

Tabela 6.3 - Número de Strouhal obtido nas simulações e resultados experimentais.

Número de Reynolds	Número de Strouhal (St)			Roshko (1967) Eq. (6.1)
	URANS	Presente trabalho DES	LES	
1×10^4	0,1877	0,2125	0,2507	0,2117
5×10^4	0,1752	0,2125	0,2569	0,2119
2×10^5	0,1877	0,2125	0,2451	0,2120
5×10^5	0,1877	0,2125	0,2463	0,2120
1×10^6	0,1857	0,2125	0,2403	—

Resultados para o St obtidos com DES apresentaram um ajuste muito bom com relação aos resultados experimentais. Foram verificadas significativas diferenças entre os resultados obtidos por cada uma das metodologias de modelagem da turbulência. Estas diferenças eram esperadas e estão associadas às características das próprias metodologias. Diferenças semelhantes foram reportadas também por outros autores como Breuer (2000) e Catalano *et al.* (2003).

A metodologia URANS não é adequada para analisar o comportamento transiente de escoamentos, devido ao alto nível de viscosidade turbulenta produzida pelos modelos desta classe de métodos. Modelos do tipo URANS são mais adequados ao estudo do comportamento médio do escoamento e portanto capturam menos informações associadas a fenômenos físicos transitórios, como é o caso do número de Strouhal. De fato, como se pode observar na Tab. 6.3, o número de Strouhal está sub-preditto pela metodologia URANS quando comparado com os dados experimentais. Por outro lado a metodologia LES tem como característica resolver a maior quantidade possível de escalas modelando somente as menores escalas. Como consequência esta classe de modelos se caracteriza pelo cálculo de menores níveis de viscosidade turbulenta nas regiões de escoamento livre (como será discutido a seguir), quando comparados a modelos do tipo URANS. Por esta razão, a freqüência de desprendimento de vórtices é maior quando calculada com LES que com URANS. Entretanto, o número de Strouhal obtido com LES está superpreditto em relação aos resultados experimentais. A metodologia DES, por sua vez, apresentou resultados intermediários entre LES e URANS e obteve-se um bom ajuste aos resultados de referência.

6.1.4 Ângulo de separação da camada limite

O ângulo de separação (θ_{sep}) é definido como a medida angular do ponto de estagnação na frente do cilindro até o ponto onde o escoamento se separa da superfície do cilindro, como

ilustrado na Fig. 6.6.

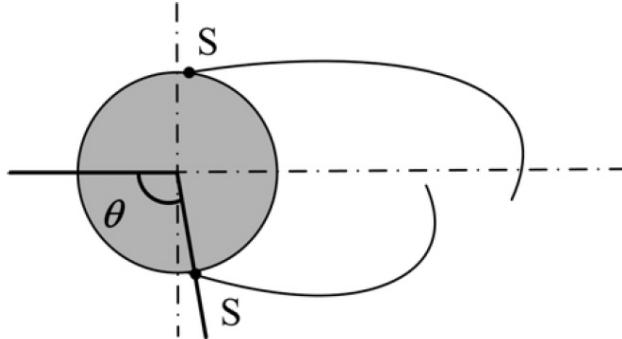


Figura 6.6 - Definição do ângulo de separação.

A localização do ponto de separação em um escoamento instável não é fixa, ou seja, a posição do ponto de descolamento oscila no tempo em torno de um valor médio, sendo fortemente influenciado pela freqüência de despreendimento de vórtices. Para determinar o ângulo de separação, sondas numéricas foram posicionadas ao longo de toda a superfície do cilindro. Através da análise do campo médio de velocidades, considerou-se como a posição do ponto de separação do escoamento o primeiro ponto sobre a superfície do cilindro onde fosse identificada a presença de escoamento reverso. Os resultados obtidos desta análise estão apresentados na Tab. 6.4.

Tabela 6.4 - Valor do ângulo de separação do escoamento sobre o cilindro.

Número de Reynolds	Ângulo de separação (θ [°])		
	URANS	DES	LES
1×10^4	88,8	88,1	91,7
5×10^4	95,4	92,0	95,8
2×10^5	95,8	95,8	95,1
5×10^5	96,0	93,1	96,7
1×10^6	96,7	94,5	94,4

A determinação do ponto de separação do escoamento, mesmo experimentalmente, é uma tarefa de difícil execução devido à espessura da camada limite, como relatado em trabalhos da literatura. Ballengee e Chen (Zdravkovich, 1997) determinaram experimentalmente o ponto de separação para escoamentos sobre cilindros na faixa de Reynolds $10^4 \leq Re_D \leq 4,5 \times 10^4$. O maior valor obtido para o ângulo de separação foi de $\theta_{sep} = 91^\circ$, para o escoamento a um

número de Reynolds de $Re_D = 10^4$. Este valor de θ_{sep} é bastante próximo aos obtidos pelas simulações no presente trabalho. Ainda com respeito aos resultados de Ballengee e Chen, os autores identificaram nos experimentos uma tendência geral de decréscimo do ângulo de descolamento com o aumento do número de Reynolds. O valor medido para o ângulo de separação foi de $\theta_{sep} = 82^\circ$ para $Re_D = 4,5 \times 10^4$. Entretanto, este comportamento não é predominante, tendo sido observado em algumas medições, aumento do ângulo de separação com o aumento do Reynolds. Os resultados numéricos do presente trabalho, para esta faixa do número de Reynolds mostraram uma tendência de aumento de θ_{sep} com Re_D , portanto, contrária aquela observada nos experimentos de Ballengee e Chen.

