milhões de volumes elementares que foram simulados usando cinco processadores. Este é um teste que serviu também para verificação do potencial de cálculo via processamento paralelo. A malha foi refinada nas regiões próximas à parede inferior e na região imediatamente atrás do degrau, visando capturar mais acuradamente o perfil de velocidades e economizar recursos computacionais. A modelagem de turbulência empregada foi, novamente, o modelo clássico de Smagorinsky porém, sem lei de amortecimento na região parietal.

Assim como no experimento anterior, diversas sondas foram posicionadas ao longo do comprimento L do domínio para capturar as propriedades do escoamento. Foram levantados perfis de velocidade média e freqüência de emissão de vórtices. Na Fig. 4.12 encontram-se plotadas as curvas para velocidade média tomada na posição $x/H = 8$ (Fig. 4.12a) e $x/H = 10$ (Fig. 4.12b) comparadas com resultados retirados de Eaton e Johnston (1980) e de Silveira-Neto *et al.* (1993).

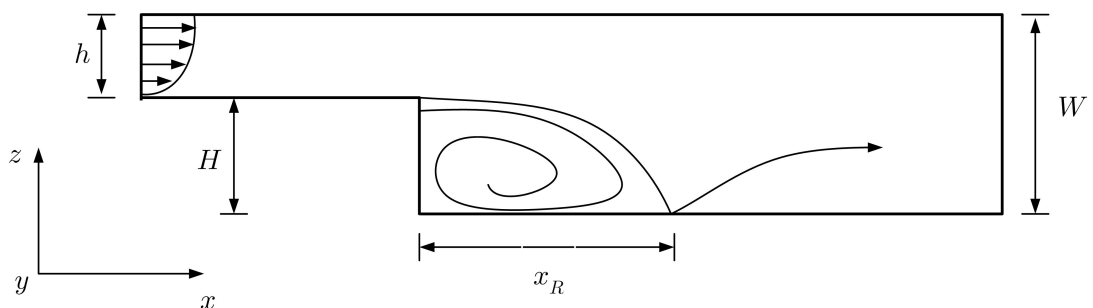


Figura 4.11 — Desenho esquemático do domínio utilizado na simulação do degrau a $Re_H = 38.000$.

