

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales

Tesis Doctoral



**Interferencia del Flujo alrededor de
Cilindros Circulares en diferentes
Configuraciones**

Autor: [Ing. Mauro Grioni](#)

Director: [Dr. Sergio A. Elaskar](#)

Abril de 2022

Interferencia del Flujo alrededor de Cilindros Circulares en diferentes Configuraciones

por

Ing. Mauro Grioni

Tesis para alcanzar el grado de:
Doctor en Ciencias de la Ingeniería

Director:

Dr. Sergio A. Elaskar

Comisión asesora:

Dr. Luis Godoy

Dr. Luis Felipe Gutierrez Marcantoni

Fecha de presentación:

Abril de 2022





ACTA DE EXAMEN

Libro: E2022 Acta: 00001 Hoja 01/01
 LLAMADO: Llamado del Turno P10-(T209)_TESIS 11/04/2022
 CATEDRA - MESA: 11-04-2022 GRIONI Mauro

(P10-DI002) TESIS DOCTORADO EN CIENCIAS DE LA INGENIERIA

NÚMERO	APELLIDO Y NOMBRE	DOCUMENTO	INGR.	COND.	NOTA	FIRMA
29641724	GRIONI, MAURO	DNI 29641724	2016		A (Aprobado)	

GARCIA RODRIGUEZ, CARLOS MARCELO - SCARABINO, Ana - SACCO, Carlos - ROCCIA, BRUNO ANTONIO -
 Observaciones:

Córdoba, ___/___/___.

Certifico que la/s firma/s que ha/n sido puesta/s en la presente Acta pertenece/n a: _____

1	0	1	0	1		
Inscriptos	Ausentes	Examinados	Reprobados (0-3)	Aprobados (4-10)	Libro/Acta:	Hoja
11/04/2022	12.51.58				E202200001	01/01

Agradecimientos

Antes de comenzar con los contenidos de la presente tesis, quisiera agradecer a todas las personas que colaboraron de diferentes maneras en la realización de la misma.

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Sergio Elaskar, quien me dio la oportunidad de desarrollar mi tesis de grado en el año 2008 y años más tarde la presente tesis de doctorado. Ambas experiencias resultaron sumamente enriquecedoras para mí, ya que fue con él con quien compartí la desafiante tarea de investigar. También, quiero agradecer al Dr. Anibal Mirasso por su motivación y apoyo incondicional durante el desarrollo de esta tesis. Los aportes de ambos fueron fundamentales para llevar a cabo este trabajo.

Además, quisiera agradecer al Dr. Luis Godoy y al Dr. Luis Felipe Marcantoni por su función ejercida como miembros de la comisión asesora, y a cada uno de los colegas que contribuyeron en diferentes instancias de este trabajo.

También quisiera agradecer al Dr. Pascal Bruel de la Universidad de Pau, Francia, por darme la oportunidad de realizar una pasantía en su laboratorio y por su predisposición y valiosos aportes realizados a la tesis.

Un especial agradecimiento a cada miembro de mi familia por su apoyo incondicional, especialmente a mi mamá y a mi papá quien desde algún lugar me acompaña siempre.

Finalmente quiero agradecer muy especialmente a Vanina y Jeremías por su paciencia y acompañamiento ya que son el pilar emocional en mi vida.

Resumen

Las tuberías metálicas son estructuras ampliamente utilizadas en la cadena de almacenamiento y distribución de combustibles en la industria de hidrocarburos, minera y petroquímica, entre otras. Estas industrias suelen desarrollarse en zonas geográficas donde dichas estructuras se encuentran expuestas a acciones naturales caracterizadas por fuertes vientos. Por otra parte, este tipo de estructuras no suelen aparecer solas, sino que es común encontrarlas conformando grupos. Bajo ciertas condiciones de proximidad entre las estructuras aparece el fenómeno de interferencia el cual afecta los vórtices desprendidos y las cargas que se generan sobre ellas.