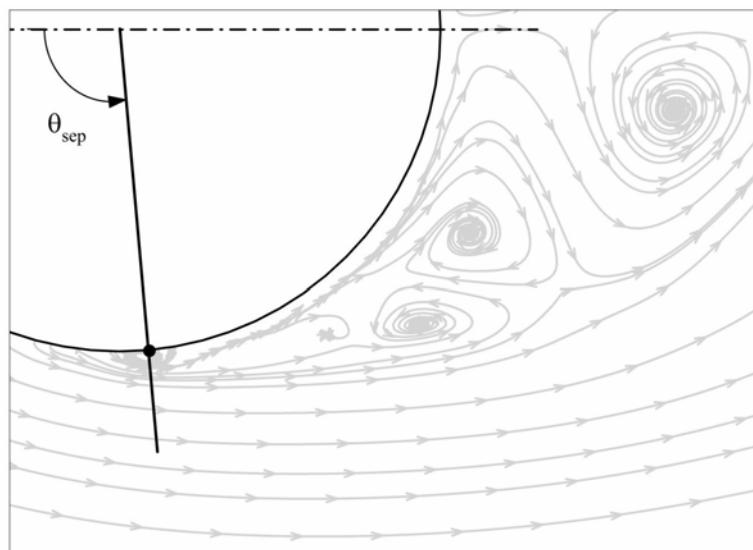


Figura 6.7 - Determinação do ponto de separação através do campo médio de velocidade, $Re_D = 10^4$, para a metodologia LES.

O ângulo de separação também foi calculado numericamente por Breuer (2000), que utilizou um código 3D para resolver as equações de Navier-Stokes em uma malha cilíndrica, utilizando a metodologia LES. O autor obteve um ângulo de descolamento de $\theta_{sep} = 95^\circ$ para um escoamento a número de Reynolds igual a $Re_D = 1,4 \times 10^5$. Outro trabalho numérico conduzido por Travin *et al.* (1999), avaliou estratégias de modelagem da turbulência (LES, DES e URANS) no cálculo de escoamentos sobre cilindros, com ênfase na predição do ponto de separação do escoamento. Simulações 2D e 3D, utilizando malhas cilíndricas, foram realizadas. Para o caso a um número de Reynolds $Re_D = 1,4 \times 10^5$, os autores obtiveram valores na faixa de $91^\circ \leq \theta_{sep} \leq 99^\circ$, dependendo da estratégia de modelagem adotada. Estes dois trabalhos numéricos

obtiveram resultados semelhantes, entretanto medições experimentais realizadas por Achenbach (1969) e também por Son e Hanratty (1969), no regime sub-crítico para número de Reynolds igual a $Re_D = 10^5$, estimam o ponto de descolamento em torno de $\theta_{sep} = 78^\circ$. Achenbach também realizou medições para regiões pouco antes da transição para o regime crítico (para $Re_D = 2,6 \times 10^5$). Observou-se que a camada limite junto ao cilindro ainda apresentava um comportamento laminar, com a separação do escoamento ocorrendo próxima ao ângulo $\theta_{sep} = 94^\circ$.

O objetivo desta discussão é mostrar a dificuldade na determinação do ponto de descolamento do escoamento. Na literatura observa-se grande discrepância nos valores preditos por métodos numéricos e experimentais para a posição do ponto de descolamento do escoamento. Do mesmo modo que pode haver imprecisão nas simulações devida a erros ou aproximações numéricas, trabalhos experimentais também estão sujeitos a imprecisões de medição devido à complexidade dos fenômenos. Toda esta complexidade indica uma alta não-linearidade na relação entre a posição do ponto de separação do escoamento com o número de Reynolds, conforme observado por Breuer (2000).

6.1.5 Distribuição de pressão

O coeficiente de pressão em função do ângulo θ (ver Fig. 6.6), para a simulação do escoamento a um número de Reynolds igual a $Re_D = 2,0 \times 10^5$ é apresentado na Fig. 6.8(a). As distribuições do coeficiente de pressão foram calculadas a partir do campo médio para cada uma das metodologias de modelagem da turbulência. Os resultados são comparados a medições experimentais realizadas por Cantwell e Coles (1983), para $Re_D = 1,4 \times 10^5$ e também de Farell e Blessmann (1983), para $Re_D = 2,3 \times 10^5$.

Os resultados do coeficiente de pressão, calculados com DES, mostraram uma concordância razoável com as medições de Farell e Blessmann (1983), exceto para a região entre $70^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$. Já para as metodologias LES e URANS, foram observadas diferenças bastante significativas na distribuição de pressão, principalmente na região posterior do cilindro.

