

Figura 5.44. Linhas de corrente obtidas numericamente para os casos 15 (a) 16 (b) da Tabela 5.3.

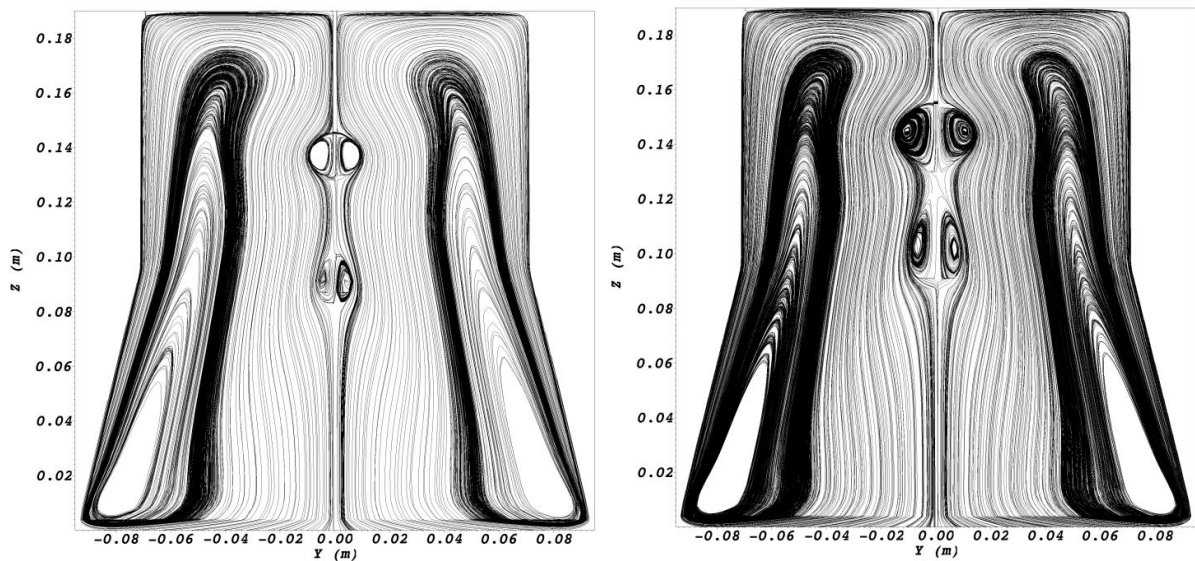


Figura 5.45. Linhas de corrente obtidas numericamente para os casos 17 (a) 18 (b) da Tabela 5.3.

Observando as linhas de corrente obtidas com o cilindro-cone, nota-se que a formação do *vortex breakdown* é tardia quando comparada com a formação do mesmo no cilindro com razão  $H/R = 2$ , pois no cilindro o primeiro *vortex breakdown* é formado com  $Re = 1492$  (Figura 5.7), e no cilindro-cone o primeiro *vortex breakdown* aparece de forma discreta com  $Re = 2350$  (Figura 5.44(b)).

Outra característica diferente do escoamento no cilindro-cone, quando comparado com o escoamento no cilindro, é a formação quase que instantânea de dois *vortex breakdown* do tipo bolha com o aumento do número de Reynolds, sendo que no cilindro a formação de dois *vortex breakdown* ocorre de forma discreta com  $Re = 1854$  (Figura 5.8), havendo considerável diferença entre os números de Reynolds na formação de um e dois *vortex breakdown*.

No cilindro-cone a formação de dois *vortex breakdown* ocorre com  $Re = 2500$  (Figura 5.45(a)), com diferença relativamente menor entre os números de Reynolds na formação de um e dois *vortex breakdown*. A formação quase que instantânea de duas bolhas axissimétricas no cilindro-cone com o aumento do número de Reynolds provavelmente se deve a expansão da geometria na região cônica, diminuindo a restrição do efeito de parede e assim facilitando a desaceleração e inversão do escoamento axial nas regiões abaixo do *vortex breakdown* superior.

Assim como nos experimentos realizados por Escudier (1984), foi verificado numericamente no escoamento do cilindro-cone que com o aumento do número de Reynolds as bolhas axissimétricas aumentam, e a bolha inferior se desloca até a superior formando apenas um ponto de estagnação.

Objetivando verificar a influência do aumento do número de Reynolds no vórtice central, foram gerados os iso-valores da componente de velocidade na direção Z com valores negativos, em um plano no eixo X como mostram as seguintes Figuras 5.46, 5.47 e 5.48.

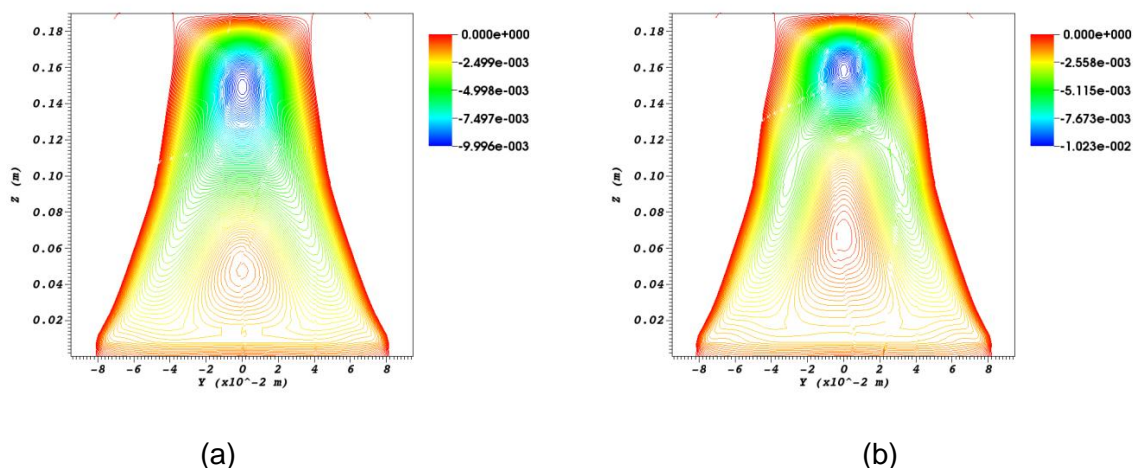


Figura 5.46. Iso-valores com valores negativos da componente de velocidade  $W$  para os casos 13 (a) 14 (b) da Tabela 5.3.

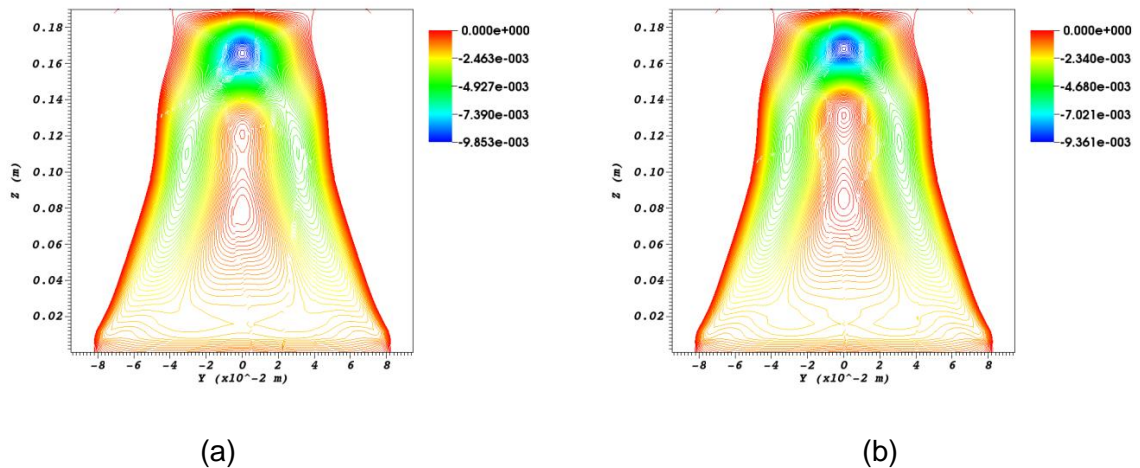


Figura 5.47. Iso-valores com valores negativos da componente de velocidade  $W$  para os casos 15 (a) 16 (b) da Tabela 5.3.

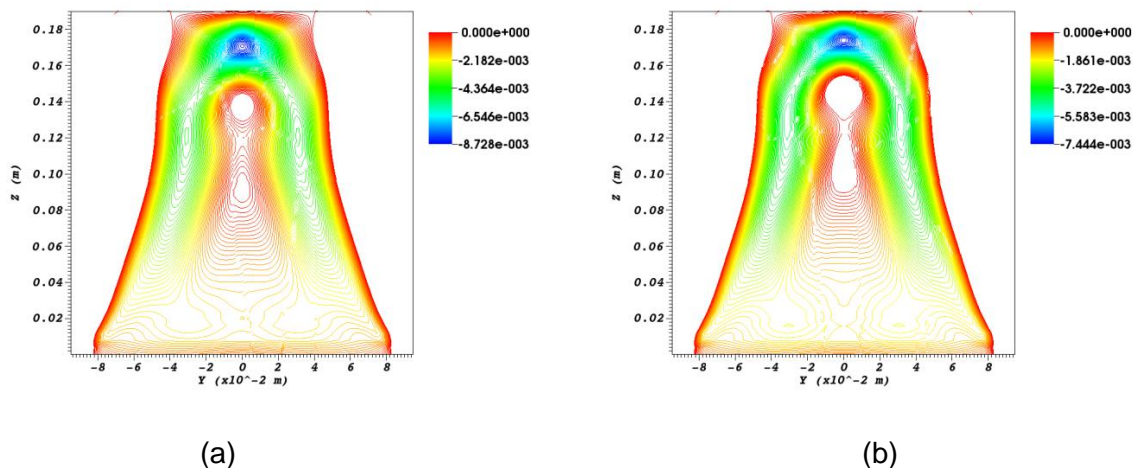


Figura 5.48. Iso-valores com valores negativos da componente de velocidade  $W$  para os casos 17 (a) 18 (b) da Tabela 5.3.

Pelos iso-valores da componente de velocidade  $W$ , nota-se que com aumento do número de Reynolds o vórtice central aumenta de tamanho, assim como no cilindro. Este aumento é mais significativo na região cilíndrica ( $Z \geq 0,095$  m). Outro efeito importante observado é a faixa de desaceleração do escoamento axial no centro do domínio, culminando na formação de dois *vortex breakdown*.

Para analisar o impacto do aumento do número de Reynolds nas camadas de Stewartson e Bödewadt, foram gerados os iso-valores da componente de velocidade  $W$  com valores positivos e do critério  $Q$  (Equação 5.2). As Figuras 5.49, 5.50 e 5.51 mostram os iso-valores de velocidade na direção  $Z$  com valores positivos obtidos numericamente em um plano médio ao longo dos eixos  $Y$  e  $Z$  para os casos da Tabela 5.3.

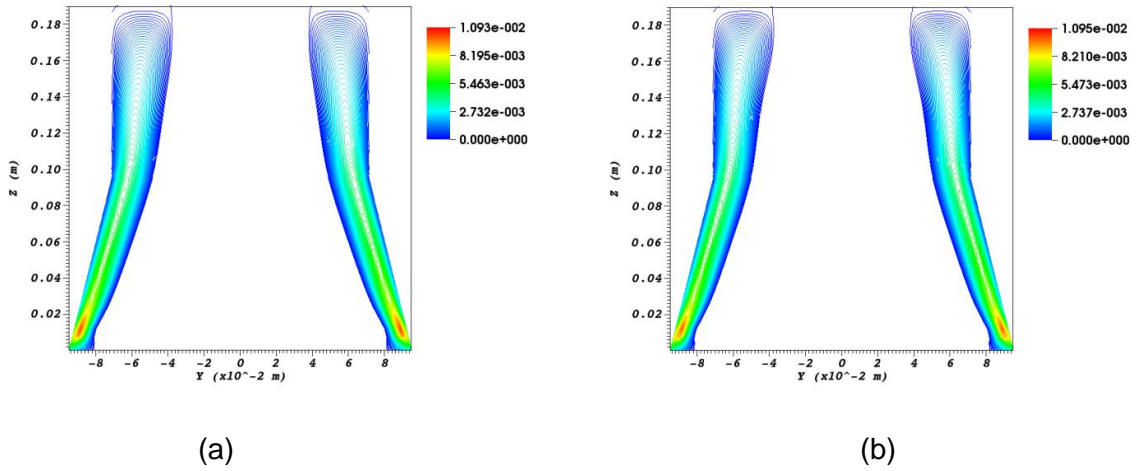


Figura 5.49. Iso-valores com valores positivos da componente de velocidade na direção  $W$ , para os casos 13 (a) 14 (b) da Tabela 5.3.

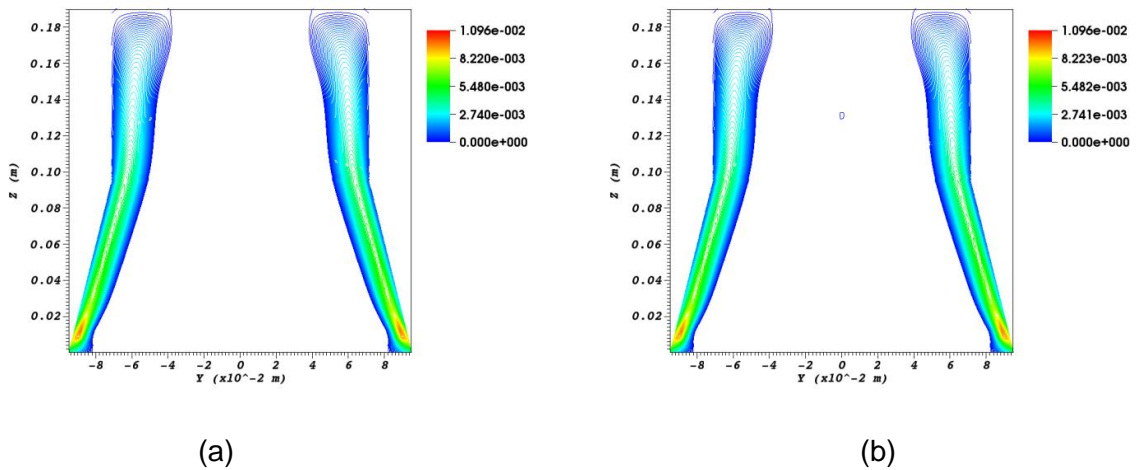


Figura 5.50. Iso-valores com valores positivos da componente de velocidade  $W$ , para os casos 15 (a) 16 (b) da Tabela 5.3.

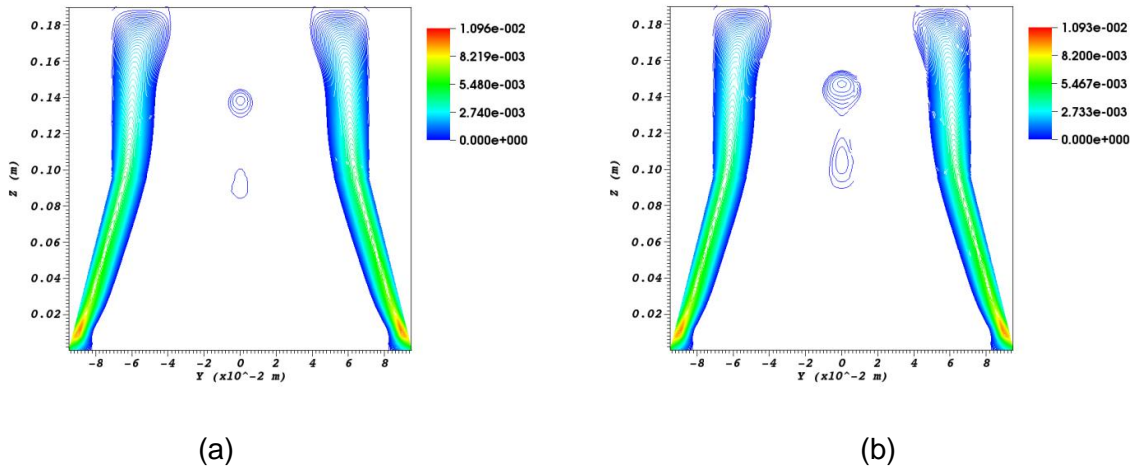


Figura 5.51. Iso-valores com valores positivos da componente de velocidade  $W$ , para os casos 17 (a) 18 (b) da Tabela 5.3.

Observando as Figuras 5.49, 5.50 e 5.51, nota-se a diminuição da espessura da camada de Stewartson do escoamento com o aumento do número de Reynolds, assim como no escoamento do cilindro.

Outro detalhe importante, visível principalmente na Figura 5.51(b), são as baixas velocidades nas recirculações do *vortex breakdown*, caracterizando um escoamento laminar estável. As Figuras 5.52, 5.53 e 5.54 mostram os iso-valores do critério  $Q$  em um plano médio ao longo de  $Y$  e  $Z$  para o cilindro-cone com  $H/R = 2$ , variando o número de Reynolds.