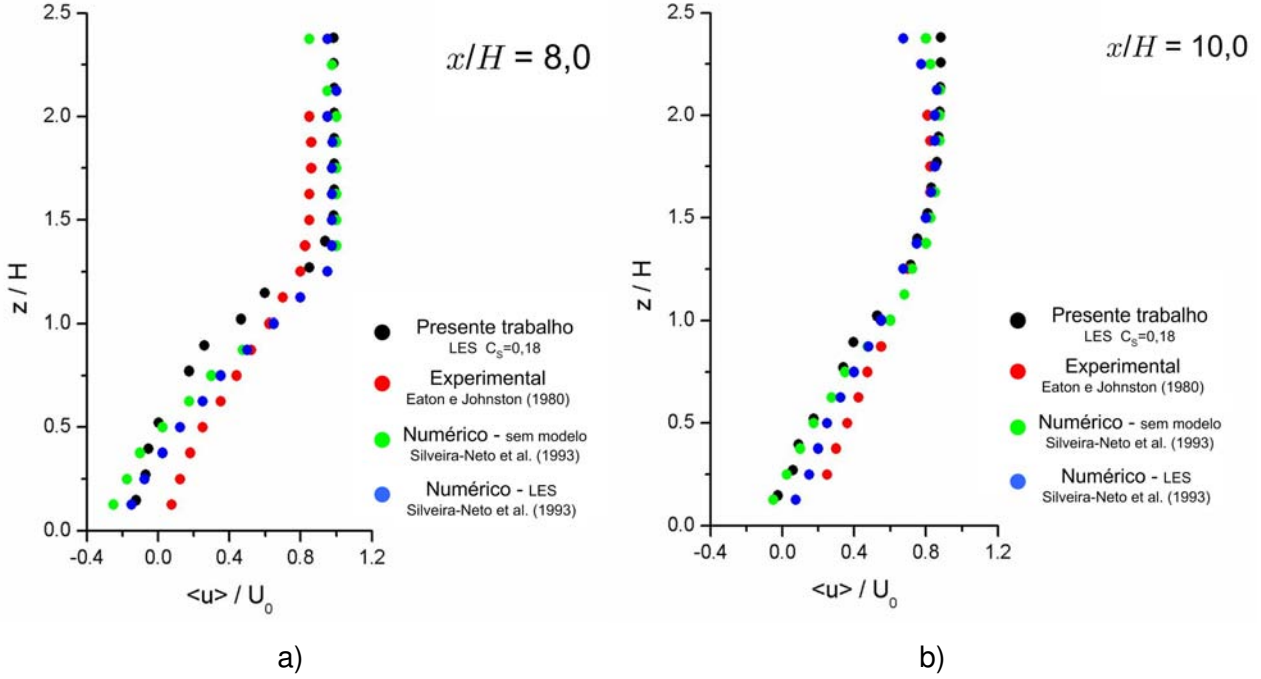


Figura 4.12 – Perfis de velocidade média em duas estações diferentes, em $x/H = 8$ (a) e $x/H = 10$ (b); $Re_H = 38.000$.

Uma sonda posicionada em $(x, y, z) = (12H, Y/2, H)$ e monitorando a componente w da velocidade foi empregada para a avaliação do número de *Strouhal*, definido por:

$$St_H = \frac{fH}{U_\infty} \quad (4.6)$$

onde f é a frequência de emissão de vórtices e U_∞ a velocidade da corrente livre. O perfil na entrada do degrau foi obtido realizando-se uma simulação em separado com as mesmas condições do experimento. O objetivo deste procedimento é de se evitar que um perfil plano interferisse nos resultados, principalmente no comprimento de recolamento. Isto costuma ocorrer devido ao pequeno comprimento de entrada, insuficiente para que o perfil de velocidade se desenvolva completamente. Ao sinal coletado com a sonda realizou-se uma transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*), para obter o espectro de frequências e, em seguida, plotar a cascata de energia como se pode observar na Fig. 4.13, onde a inclinação $k^{-5/3}$ representa um escoamento completamente turbulento.

A grande densidade de malhas empregada permitiu a captura de estruturas turbilhonares bem mais detalhadas que no experimento anterior, o que pode ser confirmado na Fig. 4.14, onde tem-se os isovalores $\omega_y = 1,2U_0/H$ da vorticidade na direção transversal ao escoamento.

Nota-se na Fig. 4.12 uma boa concordância dos resultados obtidos para o perfil de velocidades com os resultados experimentais e numéricos da literatura. Os campos de vorticidade e a natureza turbulenta podem ser vistos com mais detalhes num corte no plano $y = W/2$ (Fig. 4.15) e no plano em corte $z = H$ (Fig. 4.16). Estruturas turbilhonares tridimensionais, com predominância longitudinal são visualizadas.

Com base nestes resultados, considera-se que o algoritmo de solução das equações de Navier-Stokes, está bem definido e implementado corretamente.

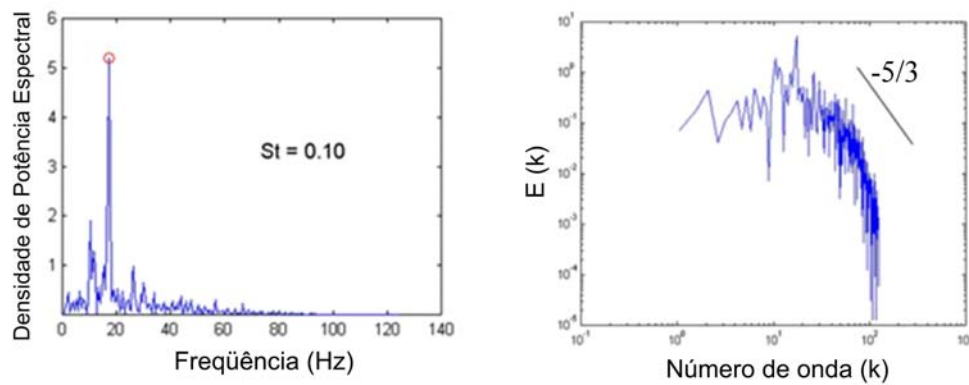


Figura 4.13 – Sinal da sonda no domínio da frequência (*esq.*) e cascata de energia (*dir.*).