Observando os resultados da Fig. 6.8(a) é possível evidenciar a forte relação entre o arrasto e a distribuição de pressão para esta faixa de Reynolds. Como se sabe a força de arrasto total exercida pelo escoamento sobre o cilindro é produzida essencialmente por efeitos de origem viscosa ($C_D f$) e por força de pressão devida à assimetria da distribuição de pressão ao longo da

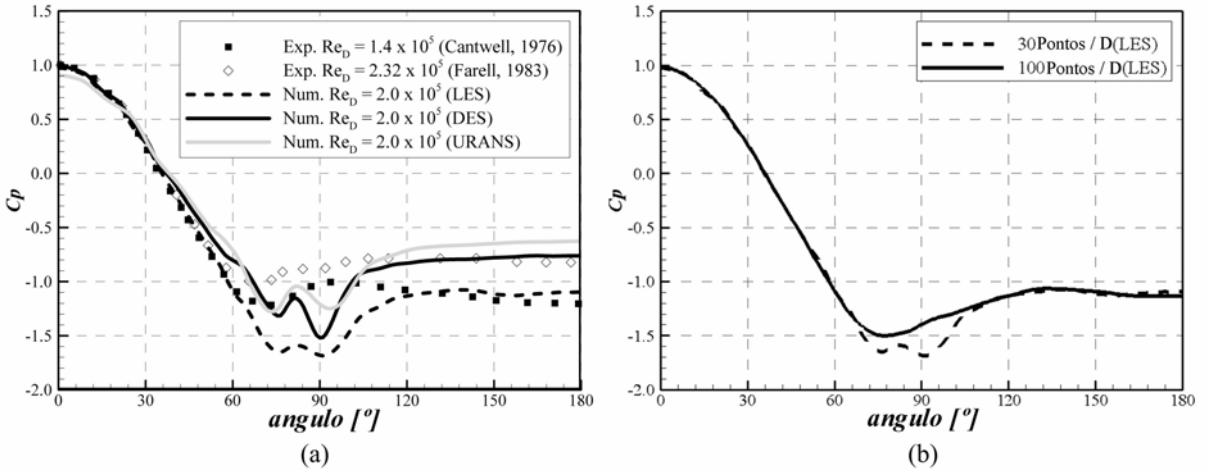


Figura 6.8 - Distribuição do coeficiente de pressão médio ao longo do cilindro: (a) comparação com resultados experimentais e (b) efeito do refinamento de malha para LES.

superfície do cilindro ($C_{D,p}$). Assim, o coeficiente de arrasto total é dado por:

$$C_D = C_{D,f} + C_{D,p} \quad (6.2)$$

Entretanto as forças devidas aos efeitos viscosos tornam-se desprezíveis a partir de Reynolds maiores que 10^3 , como mostrado por Zdravkovich (1997). Desta forma espera-se que a força de arrasto seja maior para maiores gradientes de pressão no cilindro. Podemos assim, relacionar a força de arrasto com o coeficiente de pressão na base do cilindro (C_{pb}). O maior gradiente de pressão entre a parte frontal e a base do cilindro foi verificado com LES, e como se pode verificar nos resultados para o arrasto apresentados na Tab. 6.2, LES apresenta o maior coeficiente de arrasto em relação as outras metodologias.

Ainda com relação a Fig. 6.8(a), em todas as simulações realizadas foi observada uma pobre concordância com relação aos dados experimentais na região entre $70^\circ \leq \theta \leq 110^\circ$, onde o coeficiente de pressão alcança o seu valor mínimo. Esta é uma região bastante crítica para a camada limite. A partir do ponto de inflexão na distribuição de pressão, a camada limite passa a sofrer ação de gradientes adversos de pressão e de acordo com a literatura esta é a provável localização do ponto de separação do escoamento (Zdravkovich, 1997). Todos os resultados numéricos, independentemente da modelagem de turbulência utilizada, apresentaram fortes oscilações que não são verificadas nas medições experimentais. As oscilações são claramente de origem numérica. O teste mostrado na Fig. 6.8(b), com o uso de uma malha mais refinada sobre o cilindro, foi realizado com LES. Observou-se que as oscilações no coeficiente de pressão

desaparecem. De fato, muitos trabalhos na literatura alertam para necessidade do uso de uma alta resolução de malha junto ao cilindro. A necessidade do uso de uma malha uniforme sobre o cilindro faz com que o custo da simulação seja muito elevado com esta resolução de malha (100 pontos/ D). Além disso, não foi verificado nenhum grande impacto ao se avaliar parâmetros globais do escoamento como o coeficiente de arrasto e número de Strouhal.