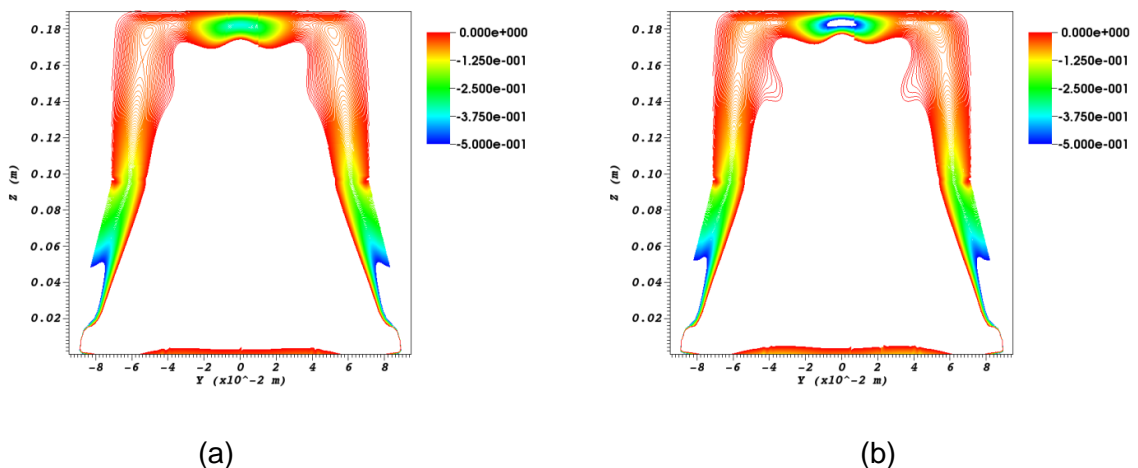


Figura 5.52. Iso-valores com valores negativos do critério  $Q$ , para os casos 13 (a) 14 (b) da Tabela 5.3.

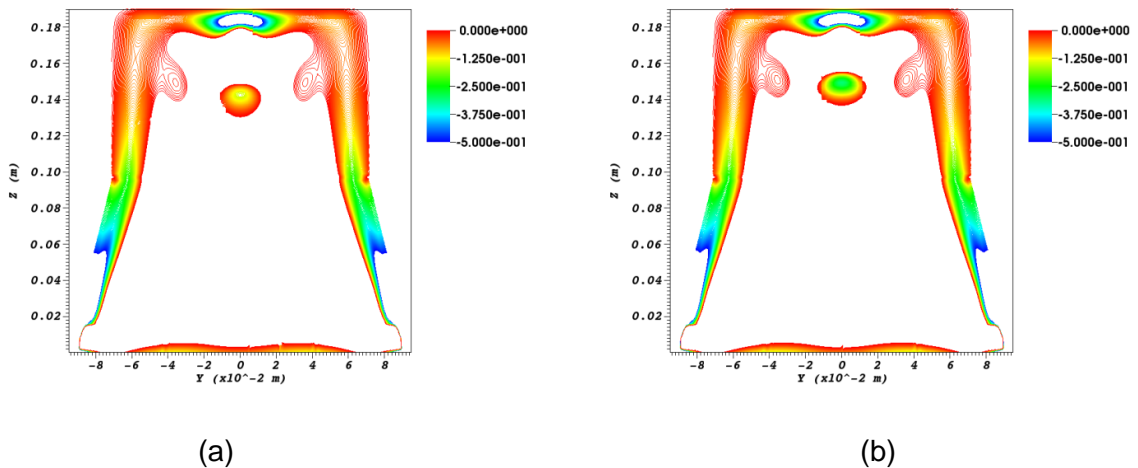


Figura 5.53. Iso-valores com valores negativos do critério Q, para os casos 15 (a) 16 (b) da Tabela 5.3.

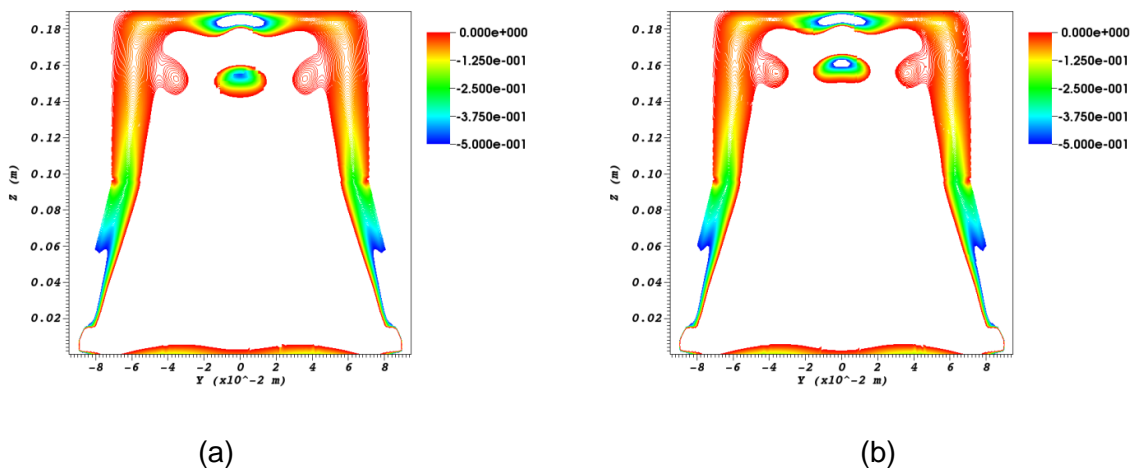


Figura 5.54. Iso-valores com valores negativos do critério Q, para os casos 17 (a) 18 (b) da Tabela 5.3.

Pelos iso-valores do critério Q (Equação 5.2) é observada a diminuição da camada de Bödewadt, que acarreta o aumento do vórtice central que passa a ser formado mais próximo à parede superior.

Para verificar se as características do escoamento no cilindro-cone que precedem a formação do *vortex breakdown* são as mesmas do escoamento no cilindro, foram gerados os perfis de velocidades e pressão em várias seções cortando o eixo axial. As Figuras 5.55(a), 5.56(a), 5.57(a), 5.58(a), 5.59(a), 5.60(a), 5.61(a), 5.62(a), 5.63(a) e 5.64(a), mostram os perfis da componente de velocidade na direção X respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,  $Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,05$  m, e as Figuras 5.55(b), 5.56(b), 5.57(b), 5.58(b),

5.59(b), 5.60(b), 5.61(b), 5.62(b), 5.63(b) e 5.64(b), mostram os perfis da componente de velocidade na direção Y respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,  $Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,05$  m.

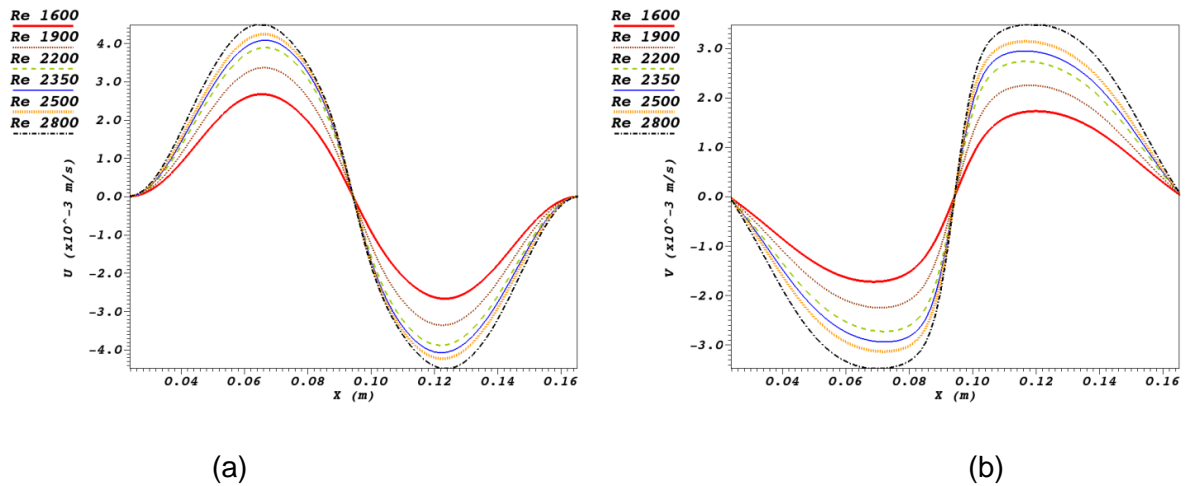


Figura 5.55. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,185$  m.

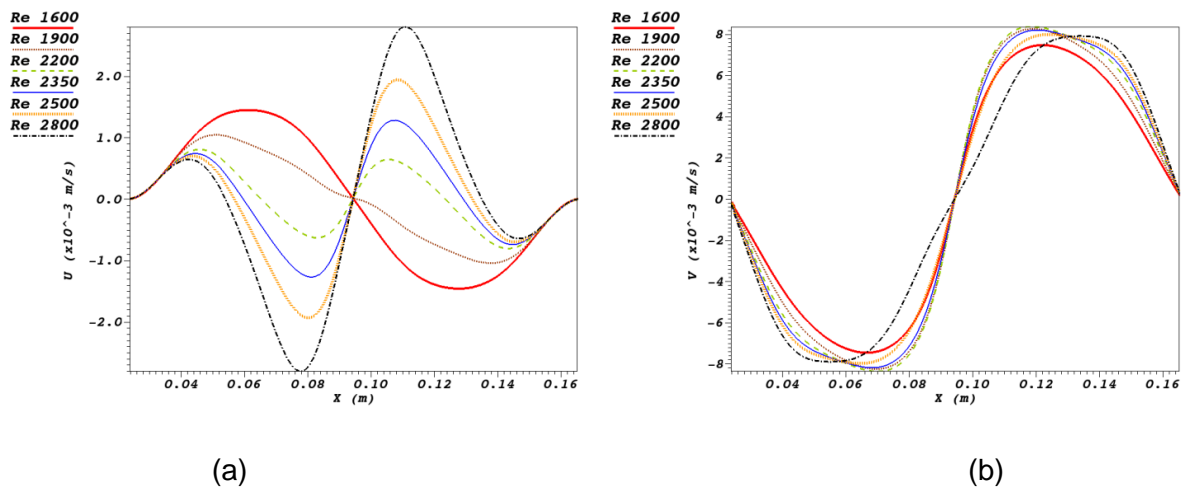
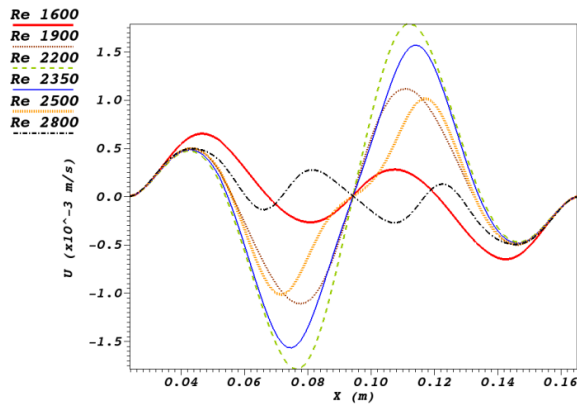
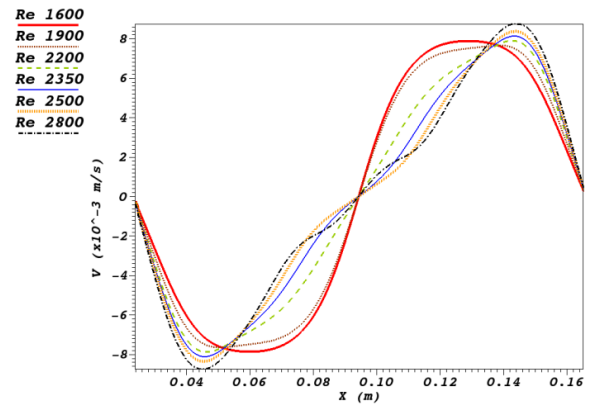


Figura 5.56. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,16$  m.

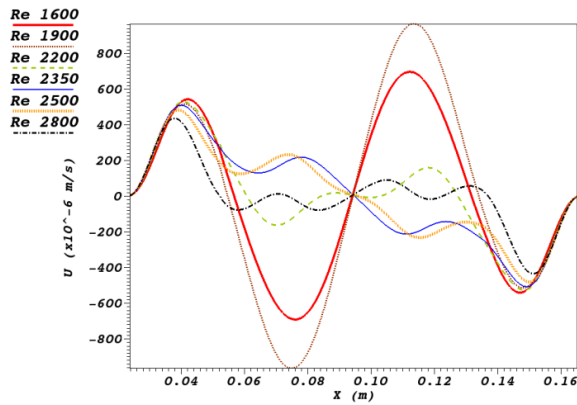


(a)

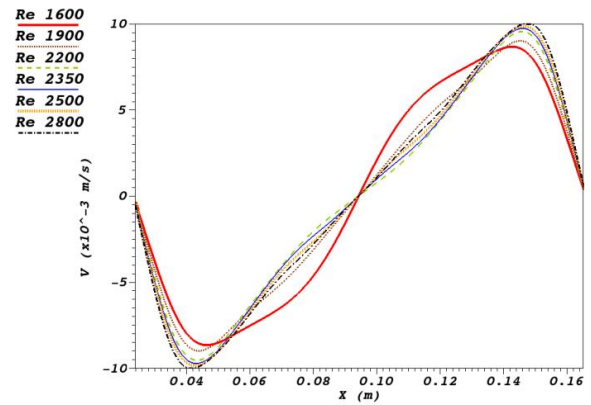


(b)

Figura 5.77. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,14$  m.

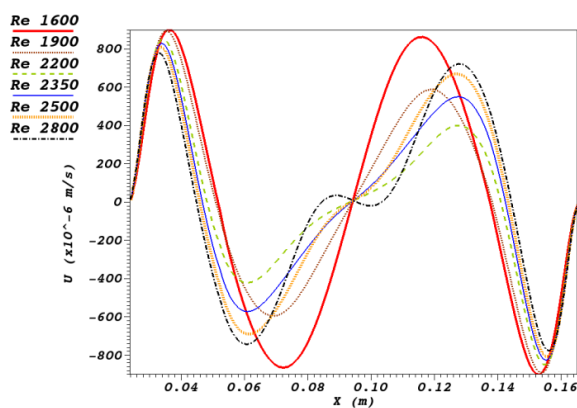


(a)

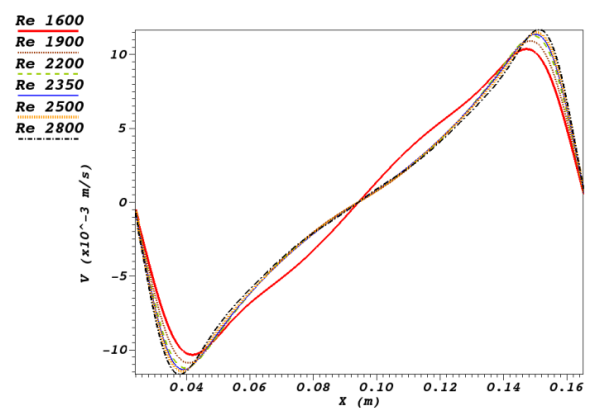


(b)

Figura 5.58. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,12$  m.



(a)



(b)

Figura 5.59. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,10$  m.



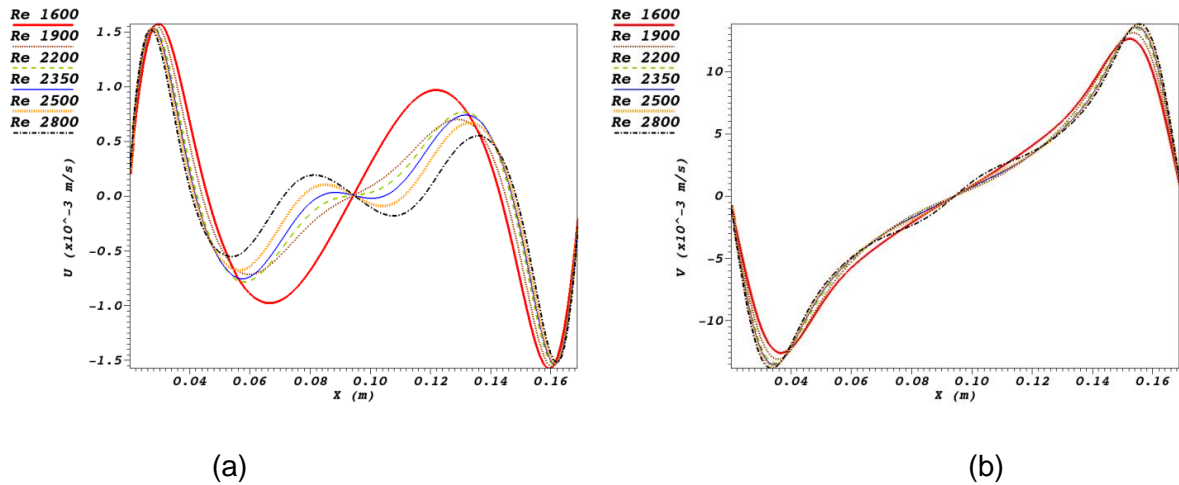


Figura 5.60. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,08$  m.