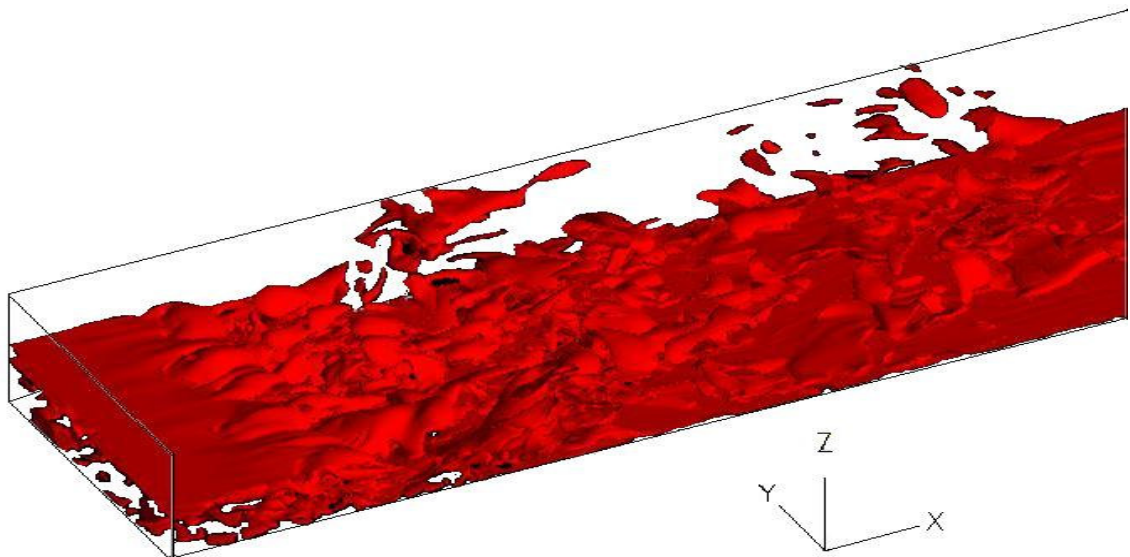


Figura 4.14 – Isovalores da vorticidade $\omega_y = 1,2U_0/H$ no sentido transversal ao escoamento (*spanwise*); $Re_H = 38.000$.

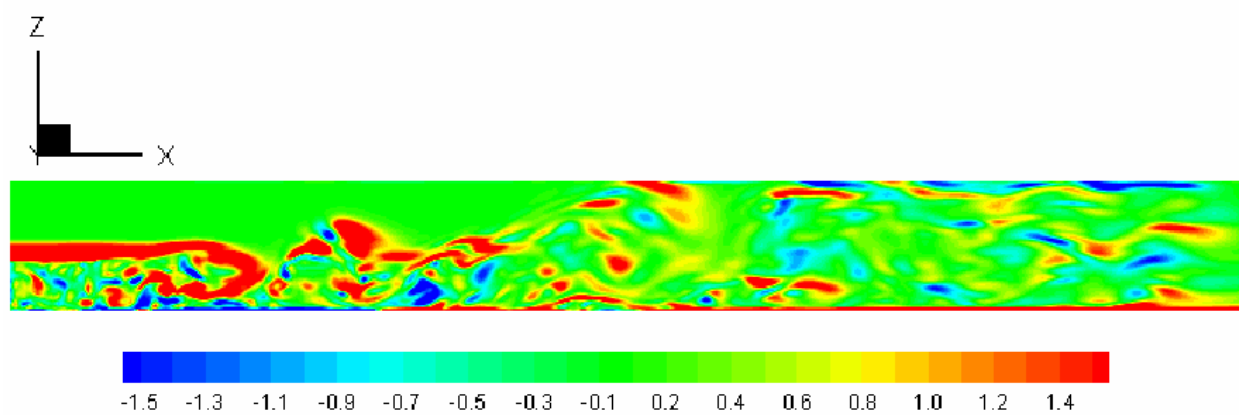


Figura 4.15 — Vista em corte da componente ω_y vorticidade no plano $y = W/2$; $Re_H = 38.000$.