Fenômenos complexos que ocorrem nesta região, como elevados gradientes de velocidade e escoamento reverso junto à parede, sem a resolução de malha adequada geram descontinuidades no campo de força euleriano, calculado pelo VPM. Estas descontinuidades são transmitidas ao campo de pressão, gerando oscilações numéricas no coeficiente de pressão. Trata-se de um processo não-linear que acredita-se estar relacionado à baixa resolução de malha nesta região, para elevados números de Reynolds. Note que em simulações de escoamento sobre cilindros a baixos números de Reynolds, apresentadas anteriormente (Fig. 5.6) e também por Lima e Silva *et al.* (2003), usando o método IB/VPM não se verificou a presença deste tipo de oscilação. Isto leva a concluir que o ideal seria o uso de uma malha refinada localmente para se conseguir uma descrição mais realística para a distribuição de pressão, o que pode ser feito com malha adaptativa.

Cantwell e Coles (1983) mediram experimentalmente o coeficiente de pressão médio e também as flutuações no coeficiente de pressão. A faixa de flutuação e o coeficiente médio obtidos por estes autores são apresentados na Fig. 6.9. As medições destes autores foram usadas como referência para uma comparação qualitativa com os resultados instantâneos do coeficiente de pressão obtidos no presente trabalho, para $Re_D = 2 \times 10^5$. As flutuações numéricas obtidas com LES são mostradas na Fig. 6.9(a) e os resultados usando DES na Fig. 6.9(b).

Deve-se ressaltar que esta é apenas uma comparação qualitativa, uma vez que os resultados são para números de Reynolds diferentes. Observa-se que as flutuações do coeficiente de pressão calculadas com LES apresentam maiores amplitudes do que para DES, mas sempre dentro da faixa de oscilação verificada por Cantwell e Coles (1983). Estes resultados evidenciam que LES consegue representar melhor o efeito transiente do que as outras metodologias de modelagem de turbulência. Mesmo assim, a amplitude das flutuações numéricas foi menor do que aquelas medidas experimentalmente, provavelmente por causa da hipótese de bidimensionalidade adotada. Já a metodologia DES quase não apresentou flutuações. A distribuição de pressão oscilou com pequenas amplitudes e comportamento bastante previsível e próximo do valor médio, não conseguindo reproduzir bem o comportamento físico do escoamento. Para o

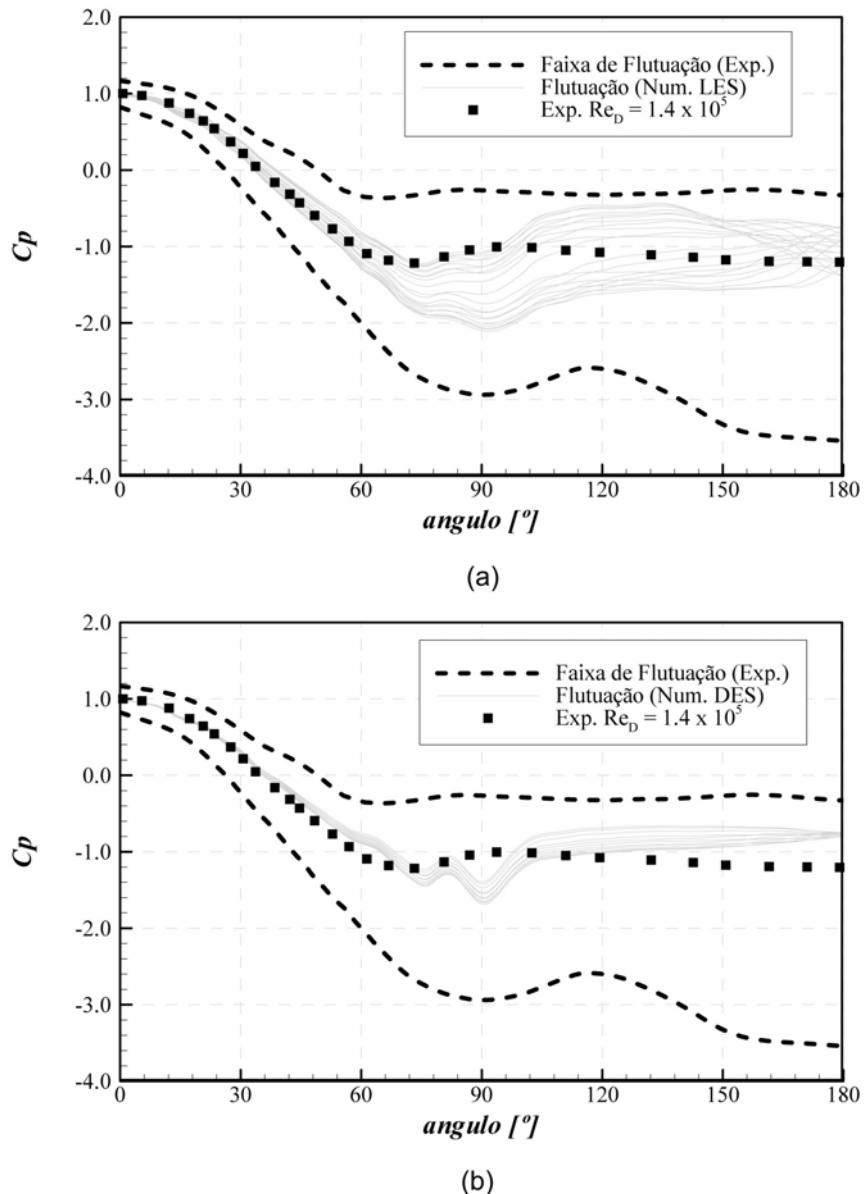


Figura 6.9 - Distribuição do coeficiente de pressão instantâneo sobre o cilindro, comparados com as medições de Cantwell e Coles (1983): (a) LES e (b) DES.