En esta tesis se estudia el efecto de la interferencia de estructuras cilíndricas horizontales en diferentes configuraciones para números de Reynolds en los regímenes subcrítico y crítico. Este estudio se desarrolla principalmente basado en simulaciones numéricas de fluidos (CFD) no estacionarias considerando el modelo de turbulencia SAS (*Scale-Adaptive Simulation*) con la doble finalidad de describir adecuadamente el flujo turbulento y adaptar el esquema SAS para las aplicaciones analizadas en la tesis. Por otra parte, una contribución adicional se lleva a cabo por medio de ensayos experimentales.

En la primera parte de este trabajo se realiza un análisis de un cilindro a diferentes proximidades con el suelo. La presencia del suelo afecta considerablemente el flujo alrededor del cilindro y por ende las cargas resultante. Además, se lleva a cabo un estudio numérico de la interferencia del flujo entre dos cilindros en tándem en forma aislada separados a diferentes distancias. Los resultados muestran que esta simple configuración puede influir fuertemente en el patrón de flujo y las fuerzas sobre los cilindros. Por otro lado, se analiza la interferencia de flujo entre cilindros cuando se encuentran en proximidad con el suelo. Los resultados muestran una fuerte dependencia de la combinación de la separación entre cilindros y la proximidad con el suelo.

La segunda parte de la investigación surge del estudio de un arreglo escalonado de cilindros adoptando la triple descomposición de la velocidad para obtener el tensor de tensiones de Reynolds, lo cual resulta en la contribución de fluctuaciones coherentes y de la turbulencia. Los resultados obtenidos son muy satisfactorios cuando se los compara con datos experimentales.

Finalmente se presentan ensayos experimentales utilizando la técnica PIV (*Particle Image Velocimetry*) a fin de estudiar aspectos fundamentales del flujo sobre un cilindro circular y la interferencia de dos cilindros separados a diferentes distancias cuando se encuentran apoyados en el suelo. Asimismo, se realizan simulaciones numéricas para un solo cilindro apoyado en el suelo donde se determinan las fortalezas y debilidades en la predicción del campo de flujo.

Abstract

Pipes are structures widely used in the fuel storage and distribution chain in the hydrocarbon, mining and petrochemical industries, among others. These industries are usually located in geographic areas where these structures are exposed to natural actions characterized by strong winds. On the other hand, these types of structures do not usually appear alone, but it is common to find them forming groups. Under certain conditions of proximity between the structures, the interference phenomenon appears which has significant effects on the vortex shedding and on the forces that are generated on them.

In this thesis, the effect of the interference of horizontal cylindrical structures in different configurations for Reynolds numbers in the subcritical and critical regimes is studied. This study is developed mainly based on unsteady computational fluid dynamics (CFD) using the SAS (*Scale-Adaptive Simulation*) turbulence model with the dual purpose of adequately describing turbulent flow and adapting the SAS scheme for the applications analyzed in the thesis. On the other hand, a contribution is carried out by means of experimental study.

In the first part of this work, an analysis of a cylinder at different proximity to the ground is carried out. The ground proximity considerably affects the flow around the cylinder and therefore the resulting loads. In addition, a numerical study of flow interference between two tandem cylinders in isolation separated at different distances is carried out. The results show that this simple configuration can strongly influence the flow pattern and the forces on the cylinders. On the other hand, the flow interference between cylinders when it is in proximity to the ground is analyzed. The results show a strong dependence on the combination of separation between cylinders and the proximity to the ground.

The second part of the investigation arises from the study of the flow in a staggered tube bundle. The triple decomposition of the unsteady velocity field is adopted to obtain the total Reynolds stress tensor, which results in the contribution of coherent and turbulence fluctuations. The simulation results proved to be quite satisfactory when compared with experimental data.