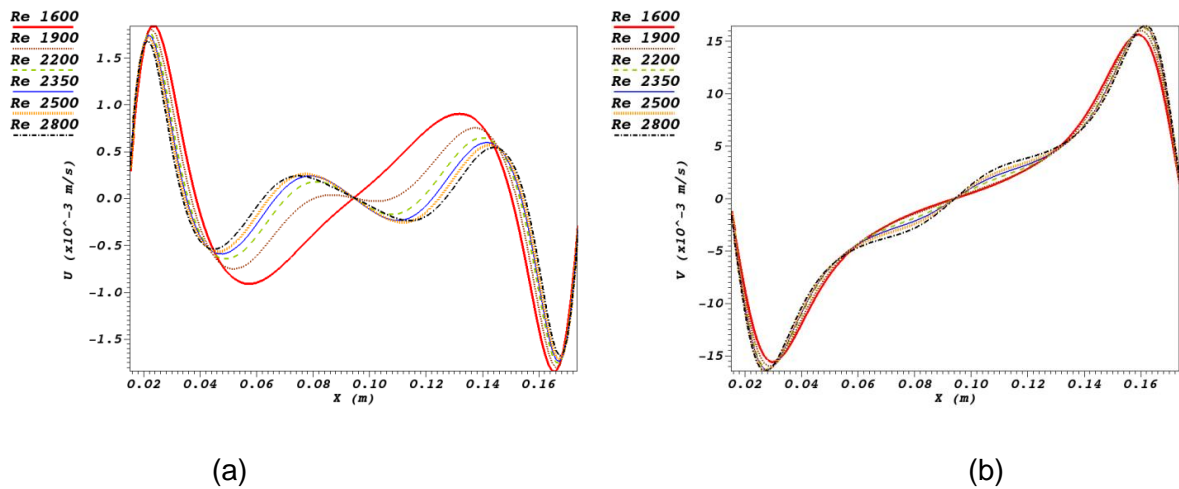


Figura 5.61. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,06$  m.

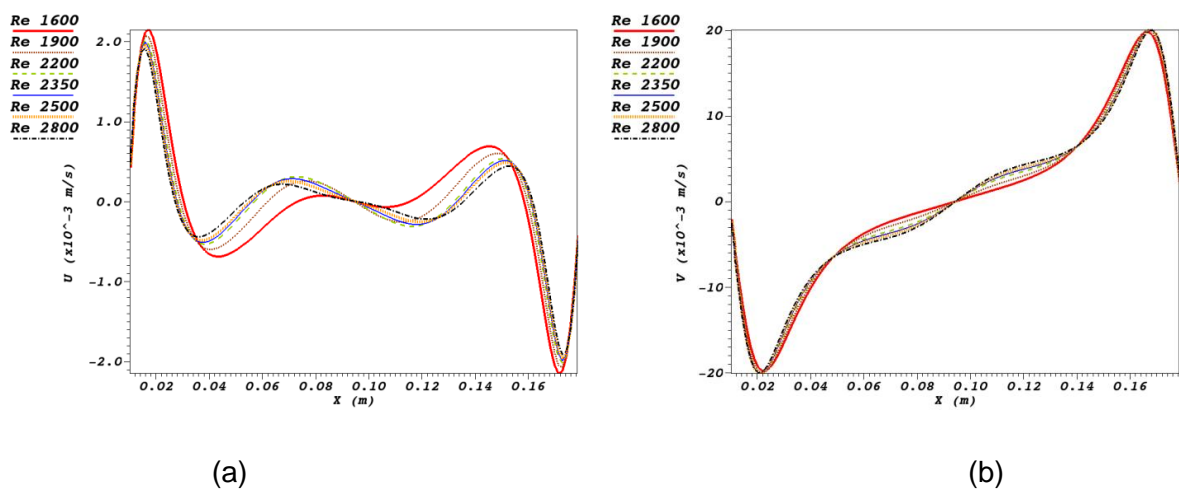


Figura 5.62. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,04$  m.

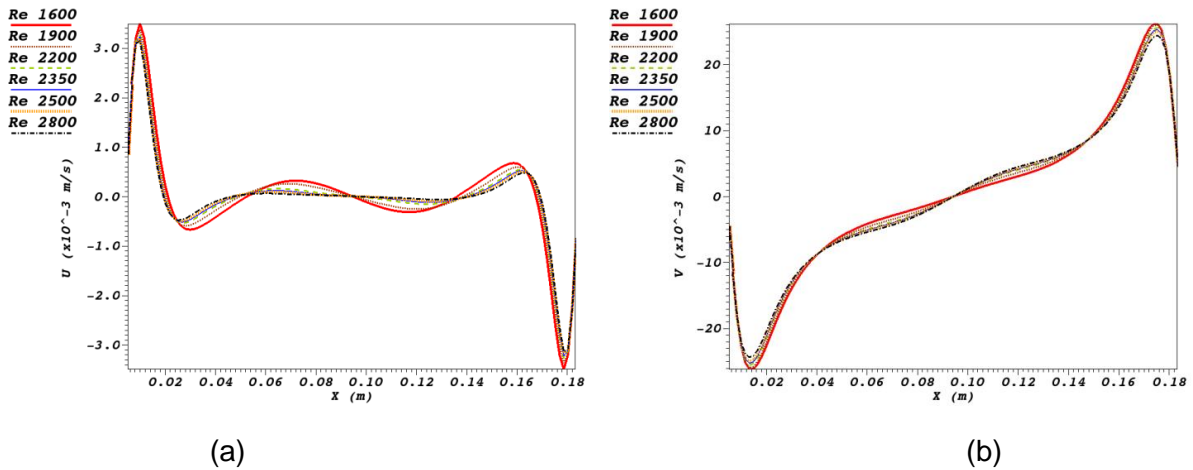


Figura 5.63. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,02$  m.

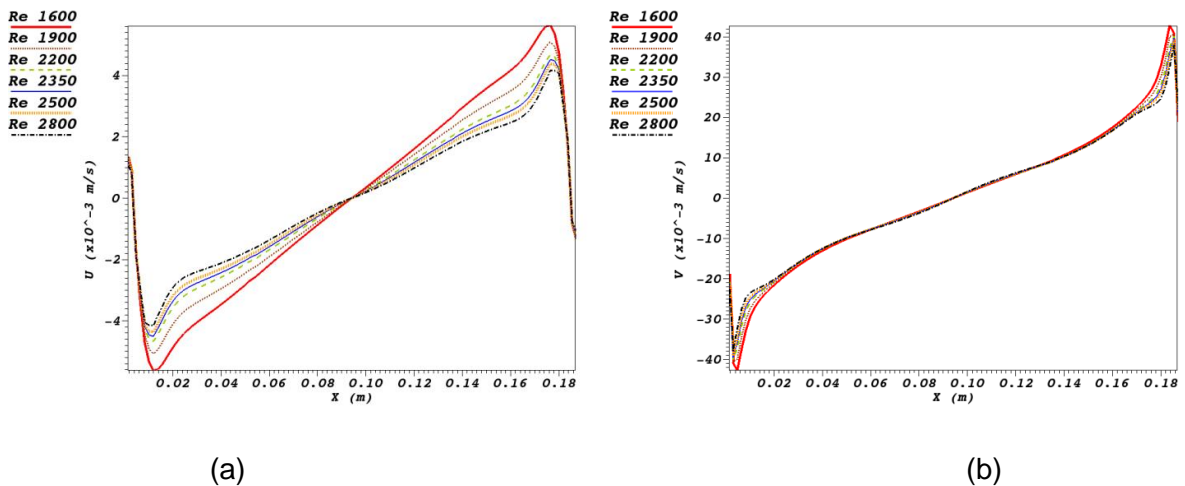


Figura 5.64. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,005$  m.

Observando as Figuras 5.55(a) e 5.55(b), as velocidades equivalentes às velocidades radial e tangencial no plano aumentam com o aumento do número de Reynolds na camada limite de Bödewadt, assim como no escoamento no cilindro. Outro fator importante é a sobrepredição da velocidade na direção  $X$  na camada de Ekman com os valores inferiores de números de Reynolds, em antagonismo à camada de Bödewadt. De forma geral, o escoamento radial e tangencial no cilindro-cone é bem similar ao do cilindro.

As Figuras 5.65(a), 5.66(a), 5.67(a), 5.68(a), 5.69(a), 5.70(a), 5.71(a), 5.72(a), 5.73(a) e 5.74(a), mostram os perfis da componente de velocidade na direção  $Z$  ( $W$ ) respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,  $Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,005$  m, e as Figuras 5.65(b), 5.66(b), 5.67(b), 5.68(b), 5.69(b), 5.70(b), 5.71(b), 5.72(b), 5.73(b) e 5.74(b), mostram os perfis de pressão relativa respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,

$Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,005$  m.

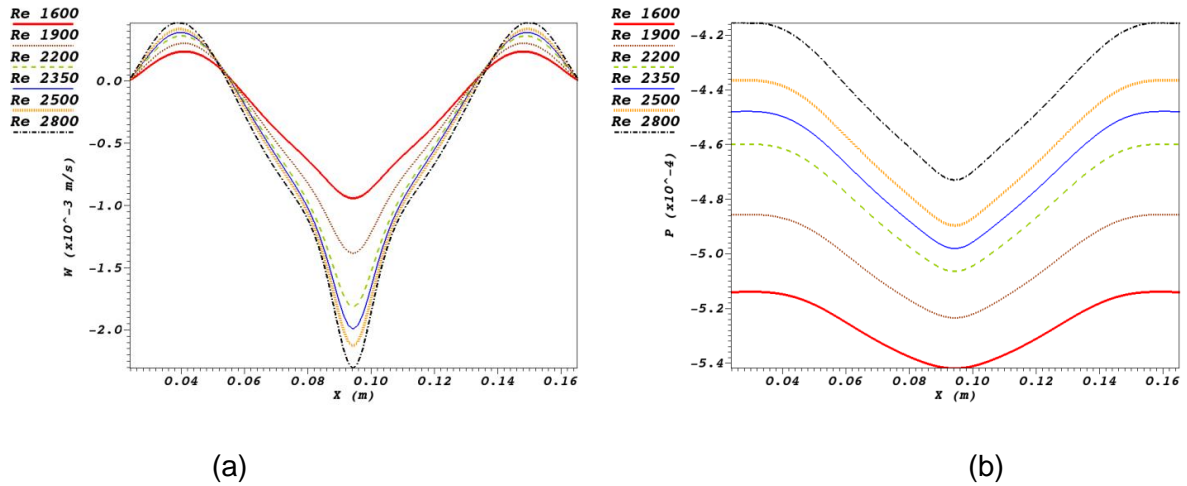


Figura 5.65. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,185$  m.

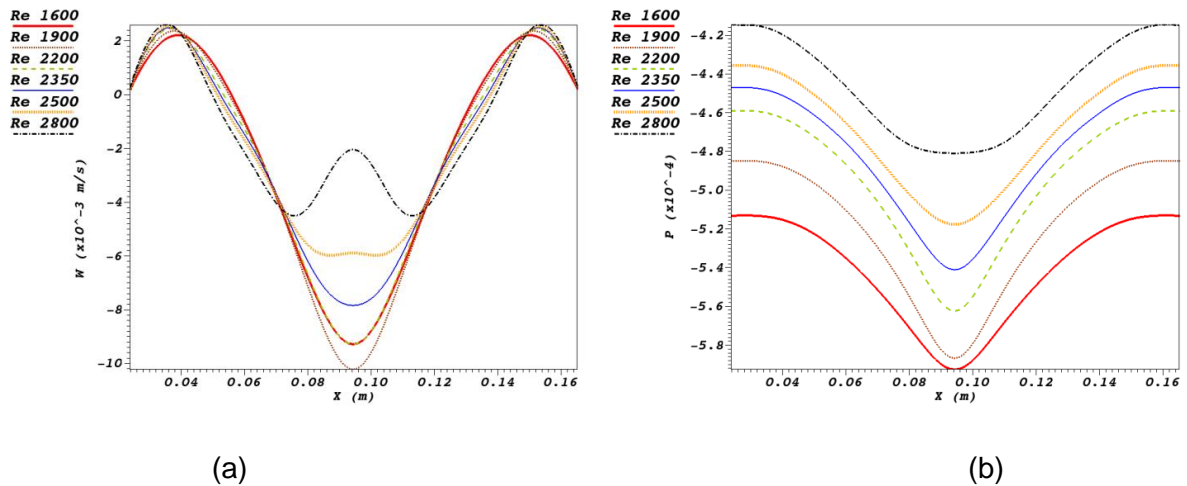
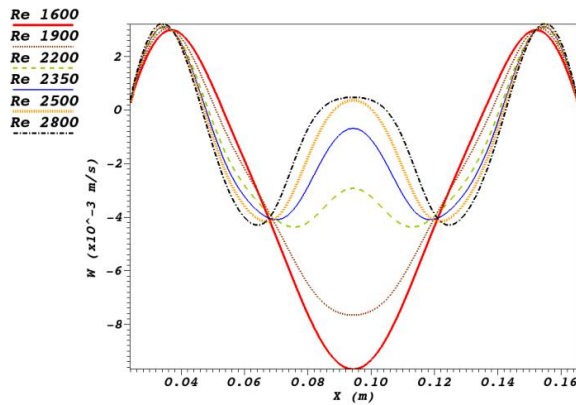
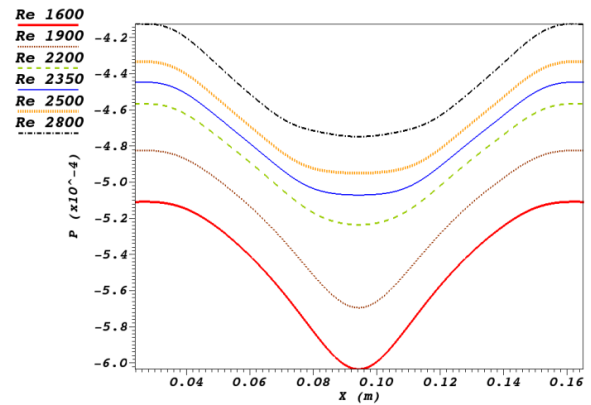


Figura 5.66. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,16$  m.

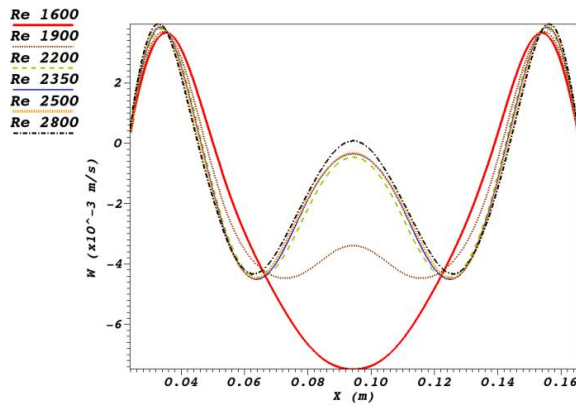


(a)

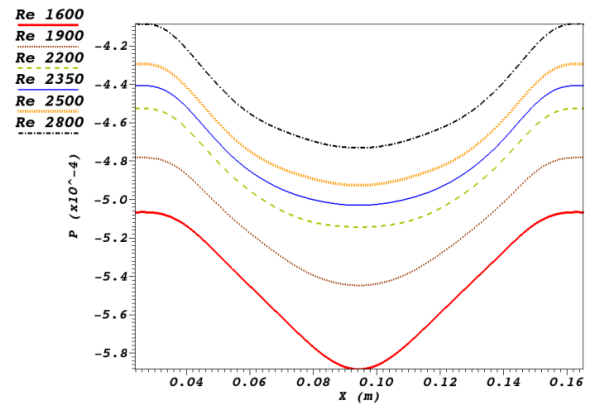


(b)

Figura 5.67. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,14$  m.

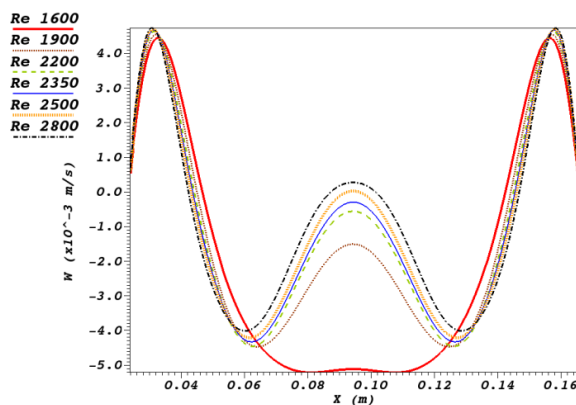


(a)

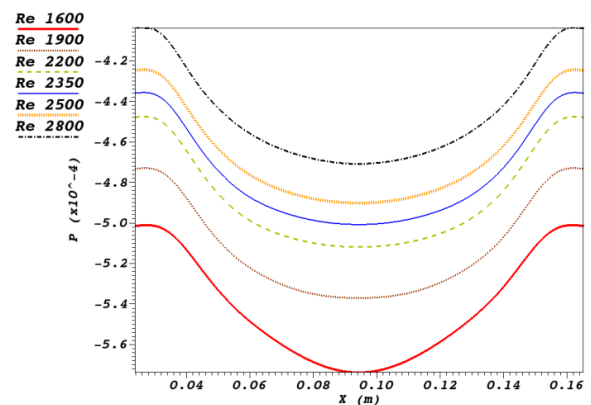


(b)

Figura 5.68. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,12$  m.