coeficiente de pressão, o comportamento das flutuações deve ser bastante semelhante entre DES e URANS, pois o coeficiente de pressão é avaliado próximo à superfície do cilindro onde as metodologias são semelhantes.

6.1.6 Visualização do escoamento

As análises adicionais apresentadas aqui serão focadas no caso para $Re_D = 10^4$, sendo apresentados os resultados da visualização dos campos instantâneos do escoamento com ênfase nas diferenças causadas pelas metodologias de modelagem da turbulência.

A principal diferença está associada com o cálculo, como pode ser evidenciado na Fig. 6.10, que apresenta o campo instantâneo de viscosidade turbulenta para cada uma das metodologias usadas no presente trabalho.

A viscosidade efetiva perto da parede, calculada pelo modelo URANS, apresenta a mesma magnitude da viscosidade molecular. Já atrás do cilindro, na região da esteira, a viscosidade efetiva assume elevados valores, o que é típico de URANS. Este campo de viscosidade inibe quase que totalmente o transporte das estruturas que se desprendem do cilindro, como pode se observar na visualização do campo instantâneo de vorticidade da Fig. 6.11(c).

Diferentemente dos modelos do tipo URANS, a viscosidade efetiva calculada pela modelagem LES é menos intensa na região da esteira, o que permite um cálculo mais preciso das grandes estruturas e consequentemente consegue-se capturar melhor os fenômenos físicos. Na Fig. 6.11(a), é possível observar uma grande quantidade de estruturas que são transportadas junto com o escoamento. Uma particularidade do modelo de Smagorinsky é que ele apresenta elevados valores para a viscosidade turbulenta nas regiões próximas às paredes. Esta é uma deficiência do modelo, que não amortece a viscosidade turbulenta próxima às regiões parietais. Este comportamento não é fisicamente consistente, pois como se sabe, regiões de camada limite apresentam velocidades relativamente baixas, apresentando escoamentos laminares e portanto não deveria apresentar alta viscosidade turbulenta.

A metodologia DES, por sua vez, mostra um comportamento intermediário entre LES e URANS. A viscosidade efetiva calculada na região da esteira pelo modelo S-A, no modo DES (Fig. 6.11(b)), é menos intensa que a obtida com a formulação tradicional do modelo S-A (modo URANS). Como consequência, no modo DES, as estruturas se desprendem e são transportadas pelo escoamento atrás do cilindro, apresentando uma predição mais acurada dos efeitos transitórios do escoamento do que quando se utiliza o modelo no modo URANS. Mesmo assim DES

ainda é mais viscoso do que LES na região da esteira, já na para regiões próximas à parede DES assume um comportamento similar a URANS, com baixo nível de viscosidade turbulenta.