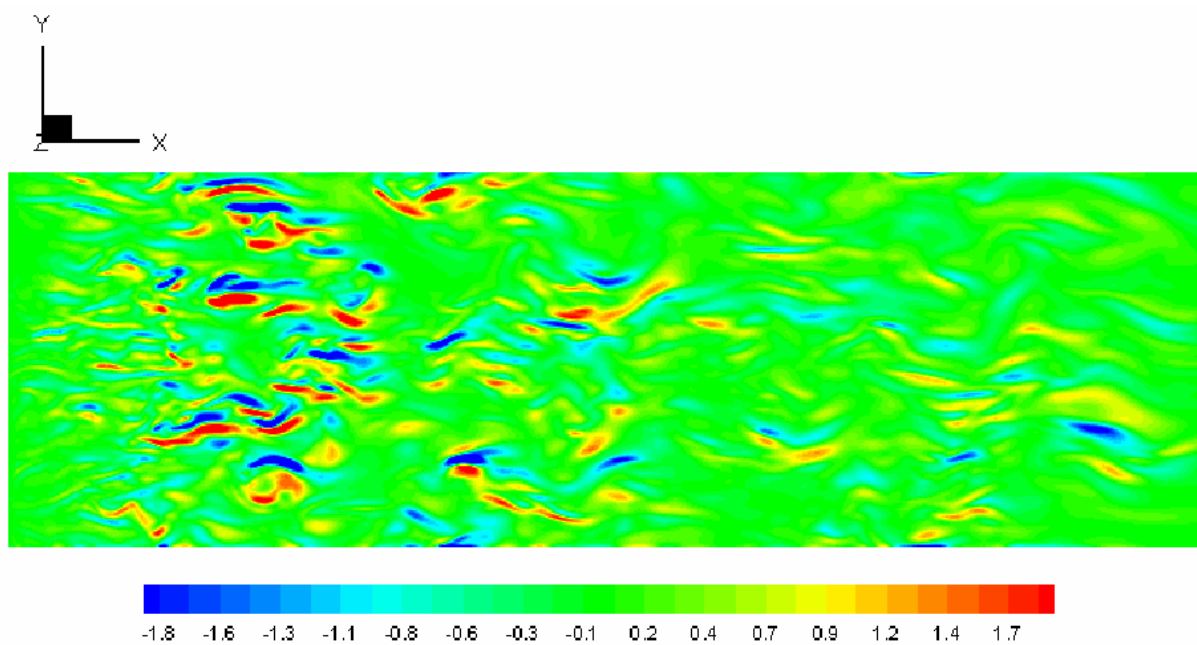


Figura 4.16 – Componente longitudinal da vorticidade ω_x num corte no plano $z = H$; $Re_H = 38.000$.

4.2 Simulações com a metodologia de fronteira imersa

Como primeiro experimento a ser realizado numericamente envolvendo a metodologia da fronteira imersa tridimensional, optou-se por simular o escoamento ao redor de uma esfera estacionária a números de Reynolds moderados. Grande parte dos resultados aqui apresentados foi publicada e podem ser vistos em Campregher *et al.* (2005). A opção por esta geometria deveu-se, principalmente pela facilidade de geração de uma malha em elementos triangulares que a caracterizasse e, ainda, por existirem resultados numéricos e experimentais na literatura para comparação. Na Fig. 4.17, pode-se observar a malha empregada na construção da geometria. Foram utilizados 1.892 elementos triangulares de forma que a variável ΔS_k se aproxime do valor das arestas do volume elementar no qual o elemento k estiver inserido. Evitando-se grandes diferenças entre o comprimento destas arestas, diminuiu-se a probabilidade que o produto da função distribuição (Eq. 3.63) pelos termos $\Delta A_k \Delta S_k$ na equação 3.62 atinja valores muito diferentes da unidade, alterando, artificialmente, o valor final da força f_i .