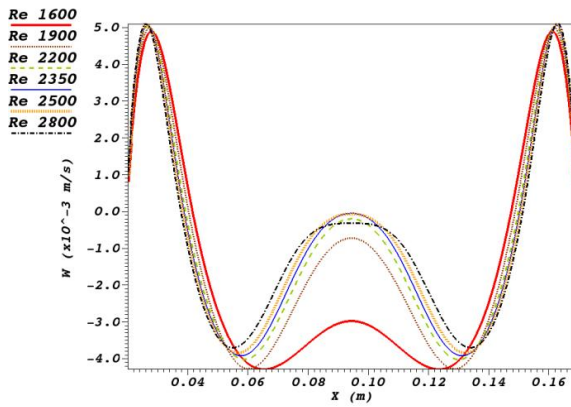


(a)

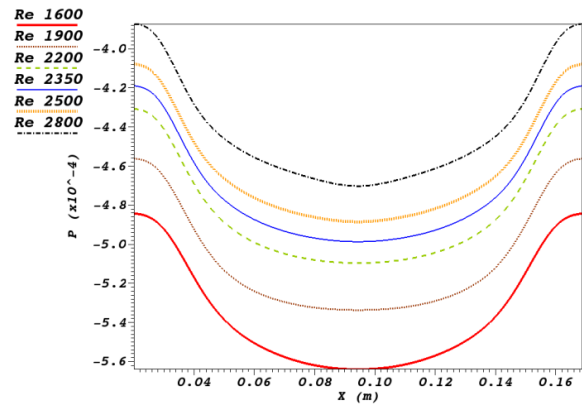


(b)

Figura 5.69. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,10$  m.

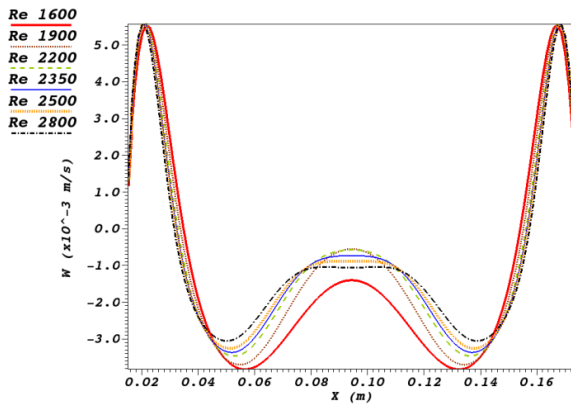


(a)

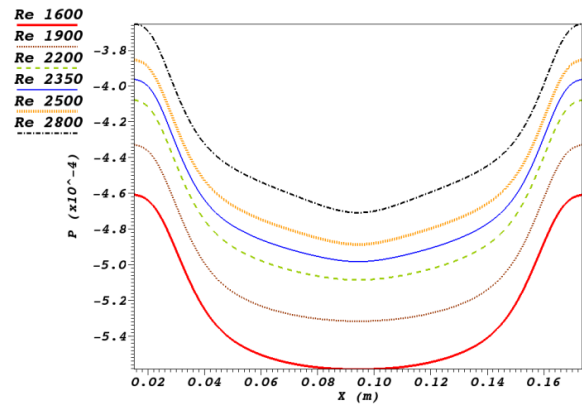


(b)

Figura 5.70. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,08$  m.

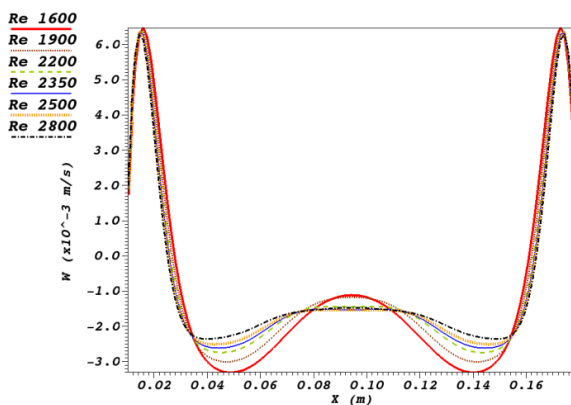


(a)

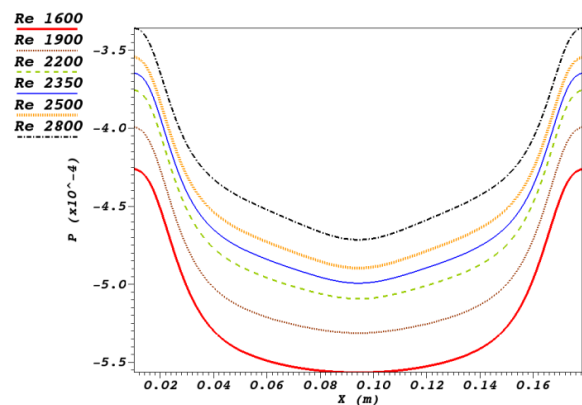


(b)

Figura 5.71. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,06$  m.



(a)



(b)

Figura 5.72. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,04$  m.

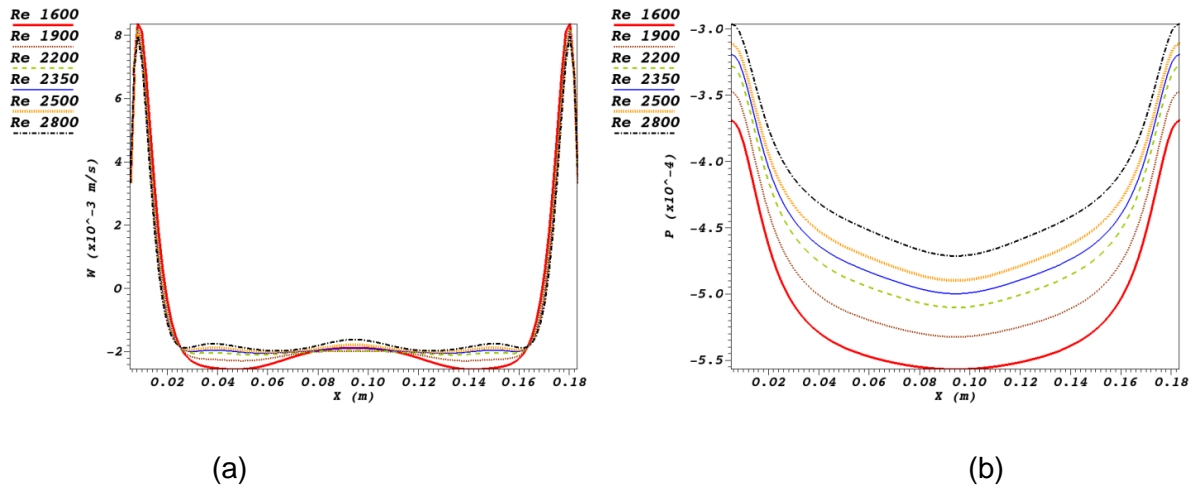


Figura 5.73. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,02$  m.

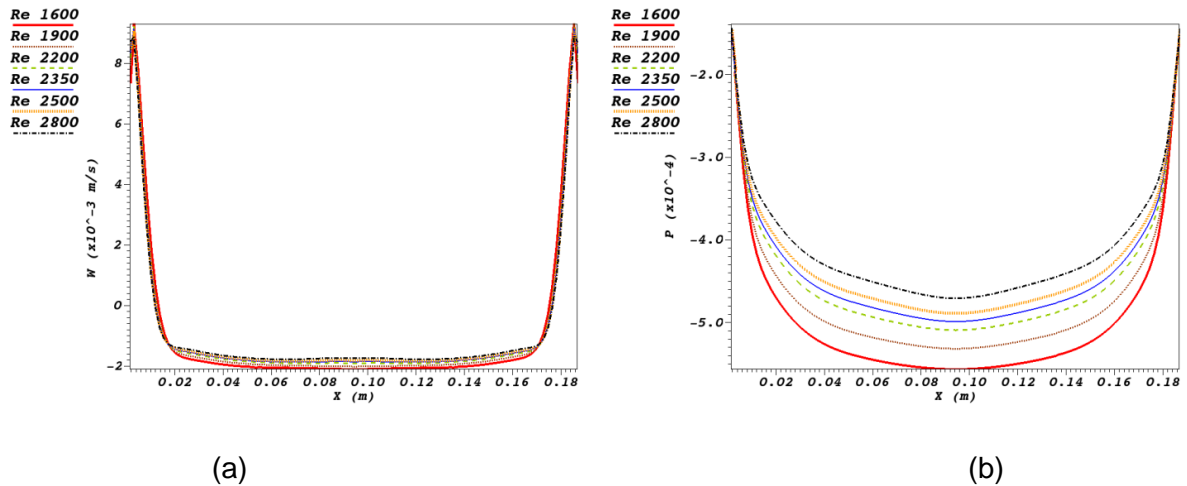


Figura 5.74. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,005$  m.

Os valores mínimos dos campos de pressão do escoamento no cilindro-cone variam bastante com o aumento do número de Reynolds, quando comparados com os campos de pressão do escoamento no cilindro. Mas os gradientes de pressão mantêm as mesmas características, ou seja, na camada limite de Bödewadt os gradientes de pressão são maiores para os valores de números de Reynolds superiores, ocasionando em uma maior desaceleração axial do escoamento, formando assim o *vortex breakdown*.

Nos gráficos dos perfis da componente de velocidade na direção  $Z$  pode-se notar a formação das bolhas axissimétricas em  $Z \cong 0,14$  e  $Z \cong 0,10$  m, pois nestas seções  $W$  assume valores positivos no centro do domínio.

Assim como no escoamento no cilindro, o aumento do número de Reynolds não influencia no comportamento da camada de Ekman quanto influencia no comportamento da

camada de Bödewadt, levando a conclusão de que a região com maior importância na formação do *vortex breakdown* é a camada limite de Bödewadt, para os casos simulados no presente trabalho.

Com o intuito de representar a tridimensionalidade do fenômeno *vortex breakdown*, a Figura 5.75 mostra a iso-superfície da helicidade (Equação 5.3) para o caso do cilindro-cone com a razão  $H/R = 2$  e  $Re = 2800$ .

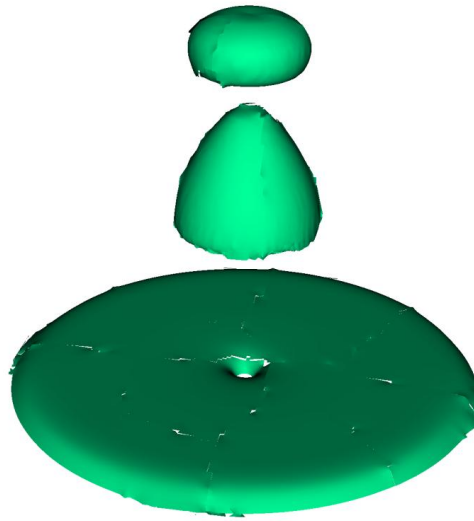


Figura 5.75. Iso-superfície da helicidade para o caso do cilindro-cone com a razão  $H/R = 2$  e  $Re = 2800$ .

A helicidade  $H'$  é o produto da velocidade com a vorticidade, sendo representada pela Equação 5.3.

$$H' = u \left( \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) - v \left( \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) - w \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (5.3)$$

A camada de Ekman (estrutura inferior) e as duas bolhas axissimétricas formadas no escoamento são visíveis, caracterizando o movimento em hélice nas estruturas.

Nos experimentos de Escudier (1984), a formação de três *vortex breakdown* ocorreu somente para razões  $H/R$  relativamente maiores. Neste contexto foram simulados casos com o cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$ , com o cone truncado começando em  $2H/3$ . As simulações foram realizadas para  $Re = 2500$  e  $Re = 3750$ , em regime permanente, sem modelo de turbulência, em uma malha com 960.000 volumes.

As figuras abaixo mostram as linhas de corrente obtidas numericamente em um plano médio ao longo dos eixos Y e Z, para os casos do cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$ .

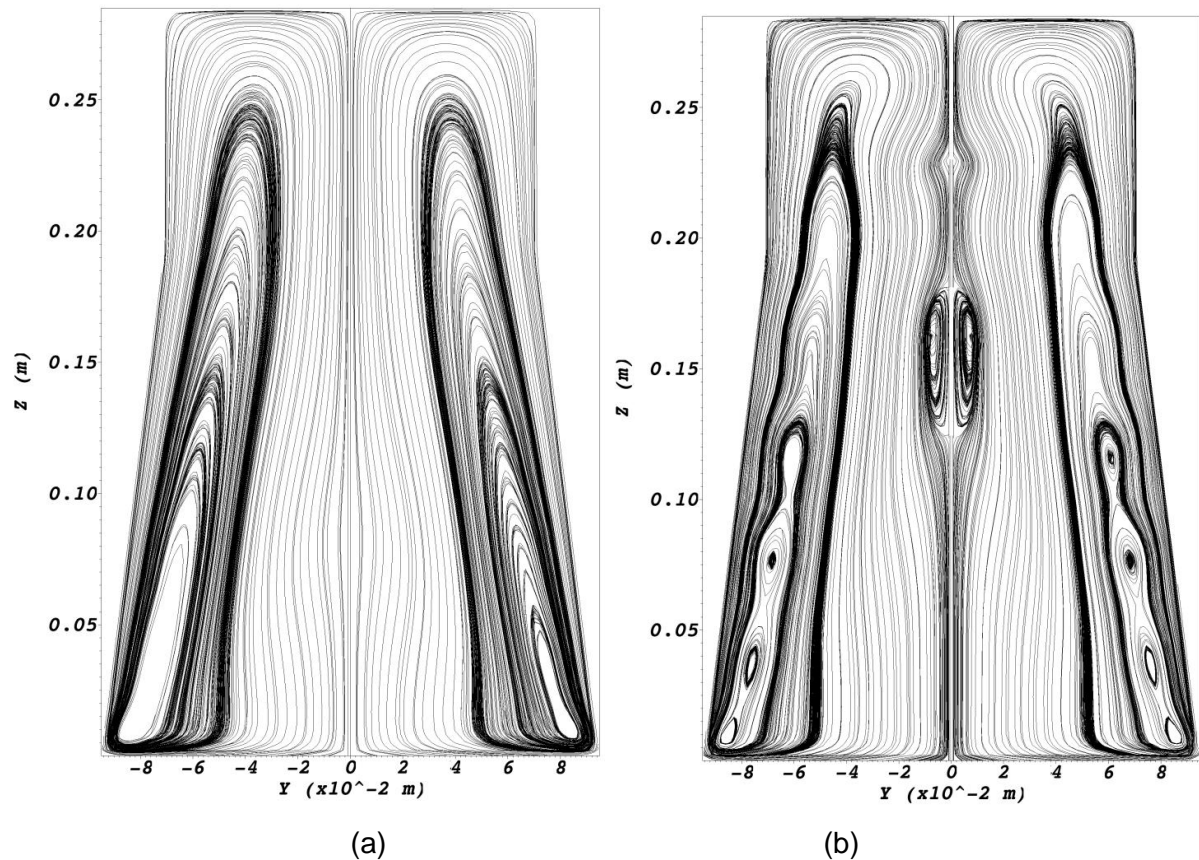


Figura 5.76. Linhas de corrente obtidas numericamente em um plano médio ao longo dos eixos Y e Z, para os casos com  $Re = 2500$  (a) e  $Re = 3750$  (b), com o cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$ .

Observando as linhas de corrente da Figura 5.76, nota-se um comportamento bem diferente do escoamento quando comparado com resultados mostrados anteriormente. Pela Figura 5.76(a), pode-se observar que mesmo para um número de Reynolds relativamente elevado, não há formação de nenhum tipo de *vortex breakdown*, sendo que para os demais casos simulados neste trabalho com valores próximos a este Reynolds há formação de bolhas axissimétricas simples ou duplas.

Na Figura 5.76(b), nota-se a presença de anéis de vórtice na camada de Stewartson, efeito não capturado nas simulações realizadas até então neste trabalho. Outro fator de muita relevância é a magnitude da bolha axissimétrica inferior em relação à superior. Porém, mesmo para uma razão  $H/R$  maior e números de Reynolds elevados, não foram formadas as três bolhas axissimétricas observadas nos experimentos de Escudier (1984).