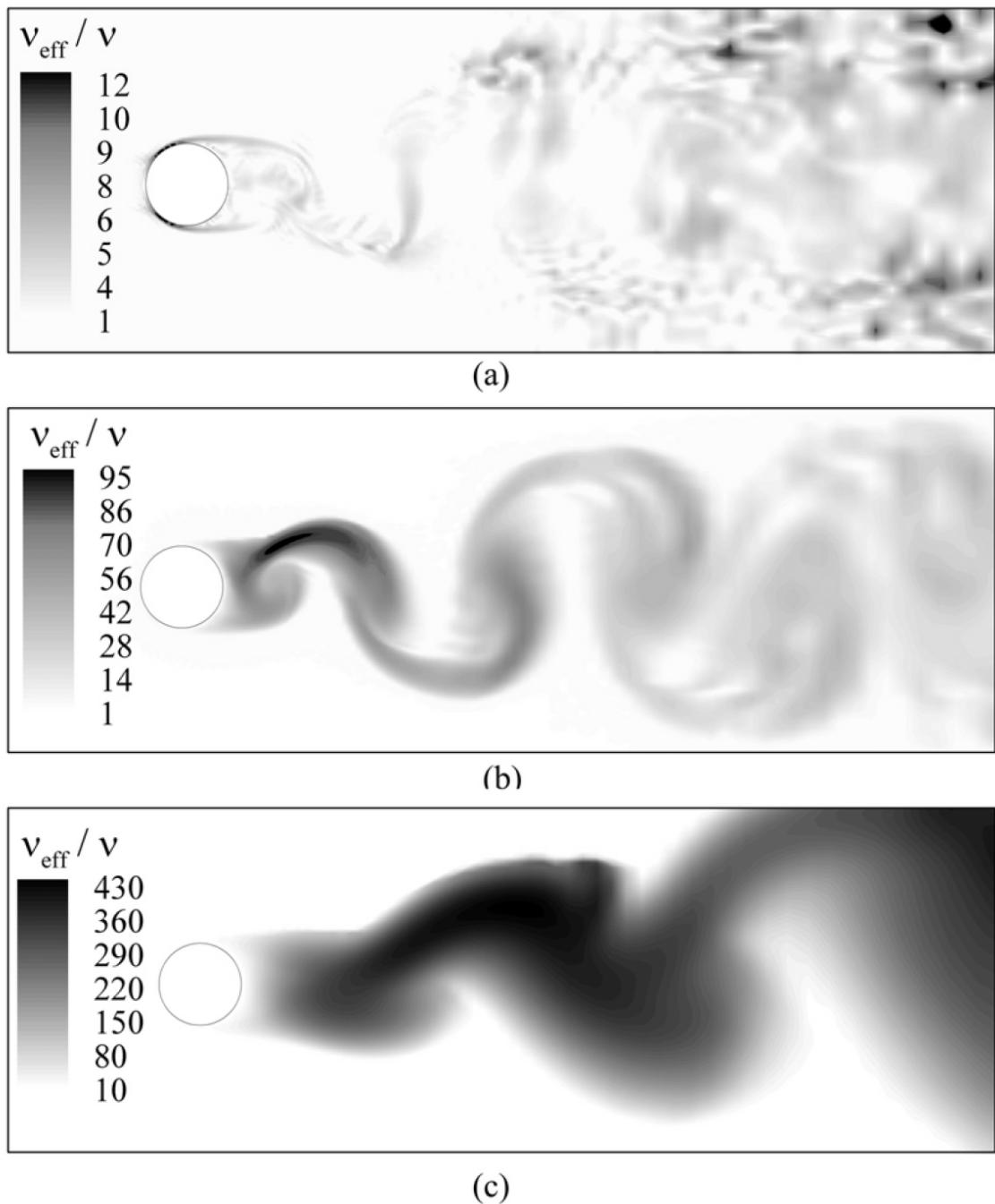


Figura 6.10 - Campo instantâneo de viscosidade efetiva para $Re_D = 10^4$: (a) LES, (b) DES e (c) URANS.