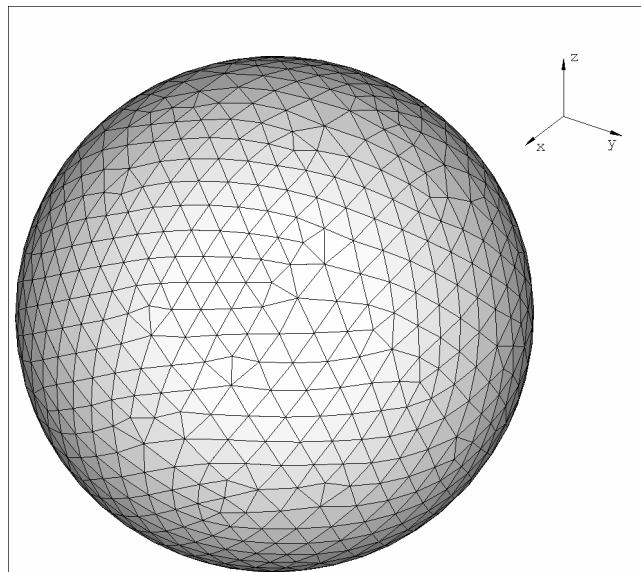


Figura 4.17 – Esfera construída a partir de elementos triangulares, usada na simulação.

A esfera da Fig. 4.17 possui um raio $r = 0,02m$ e está inserida num domínio euleriano de dimensões $(1,0 \times 0,68 \times 0,68) m$ com seu centro na posição $(x, y, z) = (0,38, 0,34, 0,34) m$. O domínio euleriano foi discretizado por volumes finitos, como mencionado anteriormente, e a malha empregada está ilustrada na Fig. 4.18. Com base no diâmetro D da esfera, o domínio possui dimensões de $9D$ à montante, $15D$ à jusante e largura de $17D$ em ambas as direções y e z . A razão de bloqueio, em termos de área foi de 0,27%. Os números entre colchetes

representam a quantidade de malhas empregadas em cada um dos eixos. Pode-se perceber, ainda, que a malha é não-uniforme, o que torna a densidade final de volumes menor, tornando o cálculo computacional mais barato. As regiões mais densas, onde foi inserida a esfera, possuem espaçamentos uniformes para evitar que diferenças entre os lados do volume elementar causem deformações nos campos de força. A quantidade de volumes total, usada em cada direção coordenada será, doravante, denominada de x_{tot} , y_{tot} e z_{tot} para as direções x , y e z respectivamente. Uma imagem em perspectiva da malha pode ser vista na Fig. 4.19.

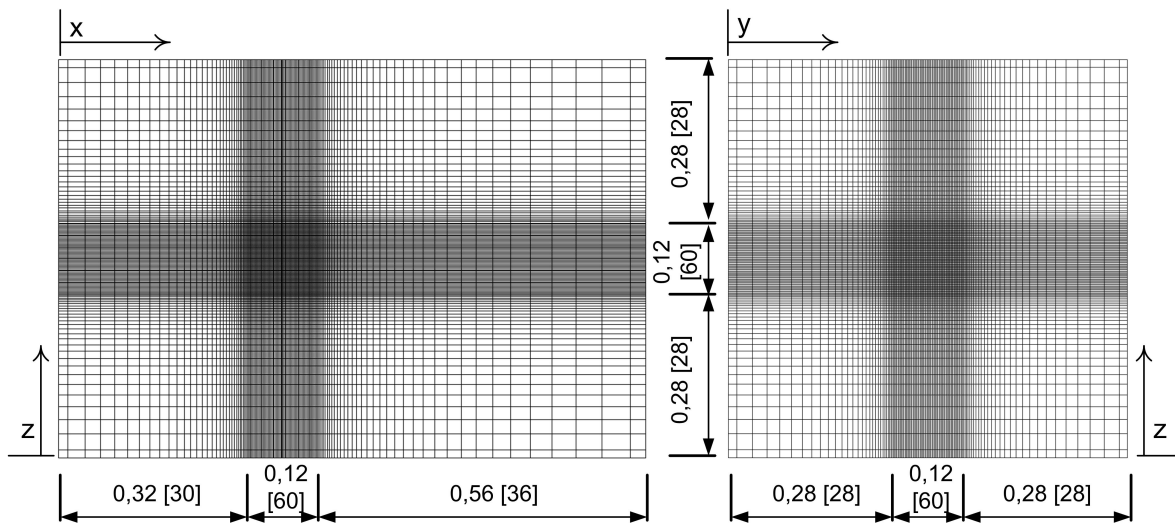


Figura 4.18 – Domínio euleriano, discretizado por volumes finitos, no qual a esfera foi inserida.