A alteração no comportamento da camada de Stewartson com o aumento do número de Reynolds para o caso do cilindro-cone com  $H/R = 2,5$ , é melhor evidenciada através das Figuras 5.77(a) e 5.77(b), que mostram a iso-superfície do critério Q.



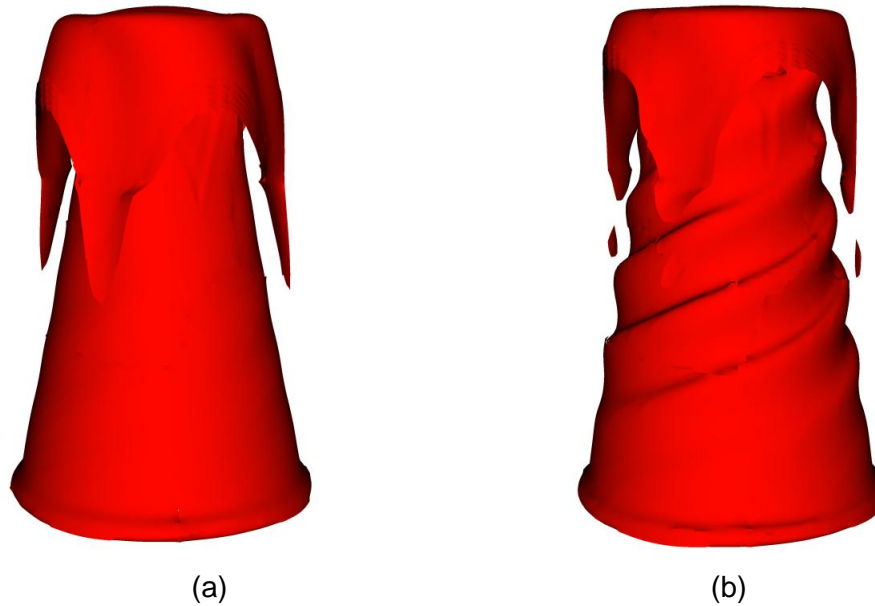


Figura 5.77. Iso-superfície do critério Q para os casos com  $Re = 2500$  (a) e  $Re = 3750$  (b), com o cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$ .

Na Figura 5.77(b), pode-se observar o comportamento em espiral na região interna da camada de Stewartson. Foram gerados também os iso-valores do critério Q em um plano médio ao longo dos eixos Y e Z, como mostram as figuras abaixo.

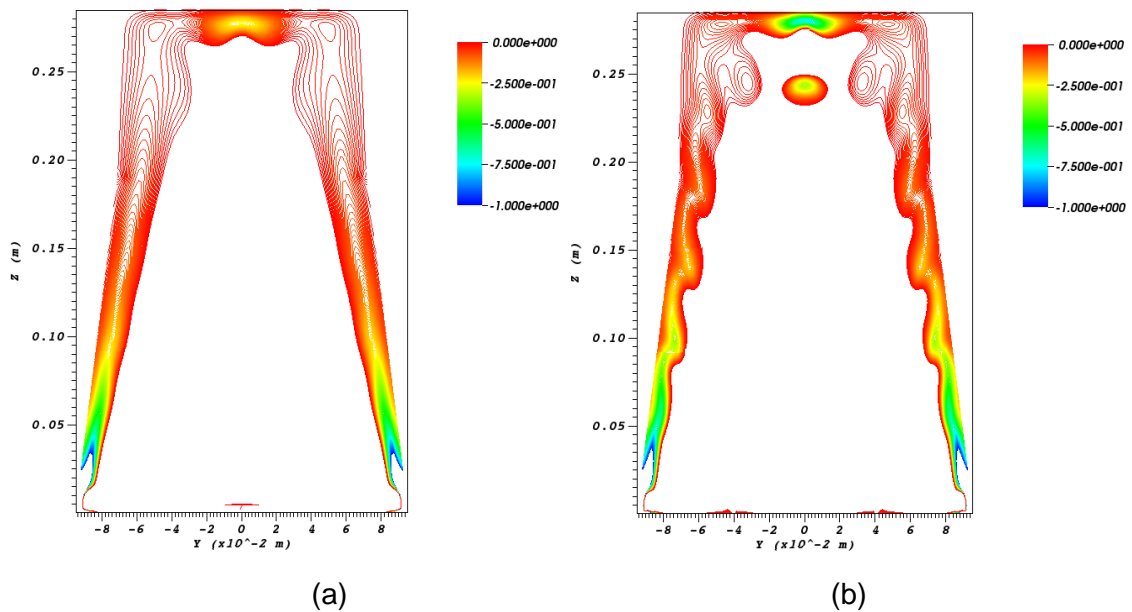


Figura 5.78. Iso-valores do critério Q em um plano médio ao longo dos eixos Y e Z, para os casos com  $Re = 2500$  (a) e  $Re = 3750$  (b), com o cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$ .

Pelos iso-valores do critério Q (Equação 5.2), observa-se que com o aumento do

número de Reynolds o vórtice central aumenta, a camada de Stewartson diminui em espessura assim como a camada de Bödewadt, seguindo a mesma tendência dos demais casos simulados.

A fim de verificar se as causas da formação do fenômeno *vortex breakdown* no cilindro-cone com  $H/R = 2,5$  são as mesmas dos casos anteriores, foram gerados os perfis da componente de velocidades na direção Z e pressão relativa em seções que cortam o eixo Z. As Figuras 5.79(a), 5.80(a) e 5.81(a), mostram os perfis de velocidade axial nas seções  $Z = 0,28$  m,  $Z = 0,26$  m e  $Z = 0,24$  m, respectivamente. As Figuras 5.79 (b), 5.80(b) e 5.81(b), mostram os perfis de pressão relativa nas seções  $Z = 0,28$  m,  $Z = 0,26$  m e  $Z = 0,24$  m, respectivamente.

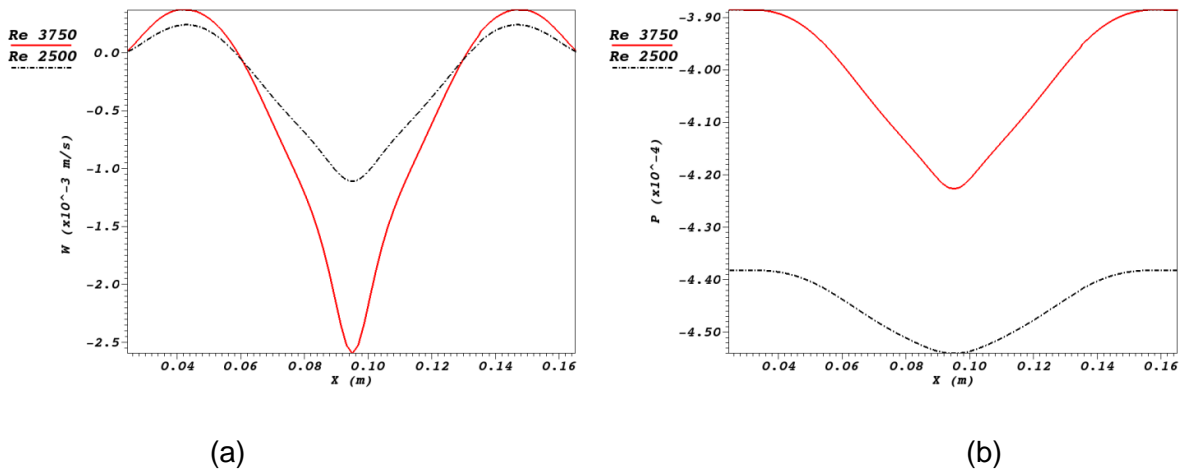


Figura 5.79. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,28$  m.

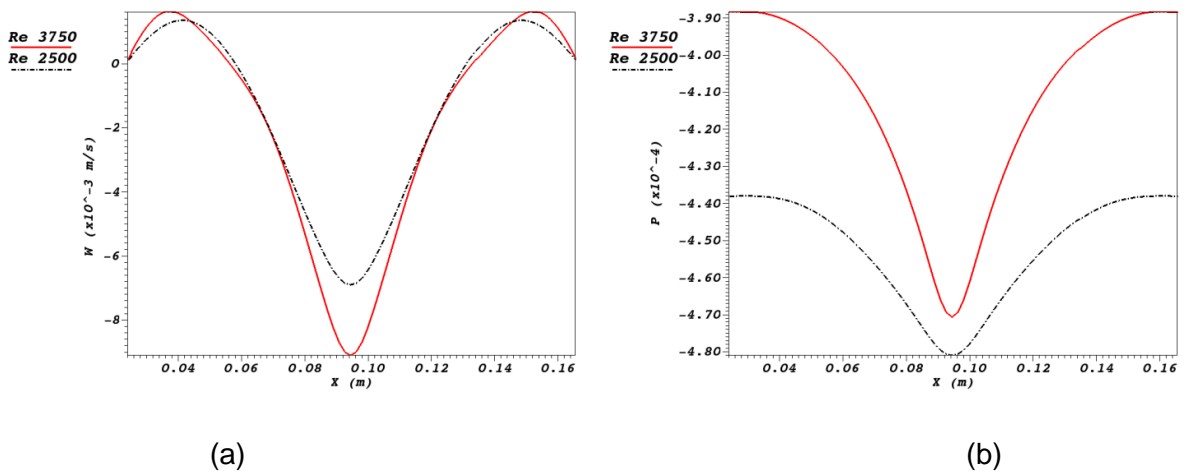


Figura 5.80. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,26$  m.

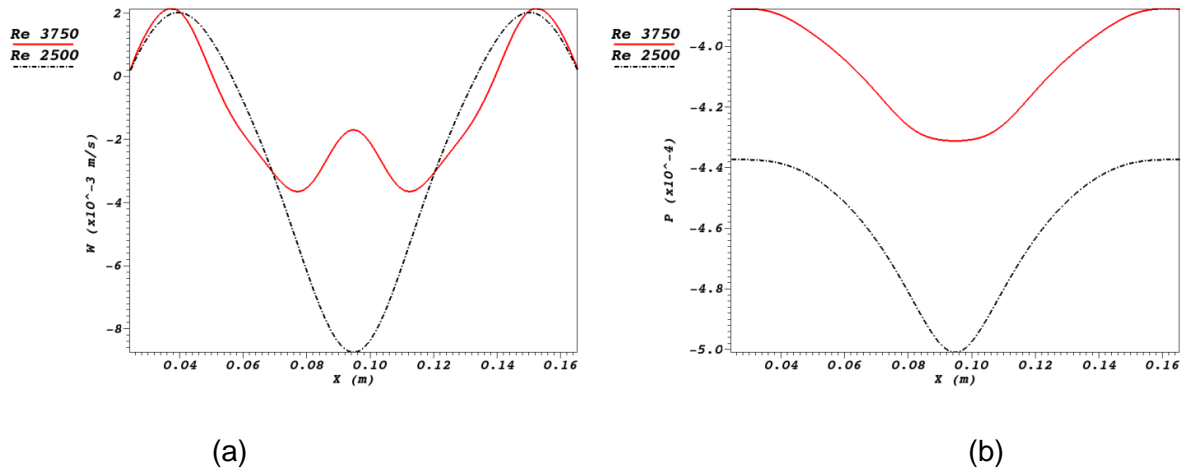


Figura 5.81. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,24$  m.

Pelos perfis da componente de velocidade na direção  $Z$  e pressão relativa, nota-se que a principal causa da desaceleração axial do escoamento é a depressão formada na região próxima a parede superior, assim como nos demais casos estudados. Porém, há uma diferença entre os perfis de pressão obtidos nos demais casos e os perfis obtidos para o cilindro-cone com  $H/R = 2,5$ . A região de depressão neste caso específico se estende para fora da camada de Bödewadt, e se acentua nesta região como mostra a Figura 5.80(b). Provavelmente este fator é o responsável pela robustez da bolha axissimétrica inferior.

Com a finalidade de verificar a ocorrência e definir quais são as causas da formação do *vortex breakdown* em geometrias similares às usadas na indústria, foram realizadas simulações com o cone-cilindro. Esta geometria gera um escoamento similar ao gerado por um ciclone separador de partículas, com a exceção da entrada e saída de fluido. As simulações foram realizadas com razão  $H/R = 2$ , para  $Re = 1500$ ,  $Re = 1700$  e  $Re = 3000$ . As Figuras 5.82(a) e 5.82(b) mostram as linhas de corrente para os casos com  $Re = 1700$  e  $Re = 3000$ , respectivamente.

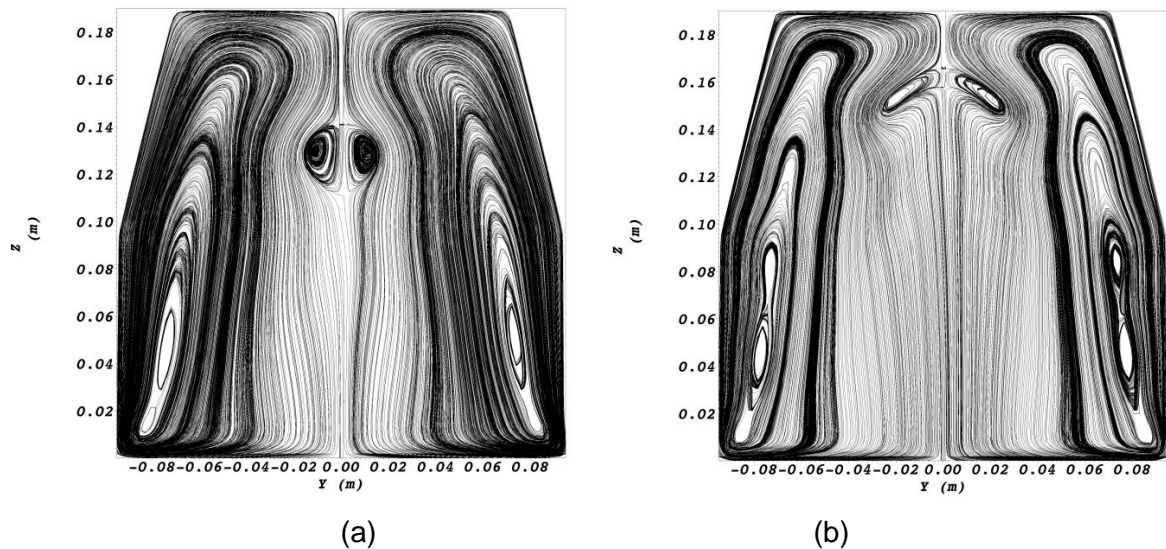


Figura 5.82. Linhas de corrente do cone-cilindro com  $H/R = 2$ ,  $Re = 1700$  (a) e  $Re = 3000$  (b).

Observando as linhas de corrente mostradas nas Figuras 5.82 (a) e 5.82(b), nota-se a presença de somente um *vortex breakdown* no escoamento, o que difere este caso dos demais simulados, nos quais um aumento considerável no  $Re$  surgem dois ou mais *vortex breakdown*. Para  $Re = 1700$  a bolha axissimétrica formada é similar a bolha formada no cilindro com  $H/R = 2$  e  $Re = 1500$  (Figura 5.13(b)).

Para  $Re = 3000$  a bolha se comporta como um corpo separado, sendo deformada devido às tensões as quais o escoamento exerce sobre tal, se deslocando em direção a tampa superior. Também é observada a presença de anéis de vórtice na camada de Stewartson, indicando a presença de escoamento em espiral, assim como o mostrado pela Figura 5.77(b). Maiores detalhes dos escoamentos são mostrados pelos iso-valores do critério  $Q$  (Equação 5.2) em um plano médio ao longo de  $Y$  e  $Z$  através das figuras abaixo.

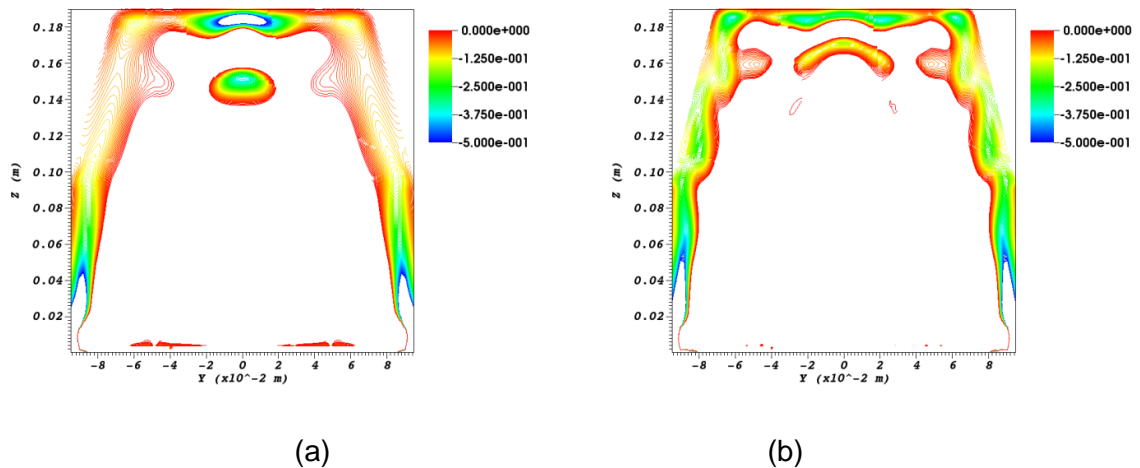


Figura 5.83. Iso-valores do critério Q do cone-cilindro com  $H/R = 2$ ,  $Re = 1700$  (a) e  $Re = 3000$  (b).