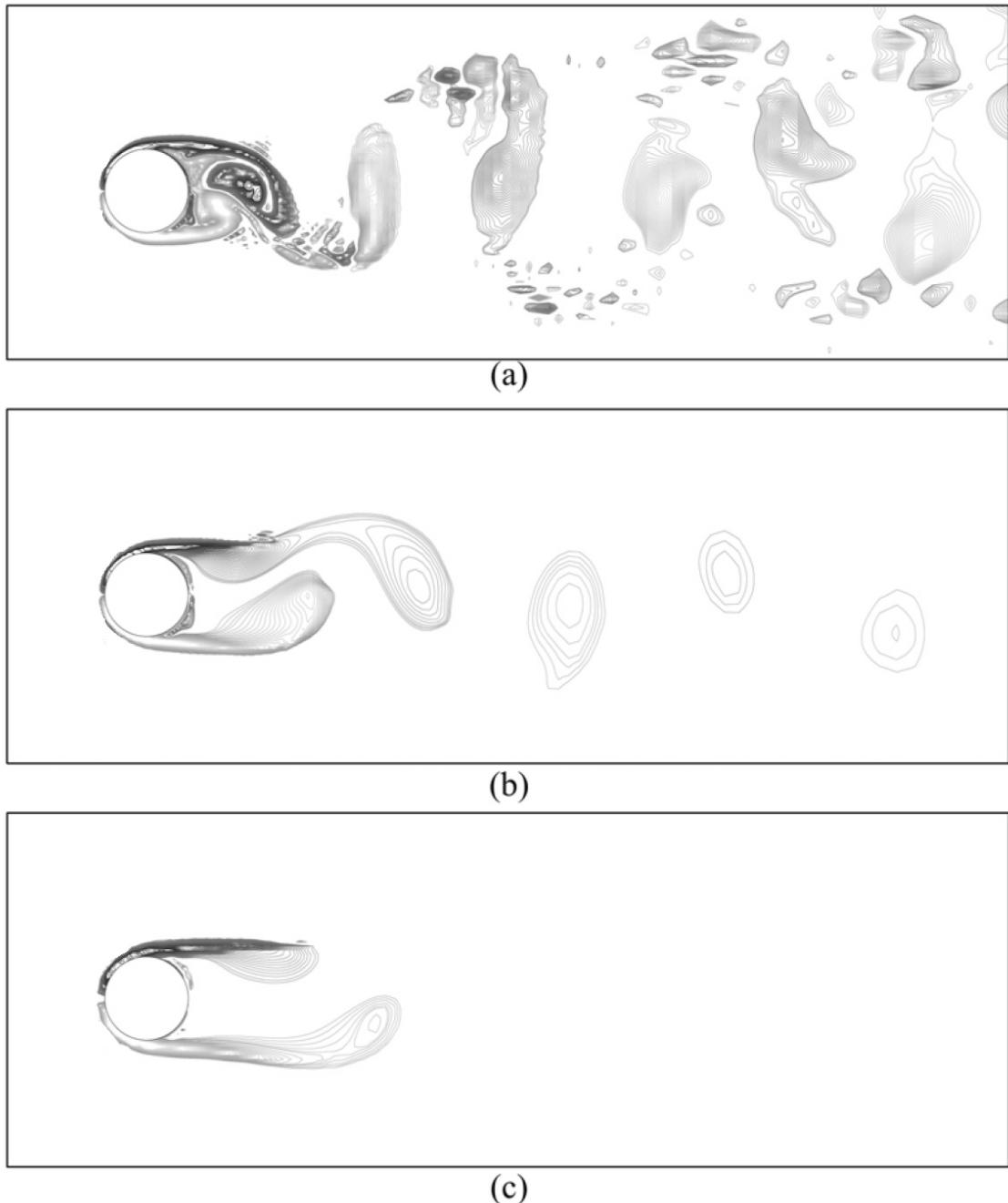


Figura 6.11 - Campo instantâneo de vorticidade ($-190 \leq \omega_z \leq 190$) para $Re_D = 10^4$: (a) LES, (b) DES e (c) URANS.

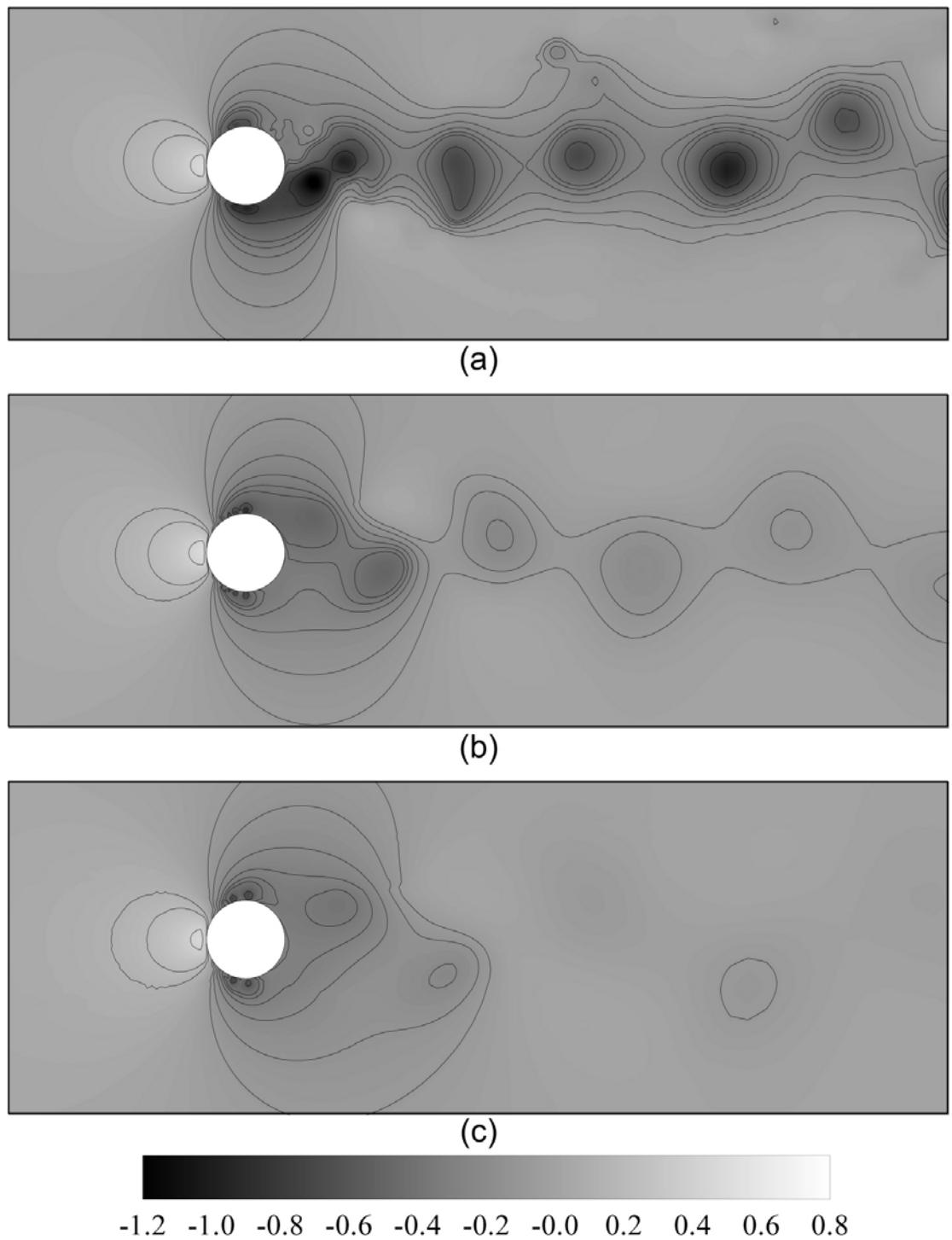


Figura 6.12 - Iso-contornos de pressão para escoamento a $Re_D = 10^4$: (a) LES, (b) DES e (c) URANS.