O domínio foi dividido em três subdomínios e, posteriormente, cada um deles foi enviado à uma CPU. Além disso, manteve-se a precaução de posicionar a esfera no interior de um único subdomínio, pois o programa computacional ainda não é capaz de subdividir a malha lagrangiana para mais de um processador. Uma vista expandida do domínio particionado encontra-se na Fig. 4.20, onde a esfera está localizada no subdomínio intermediário.

Com relação às condições de contorno, foi imposto um escoamento de perfil plano na entrada (em $x = 0$) de valor $u = U_\infty$ e $v = w = 0$. A condição de fronteira livre foi empregada para todas as componentes da velocidade paralelas às faces laterais (o que significa, também, que nenhum fluxo atravessa as fronteiras do domínio). Na saída do domínio aplicou-se a condição de contorno de Neumann para todas as variáveis do escoamento, ou seja, impôs-se um valor (no caso, nulo) para as primeiras derivadas das componentes das velocidades. Para o caso particular da pressão, a condição de Neumann foi empregada também para as demais direções (fixou-se, entretanto, o valor da pressão próxima à entrada do domínio como parâmetro de normalização).

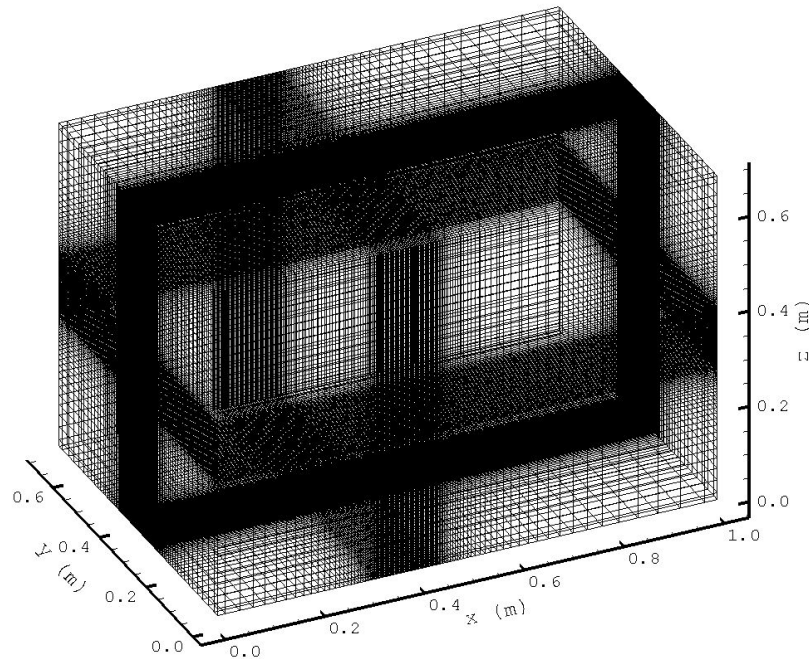


Figura 4.19 – Malha de volumes finitos vista em perspectiva.

De modo a garantir a conservação de massa global, foi usado um artifício de correção da componente u no último plano do domínio (em $i = x_{tot}$), que consiste em atribuir um valor equivalente ao valor do penúltimo plano (em $i = x_{tot}-1$) multiplicado por uma razão entre as massas totais que entram e que saem do domínio (Versteeg e Malalasekera, 1995). Em outras palavras, faz-se o valor de $u_{x_{tot}} = \beta u_{x_{tot}-1}$, sendo β avaliado como:

$$\beta = \frac{\sum_{i=1,j,k} \rho_{i,j,k} S_{j,k} u_{i,j,k}}{\sum_{i=x_{tot}-1,j,k} \rho_{i,j,k} S_{j,k} u_{i,j,k}}. \quad (4.7)$$

O parâmetro adimensional número de Reynolds (Re) foi empregado para caracterizar os regimes de escoamento do fluido sobre a esfera. No presente trabalho, o Re foi definido com base no diâmetro D da esfera na forma:

$$Re_D = \frac{\rho U_{\infty} D}{\mu} \quad (4.8)$$

onde U_{∞} é a velocidade da corrente livre, ρ e μ são a massa específica e a viscosidade dinâmica do fluido, respectivamente.