Pelos iso-valores do critério Q (Equação 5.2) mostrados nas figuras acima, nota-se a axissimetria do escoamento, o aumento do vórtice principal, e diminuição das camadas de Stewartson e de Bödewadt com o aumento do número de Reynolds.

Foram realizados testes com a geometria cone-cilindro com maiores valores de  $H/R$ , porém não houve ocorrência de *vortex breakdown* no regime permanente ( $Re \leq 2500$ ), e o escoamento se demonstrou muito instável para  $Re > 2500$ .

Analisando os resultados obtidos com as três geometrias simuladas neste trabalho, foram observados diferentes comportamentos nos escoamentos para um mesmo valor de  $Re$ , como formação ou não do fenômeno *vortex breakdown*. Objetivando identificar as causas deste efeito, foram comparados os casos com o cilindro, cilindro-cone e cone-cilindro com razão  $H/R = 2$  e  $Re = 1500$ . As Figuras 5.84 (a), 5.84 (b) e 5.84 (c) mostram as linhas de corrente em um plano médio ao longo dos eixos Y e Z para o cilindro, cilindro-cone e cone-cilindro, respectivamente.

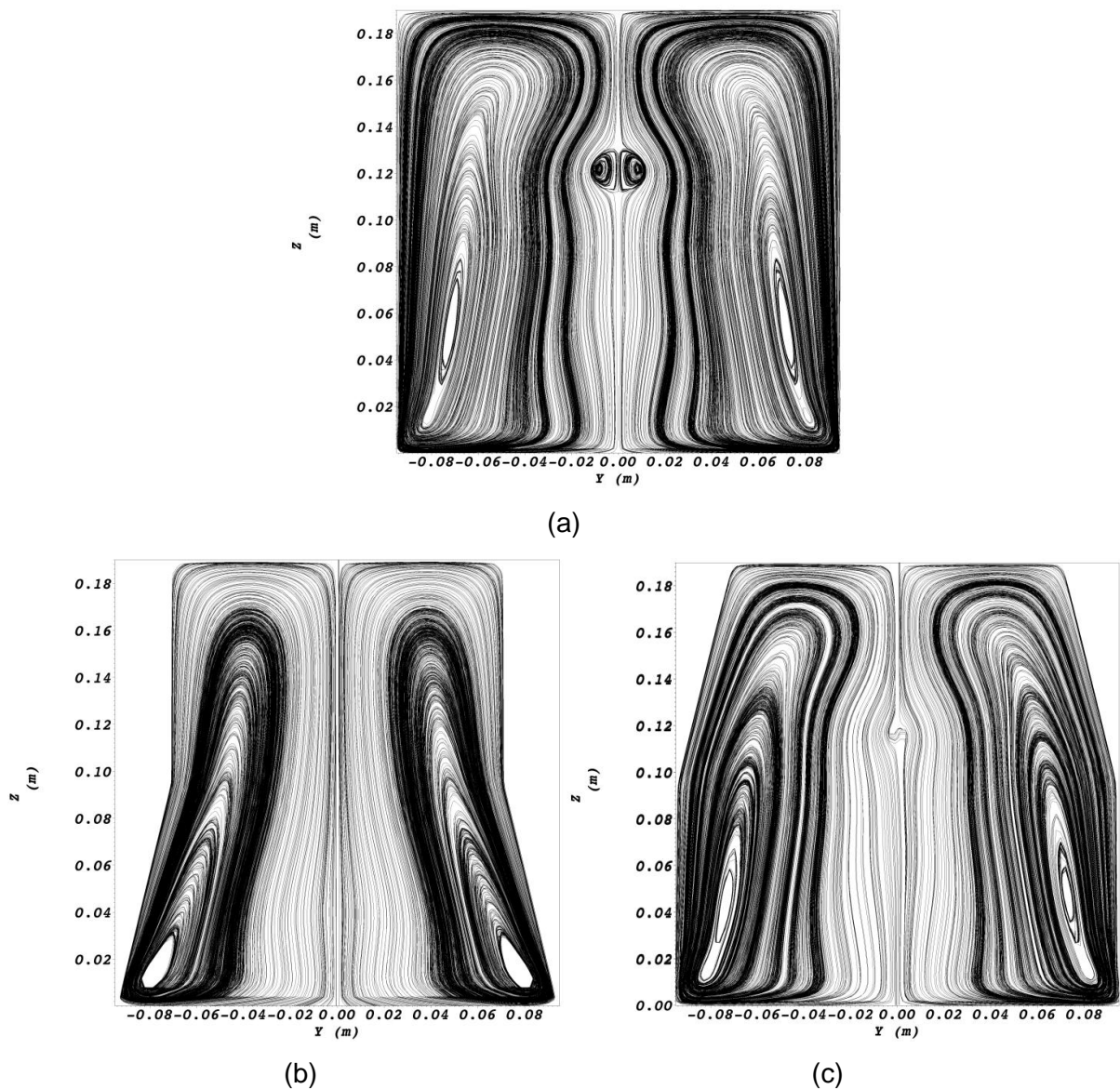
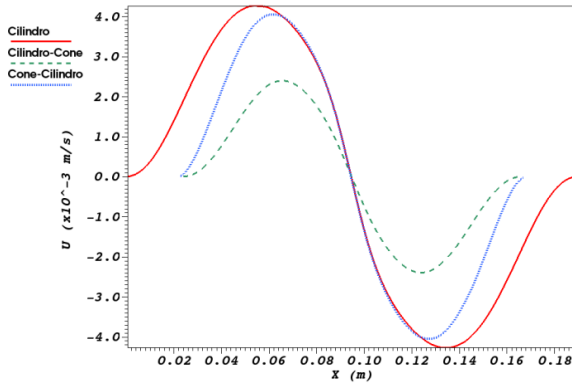
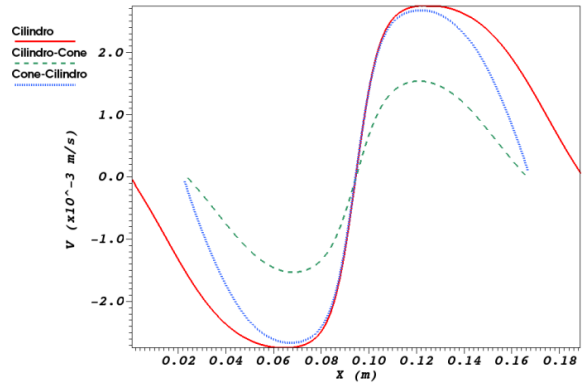


Figura 5.84. Linhas de corrente para o cilindro (a), cilindro-cone (b) e cone-cilindro (c), com a razão  $H/R = 2$  e  $Re = 1500$ .

Observando as linhas de corrente na Figura 5.84, nota-se uma bolha axissimétrica no escoamento do cilindro, a formação de um *vortex breakdown* no cone-cilindro, e nenhum indício de *vortex breakdown* no cilindro-cone. As Figuras 5.85(a), 5.86(a), 5.87(a), 5.88(a), 5.89(a), 5.90(a), 5.91(a), 5.92(a), 5.93(a) e 5.94(a), mostram os perfis da componente de velocidade  $U$  respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,  $Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,005$  m, e as Figuras 5.85(b), 5.86(b), 5.87(b), 5.88(b), 5.89(b), 5.90(b), 5.91(b), 5.92(b), 5.93(b) e 5.94(b), mostram os perfis da componente de velocidade  $V$  respectivamente para as mesmas seções.

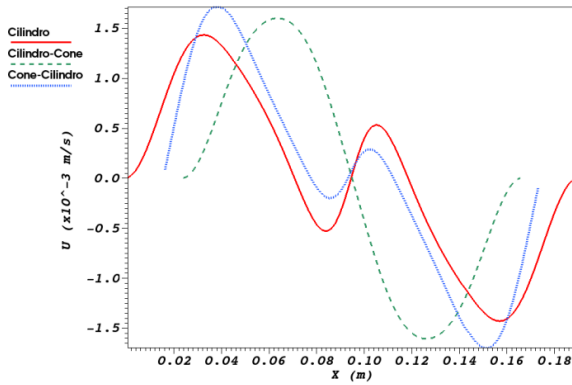


(a)

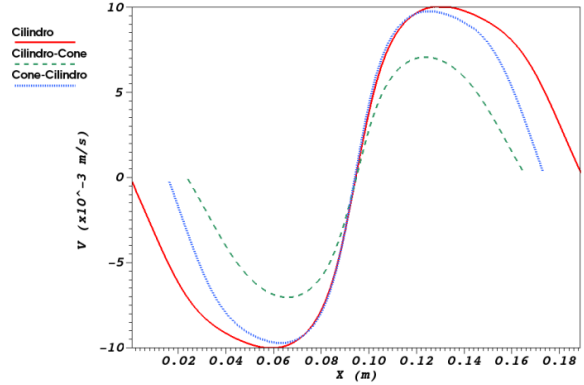


(b)

Figura 5.85. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,185$  m.

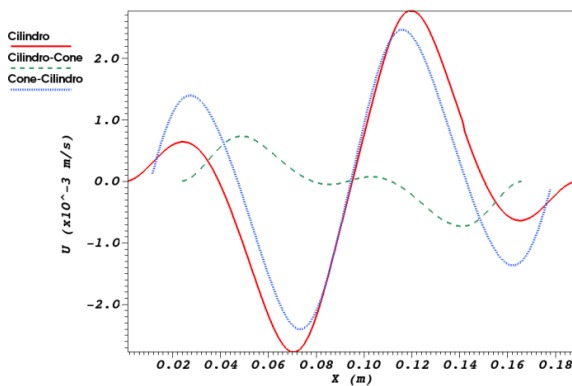


(a)

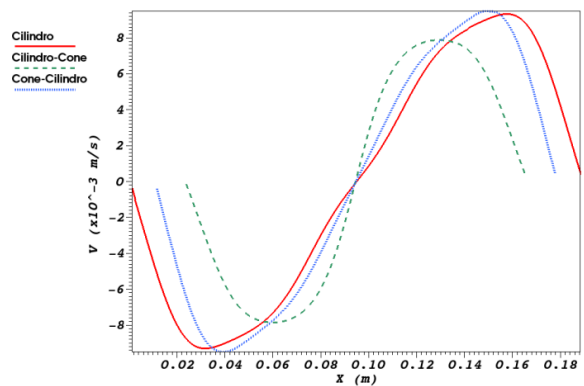


(b)

Figura 5.86. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,16$  m.

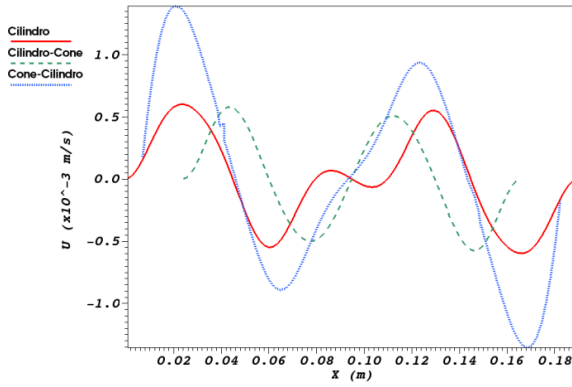


(a)

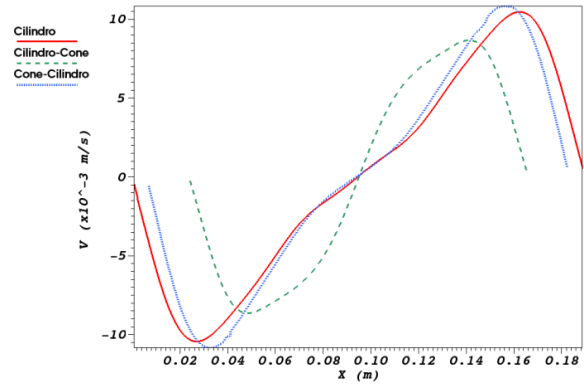


(b)

Figura 5.87. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,14$  m.

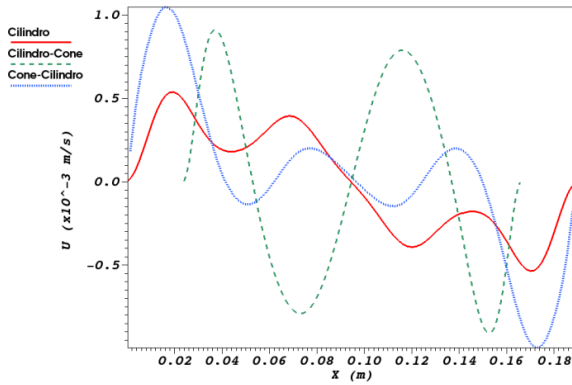


(a)

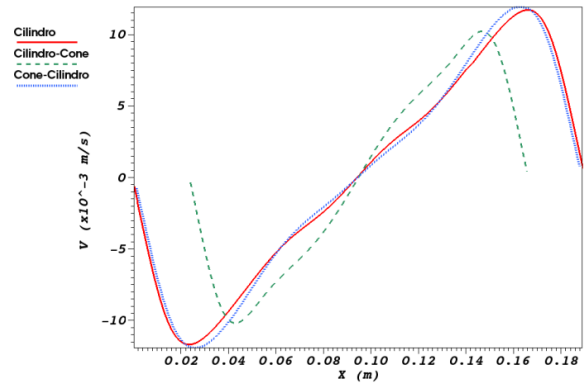


(b)

Figura 5.88. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,12$  m.

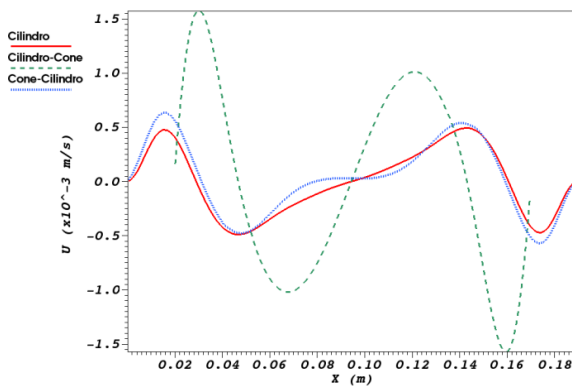


(a)

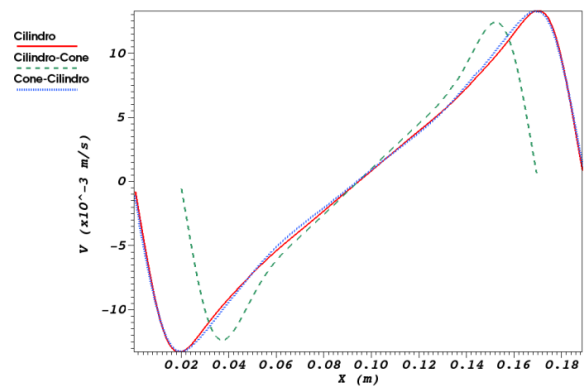


(b)

Figura 5.89. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,10$  m.



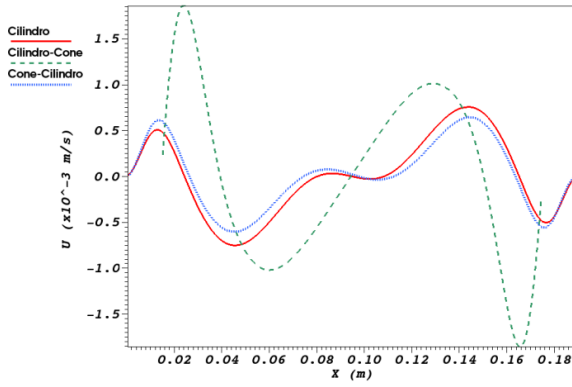
(a)



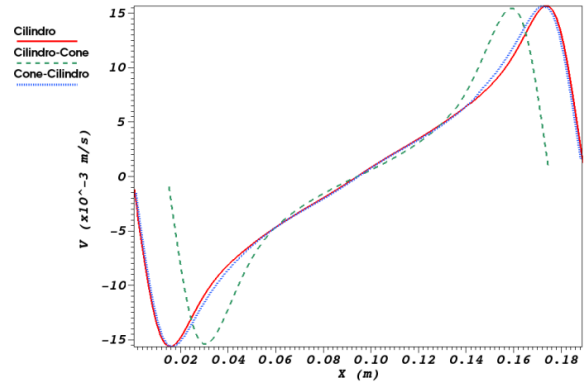
(b)

Figura 5.90. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,08$  m.