A Figura 6.12 mostra uma comparação qualitativa entre os resultados obtidos com as

três metodologias de modelagem da turbulência. Os campos de pressão são mostrados para LES (Fig. 6.12-a), DES (Fig. 6.12-b) e URANS (Fig. 6.12-c). A escala de tons dos isovalores de pressão é a mesma para todas as metodologias ($-1,2 \leq p \leq 0,8$).

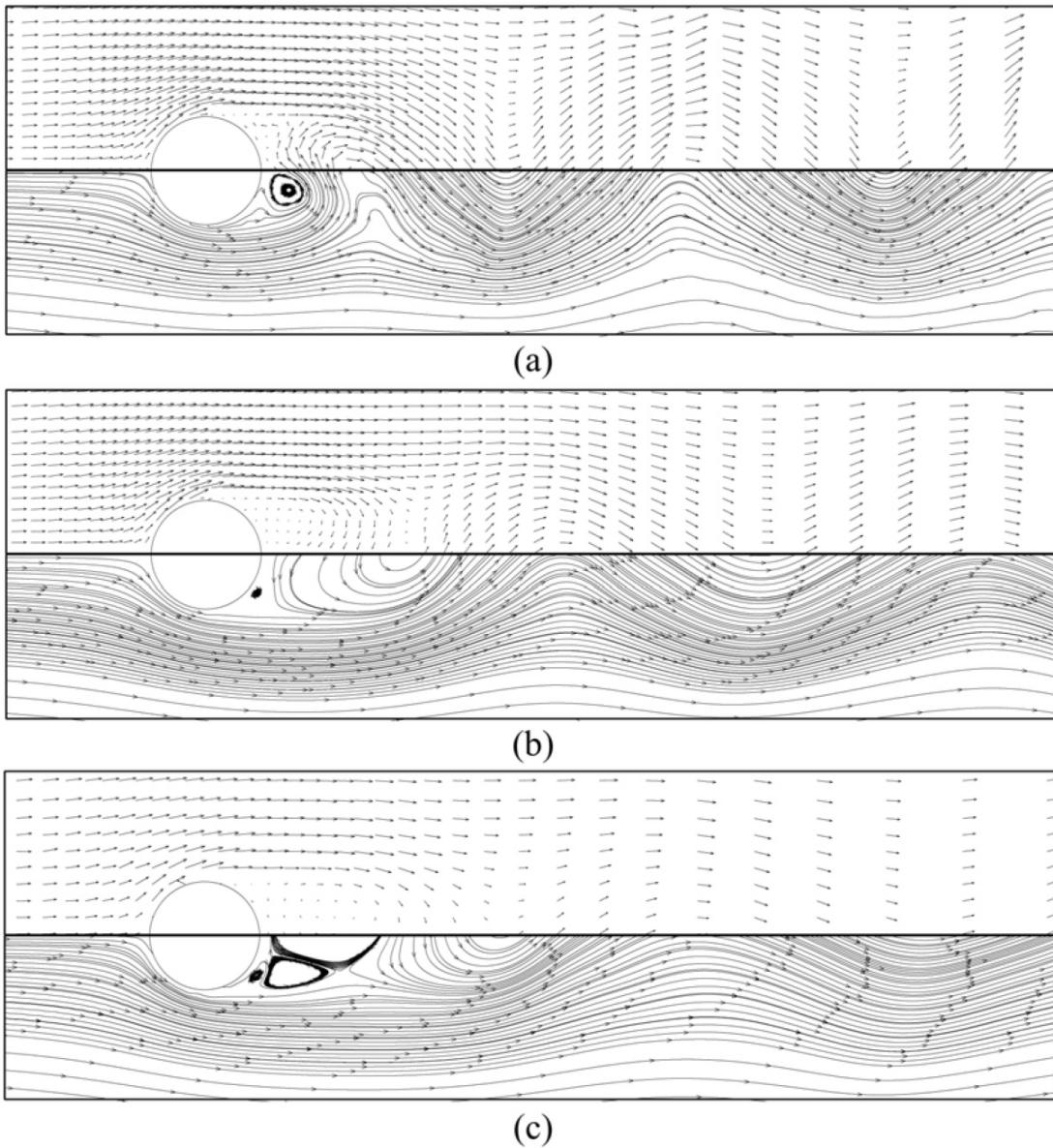


Figura 6.13 - Linhas de correntes e vetores de velocidade instantâneos para $Re_D = 10^4$: (a) LES, (b) DES e (c) URANS.

A visualização das linhas de corrente e dos vetores de velocidade instantâneos do escoamento é mostrada na Fig. 6.13. Observam-se claramente as linhas de corrente se desviando do corpo, que é imerso virtualmente no escoamento pelo campo de força. Uma bolha de recirculação