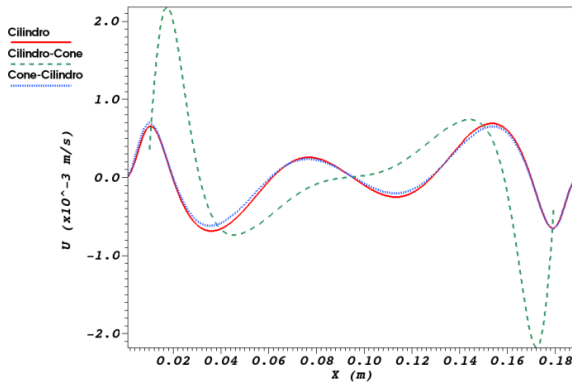


(a)

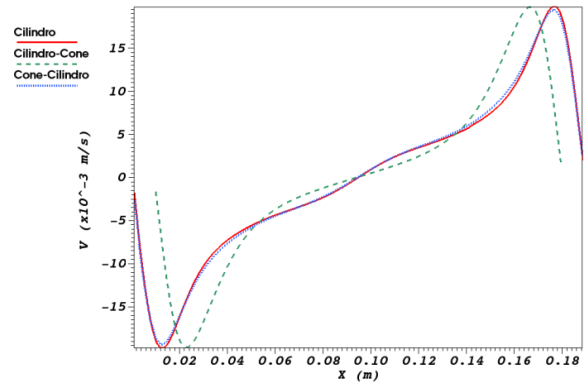


(b)

Figura 5.91. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,06$  m.

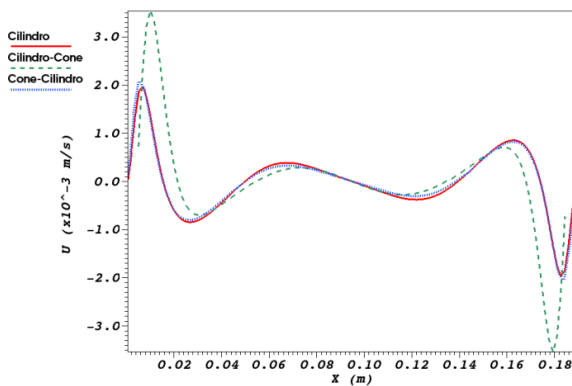


(a)

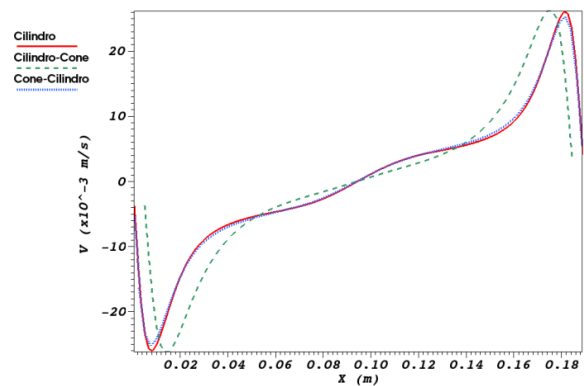


(b)

Figura 5.92. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,04$  m.



(a)



(b)

Figura 5.93. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,02$  m.

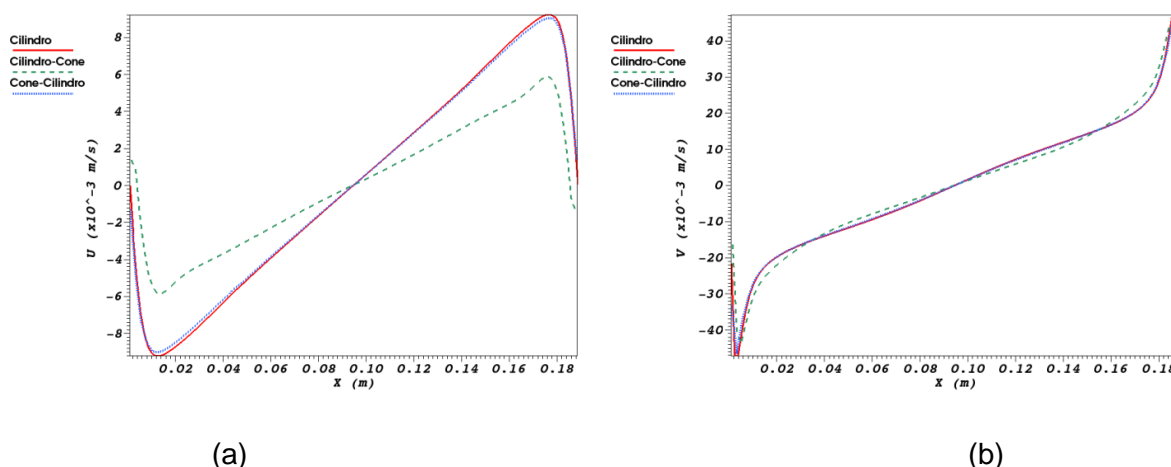


Figura 5.94. Perfis das componentes de velocidade  $U$  (a) e  $V$  (b), na seção  $Z = 0,005$  m.

Analisando os perfis das componentes de velocidades nas direções X e Y, verifica-se que no cilindro e no cone-cilindro as velocidades são maiores na região próxima a parede superior, comparando com as velocidades do cilindro-cone.

A inversão no sentido do escoamento radial ( $U$ ) ocorre primeiramente nos casos do cilindro e cone-cilindro. Na seção  $Z = 0,12$  m nota-se a presença da bolha axissimétrica no cilindro.

De forma geral, o escoamento radial no cilindro e no cone-cilindro tem mais variações do que o escoamento no cilindro-cone.

Já o escoamento tangencial não apresenta grandes variações para ambos os casos. As Figuras 5.95(a), 5.96(a), 5.97(a), 5.98(a), 5.99(a), 5.100(a), 5.101(a), 5.102(a), 5.103(a) e 5.104(a), mostram os perfis da componente de velocidade  $W$  respectivamente para as seções  $Z = 0,185$  m,  $Z = 0,16$  m,  $Z = 0,14$  m,  $Z = 0,12$  m,  $Z = 0,10$  m,  $Z = 0,08$  m,  $Z = 0,06$  m,  $Z = 0,04$  m,  $Z = 0,02$  m e  $Z = 0,005$  m, e as Figuras 5.95(b), 5.96(b), 5.97(b), 5.98(b), 5.99(b), 5.100(b), 5.101(b), 5.102(b), 5.103(b) e 5.104(b), mostram os perfis de pressão relativa nas mesmas seções.

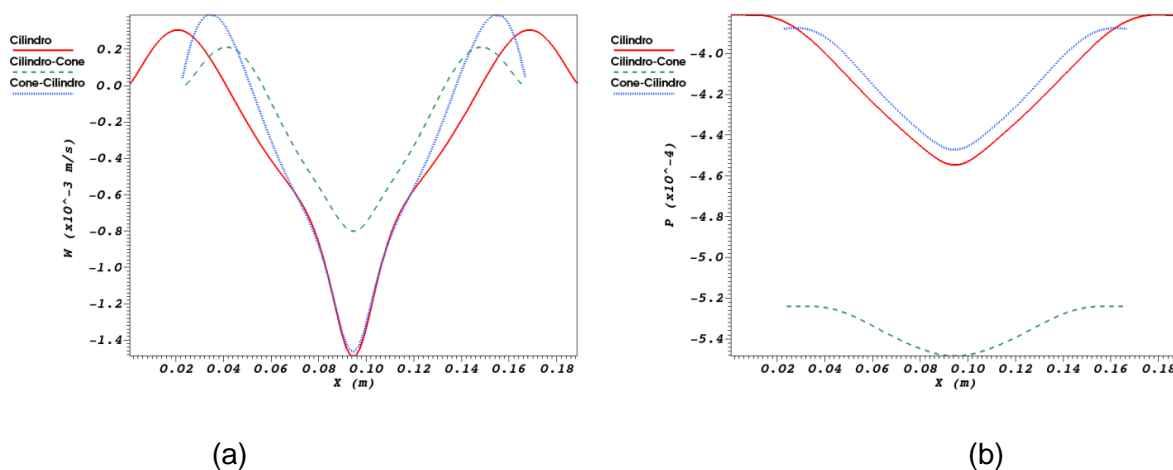


Figura 5.95. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,185$  m.

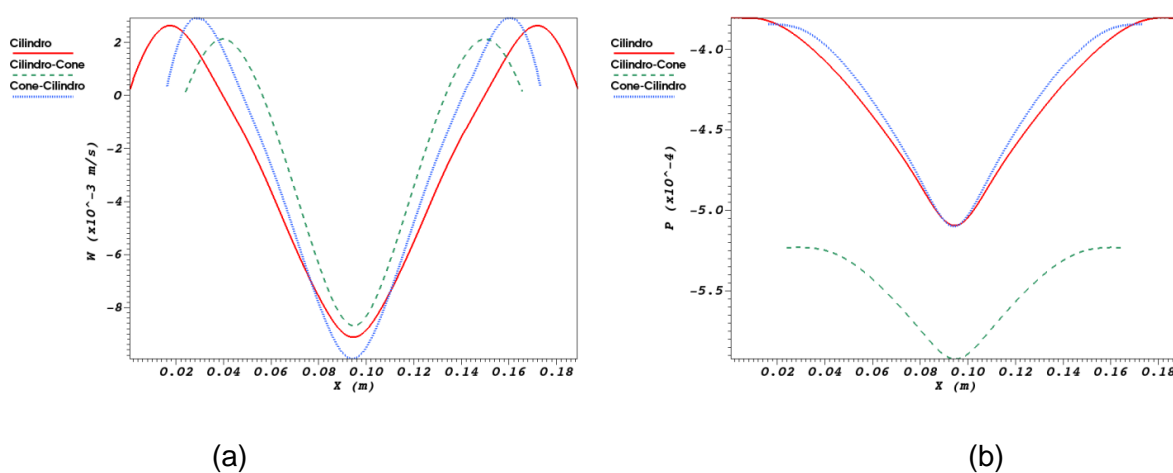


Figura 5.96. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,16$  m.

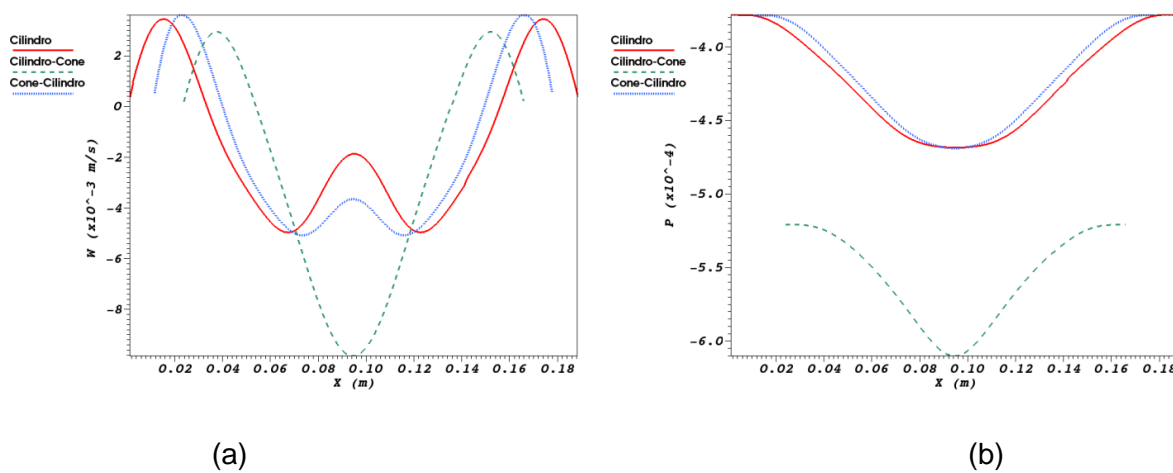


Figura 5.97. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,14$  m.

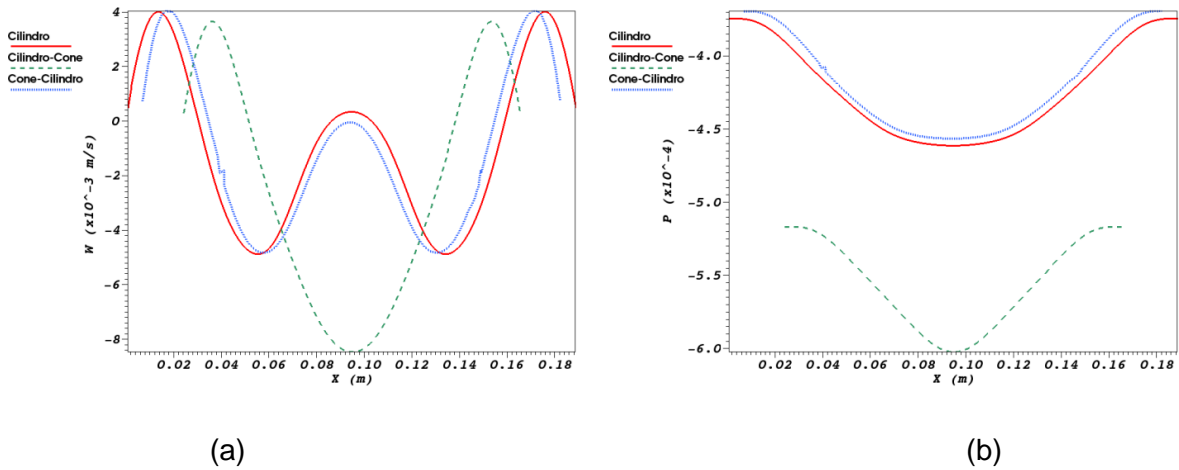


Figura 5.98. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,12$  m.

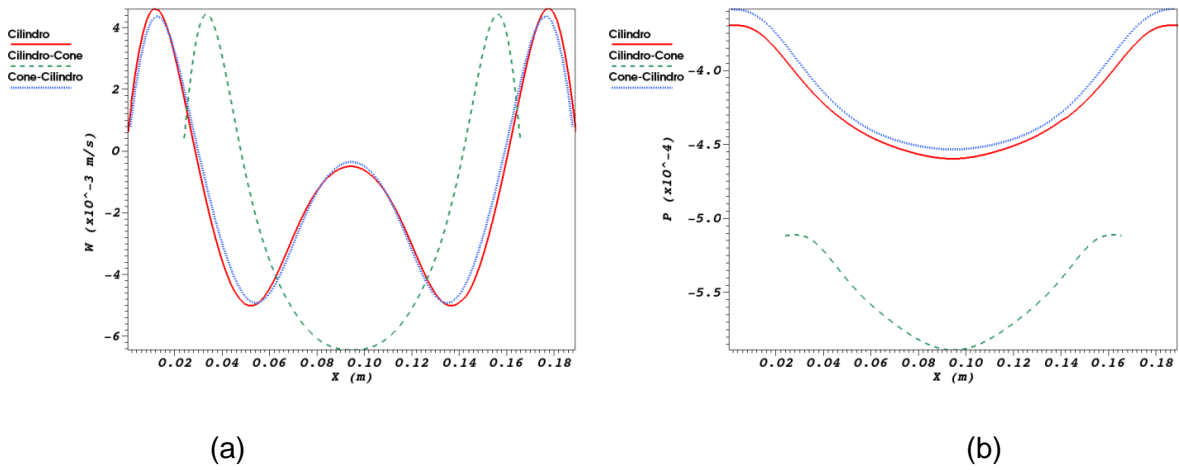


Figura 5.99. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,10$  m.

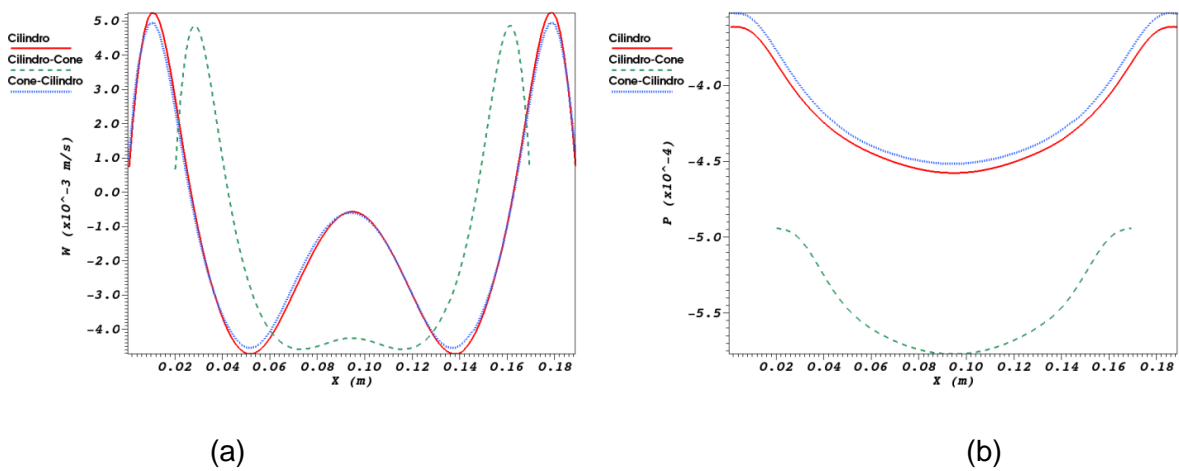
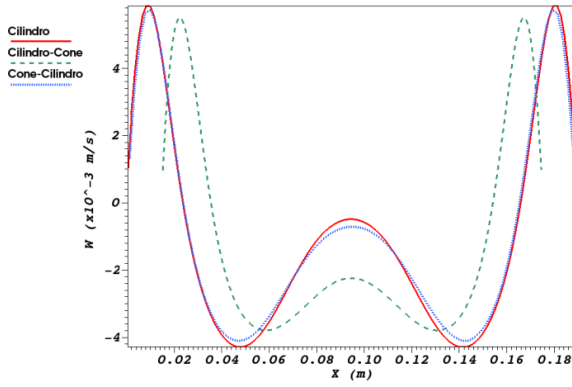
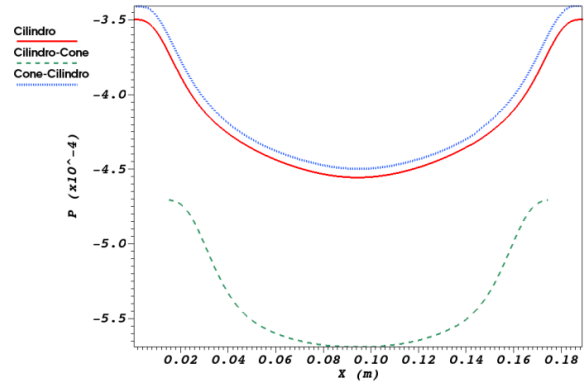


Figura 5.100. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,08$  m.

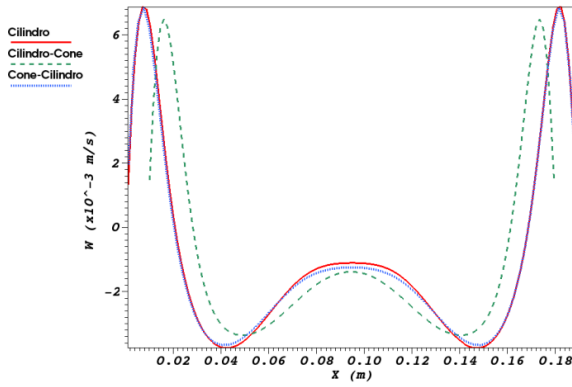


(a)

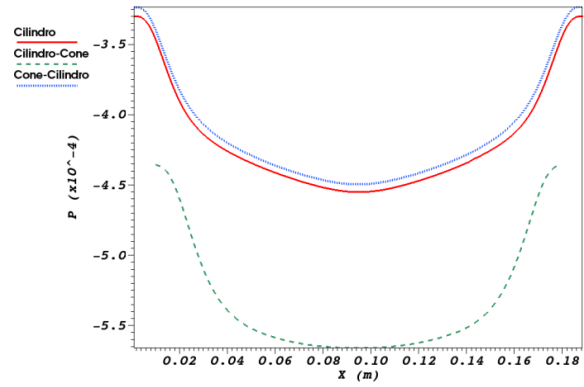


(b)

Figura 5.101. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,06$  m.

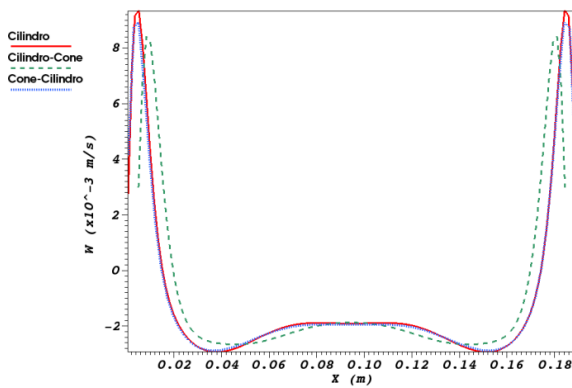


(a)

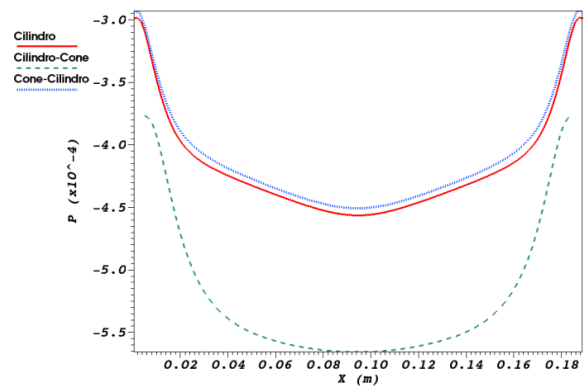


(b)

Figura 5.102. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,04$  m.



(a)



(b)

Figura 5.103. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,02$  m.

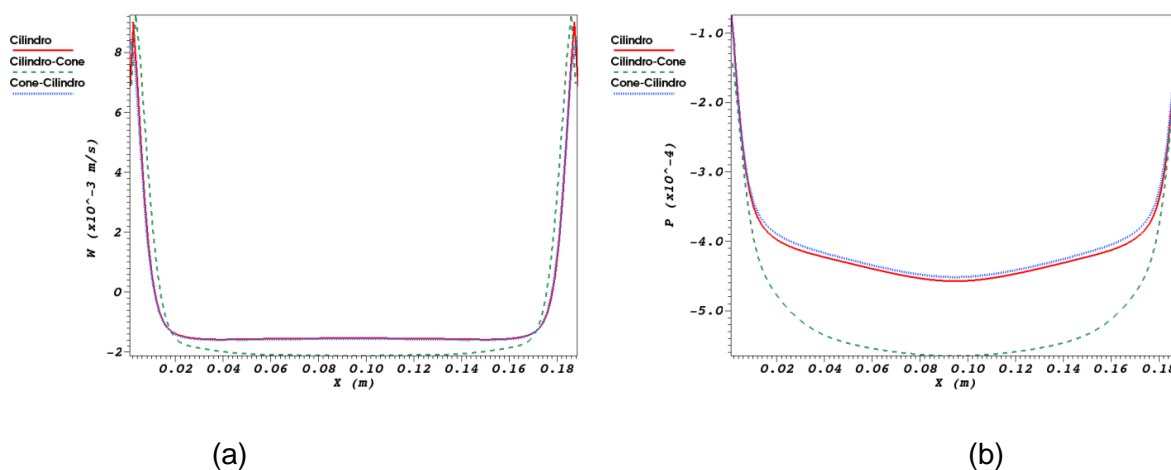


Figura 5.104. Perfis da componente de velocidade  $W$  (a) e pressão (b), na seção  $Z = 0,005$  m.

Observando os perfis de pressão relativa, nota-se que o gradiente de pressão na região próxima a parede superior é maior para os casos do cilindro e cone-cilindro. Este efeito é devido aos maiores valores de velocidade angular na camada de Bödewadt para estes casos.

Esta maior depressão formada nos casos do cilindro e cone-cilindro desacelera o escoamento axial formando assim a bolha de recirculação. Tal desaceleração não ocorre no caso do cilindro-cone, pois de certa forma a geometria reduz as velocidades no escoamento, não gerando gradientes de pressão grandes o suficiente para a formação do *vortex breakdown*.

## CAPÍTULO VI

### CONCLUSÕES

Para analisar o fenômeno *vortex breakdown* através de simulações numéricas, foi necessário utilizar malhas computacionais com resoluções relativamente altas, já que a difusão numérica gerada por malhas computacionais com baixa resolução interferem significativamente nas características do fenômeno. Neste contexto, o código numérico UNSCYFL3D foi adaptado para o uso de processamento paralelo, com o intuito de viabilizar o uso de malhas computacionais mais refinadas. A paralelização foi embasada na arquitetura de memória distribuída, utilizando os recursos da biblioteca MPI (Message Passing Interface).

A validação do código UNSCYFL3D na versão paralela foi realizada com êxito através da comparação com a versão serial, que foi validada por Salvo (2009). A eficiência e *speed-up* com o código na versão paralela foram satisfatórios, principalmente considerando que o mesmo é baseado em malhas não estruturadas, o que dificulta o balanceamento de carga.

Na análise do fenômeno, foi apurado que o método de volumes finitos utilizado, que é de segunda ordem, é suficiente para capturar o *vortex breakdown* em escoamentos confinados em cilindros e geometrias cônico-cilíndricas, contanto que a resolução e a qualidade da malha sejam adequadas. Métodos de ordem mais alta possivelmente exigiriam malhas menos refinadas para gerar resultados de mesma qualidade, mas não necessariamente a um custo computacional inferior.

Em todas as geometrias simuladas neste trabalho, observou-se que as causas para a formação do *vortex breakdown* são as mesmas, ou seja, os elevados valores de velocidade angular na região próxima à parede estacionária (superior) geram uma depressão radial em tal região. Esta depressão, por sua vez, desacelera o escoamento axial na região do vórtice, induzindo-o à reversão e gerando zonas de recirculações com pontos de estagnação e de sela. Estas zonas de recirculação quase estagnadas são denominadas *vortex breakdown*, ou separação de vórtice.

A formação do *vortex breakdown* nas geometrias cilíndrico-cônicas é mais tardia, em função do número de Reynolds, quando comparada com a formação do fenômeno nas

geometrias cilíndricas. Nos casos denominados cilindro e cilindro-cone o escoamento é estável para uma maior faixa de razão altura/raio da geometria e número de Reynolds, sendo que a formação do *vortex breakdown* ocorre na maioria dos casos em regime permanente. No caso denominado cone-cilindro, a transição do escoamento para regime transiente é mais precoce, considerando a variação dos parâmetros do escoamento. Para este caso, com determinados valores de razão altura/raio da geometria e número de Reynolds, o fenômeno forma-se somente com o escoamento em regime transiente.

As primeiras estruturas que podem caracterizar a transição do escoamento de regime permanente para regime transiente formam-se primeiramente na camada de Stewartson, ou seja, anéis de vórtices que se movimentam espiralmente em direção à parede estacionária superior. Estas estruturas são vistas nos casos cilindro-cone com  $H/R = 2,5$  e  $Re = 3750$ , e cone-cilindro com  $H/R = 2$  e  $Re = 3000$ .

Para números de Reynolds relativamente altos, o escoamento passa a ter comportamento periódico, até se tornar instável.

Para a razão  $H/R = 2$ , os escoamentos simulados são bastante estáveis, mantendo-se em regime permanente para altos valores de números de Reynolds. Nesta situação o *vortex breakdown* se comporta como um corpo separado, deformando-se devido às tensões viscosas as quais é submetido.

Outra importante observação é o surgimento da bolha axissimétrica superior posteriormente a formação da bolha inferior, no caso cilindro-cone com razão  $H/R = 2,5$  e  $Re = 3750$ , diferentemente dos casos investigados por Escudier (1984), onde as bolhas superiores se formam primeiro, para razões  $H/R \leq 3,25$ .

Como perspectivas para a continuação do trabalho, têm-se como objetivos simular casos transientes com números de Reynolds mais elevados, e também verificar a formação do fenômeno *vortex breakdown* em ciclones separadores de partículas, e qual a sua influência na eficiência de coleta.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Althaus W., Krause, E., Hofhaus, J. e Weimer, M., "Bubble- and Spiral-Type Breakdown of Slender Vortices", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 11, pp. 276-284, 1995.
- Benjamin, T. B., "Theory of vortex breakdown phenomenon", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, pp. 593-629, 1962.
- Bennetts, A. D. e Hocking, L. M., "On nonlinear Ekman and Stewartson layers in a rotating fluid", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 333, No. 1595, pp. 469-489, 1973.
- Davidson, L., "Turbulence modeling", Chalmers Dept. of Applied Mechanics, 2006.
- Derksen, J.J. and Van den Akker, H. E. A., "Simulation of Vortex Core Precession in a Reverse-Flow Cyclone", *AIChE Journal*, Vol. 46, p. 1317-1331, 2000.
- Escudier, M. P., "Observations of the flow produced in a cylindrical container by a rotating end wall", *Experiments in Fluids*, Vol. 2, pp. 179-186, 1984.
- Escudier, M. P., O'Leary, J. e Poole, R. J., "Flow produced in a conical container by a rotating endwall", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, pp. 1418-1428, 2007.
- Faler, J. H. e Leibovich, S., "An experimental map of the internal structure of a vortex breakdown", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 313-335, 1978.
- Ferziger, J. H., Peric, M., 2002, "Computational Methods for Fluid Dynamics", Springer.
- Finite Element Method (FEM), Framework Manual, CHARM++.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", *Physics Fluids*, Vol. 3, no. 7, 1760-1765, 1991.
- Gursul, I., Allan, M. e Badcock, K., "Delta Wing Aerodynamics – Requirements from CFD and experiments" *Integrating CFD and Experiments*, 2003.
- Hall, M. G., "A New Approach to Vortex Breakdown", *11th Intern. Conf. on Numerical Methods in Fluid Dynamics Proc. Heat Transfer Fluid Mech.*, pp. 319-340, 1967.
- Hall, M. G., "Vortex breakdown", *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 4, pp. 195-218, 1972.
- Harvey, J. K., "Some Observations of the Vortex Breakdown Phenomenon", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 14, pp. 585-592, 1962.
- Hoekstra, A. J., Derksen, J. J. and Van Den Akker, H. E. A., "An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones", *Chemical Engineering Science*, Vol. 54, pp. 2055-2065, 1999.
- Karypis, G. e Kumar, V., "METIS, A Software Package for Partitioning Unstructured Graphs, Partitioning Meshes, and Computing Fill-Reducing Orderings of Sparse Matrices Version 4.0" University of Minnesota, 1998.

- Lilly, D. K., "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", *Physics Fluids*, Vol. 4, no 3, 633-635, 1992.
- Lim, T. T. e Cui Y. D., "On the generation of a spiral-type vortex breakdown in an enclosed cylindrical container", *Phys Fluids*, Vol. 17, 2005.
- Lo Jacono, D., Sørensen, J. N., Thompson, M. C. e Hourigan K., " Control of vortex breakdown in a closed cylinder with a small rotating rod ", *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24, pp. 1278–1283, 2008.
- Lopez, J. M. "Axisymmetric vortex breakdown Part 1. Confined swirling flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 221, pp. 533-552, 1990.
- Ludweig, H., "Zur Erklärung der Instabilität der über angestellten Deltaflugeln auftretenden freien Wirbelkerne", *Z. Flugwiss*, Vol. 9 , pp. 242, 1962.
- Marques, F. e Lopez, J. M., "Precessing vortex breakdown in an enclosed cylinder flow", *Phys. Fluids* Vol. 13, pp. 1679-1682, 2001.
- Mary, I., "Large eddy simulation of vortex breakdown behind a delta wing", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 24, pp. 596-605, 2003.
- Meneveau, C., Lund, T.S. e Cabot, W.H., "A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence", *J. Fluid Mech*, Vol. 319, pp. 353-385, 1996.
- Murthy, J., Mathur, S., "Periodic Flow and Heat Transfer Using Unstructured Meshes", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 25, pp. 659-677, 1997.
- Notay, Y., " Aggregation-Based Algebraic Multigrid ", *Electronic Transactions on Numerical Analysis*., Vol. 37, pp. 123-146, 2010.
- Peckham, D. H. e Atkinson, S. A., "Preliminary results of low speed wind tunnel tests on a Gothic wind of aspect ratio 1·0", *Aero. Res. Council Current Paper*, no. 508, 1957.
- Rhie, C., Chow, W., "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", *AIAA Journal*, vol. 21, no. 11, pp. 1523-1532, 1983.
- Salvo, R. V., " Efeitos de Modelos Submalha em escoamentos em ciclones", *Dissertação de Mestrado*, Universidade Federal de Uberlândia, 2009.
- Sarpkaya, T., "On stationary and travelling vortex breakdowns", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45, pp. 545-559, 1971.
- Scotti, A., Meneveau, C. e Lilly, D.K., "Generalized Smagorinsky Model for Anisotropic Grids", *Physics of Fluids A*, Vol. 5, pp. 2306-2308, 1993.
- Serre, E. e Bontoux, P., "Vortex breakdown in a three-dimensional swirling flow", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 459, pp. 347-370, 2002.
- Silveira-Neto, A., "Turbulência nos fluidos: Aplicada". 2002.
- Uranga, A., Persson, P-O., Drela, M. e Peraire, J., " Implicit Large Eddy Simulation of Transitional Flows Over Airfoils and Wings", *19th AIAA Computational Fluid Dynamics*, 2009.
- Veronis, G., "The analogy between rotating and stratified fluids," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 2, pp. 37-66, 1970.

Vogel, H. U., "Experimentelle Ergebnisse über die laminare Strömung in einem zylindrischen Gehäuse mit darin rotierender Scheibe", MPI Bericht 6, 1968.

Vogel, H. U., "Rückströmungsblasen in Drallströmungen", Festschrift 50 Jahre Max-Planck-Institut für Strömungsforschung 1925-1975, 1975.