Finally, an experimental study is presented using the PIV (*Particle Image Velocimetry*) technique in order to examine fundamental aspects of the flow past wall mounted cylinder and the interference of two cylinders separated at different distances when they are in contact with the ground. Also, numerical simulations are carried out for a single cylinder in contact with the ground where the strengths and weaknesses in the prediction of the flow field are determined.

Resumo

Tubos metálicos são estruturas amplamente utilizadas na cadeia de armazenamento e distribuição de combustíveis nas indústrias de hidrocarbonetos, mineração e petroquímica, entre outras. Essas indústrias tendem a se desenvolver em áreas geográficas onde estão expostas a ações naturais caracterizadas por ventos fortes. Por outro lado, esses tipos de estruturas geralmente não aparecem sozinhos, mas é comum encontrá-los formando grupos. Sob certas condições de proximidade entre as estruturas, surge o fenômeno de interferência, que afeta ao desprendimento dos vórtices e as cargas que são geradas sobre eles.

Nesta tese é estudado o efeito da interferência de estruturas cilíndricas horizontais em diferentes configurações para números de Reynolds nos regimes subcrítico e crítico. Este estudo é desenvolvido principalmente com base na dinâmica dos Fluidos computacional não estacionária (CFD) considerando o modelo de turbulência SAS (*Scale-Adaptive Simulation*) com o duplo propósito de descrever adequadamente o escoamento turbulento e adaptar o esquema SAS para as aplicações analisadas na tese. Por outro lado, uma contribuição adicional é realizada por meio de testes experimentais.

Na primeira parte deste trabalho é realizada uma análise de um cilindro em diferentes proximidades do solo. A presença de solo afeta consideravelmente o escoamento ao redor do cilindro e, portanto, as cargas resultantes. Além disso, um estudo numérico de interferência de escoamento é realizado entre dois cilindros tandem isolados separados em distâncias diferentes. Os resultados mostram que esta configuração simples pode influenciar fortemente o padrão de escoamento e as forças nos cilindros. Por outro lado, é analisada a interferência do escoamento entre os cilindros quando eles estão próximos ao solo. Os resultados mostram uma forte dependência da combinação do espaçamento dos cilindros e da proximidade com o solo.

A segunda parte da investigação surge do estudo de um arranjo escalonado de cilindros adotando a decomposição tripla da velocidade para a obtenção do tensor de tensão de Reynolds, que resulta na contribuição de flutuações coerentes e flutuações turbulentas. Os resultados obtidos são muito satisfatórios quando comparados com dados experimentais.

Por fim, são apresentados ensaios experimentais utilizando a técnica PIV (*Particle Image Velocimetry*) com o objetivo de estudar aspectos fundamentais do escoamento sobre um cilindro circular e da interferência de dois cilindros separados a diferentes distâncias quando apoiados no solo. Da mesma forma, simulações numéricas são realizadas para um único cilindro apoiado no solo onde são determinados os pontos fortes e fracos na previsão do campo de escoamento.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Motivación	3
1.2. Áreas de vacancias	4
1.3. Objetivos principales	7
1.4. Organización de la tesis	8
2. Formulación teórica del flujo en cilindros	11
2.1. Regímenes de flujo alrededor de un cilindro circular	11
2.1.1. Efectos de la turbulencia en el flujo libre	13
2.2. Fuerzas sobre cilindros	14
2.2.1. Fuerzas oscilantes	15
2.2.2. Coeficiente de presión	16
2.3. Desprendimiento de vórtices	16
2.3.1. Mecanismos de desprendimiento de vórtices	17
2.3.2. Frecuencia de desprendimiento de vórtices	18
2.4. Hipótesis del flujo	19
3. Ecuaciones de gobierno y esquemas numéricos	21
3.1. Ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible	22
3.1.1. Las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas	24
3.1.2. Hipótesis de Boussinesq	27
3.2. Cálculo de las tensiones de Reynolds total	28
3.3. Modelo de turbulencia	30
3.3.1. Esquema SAS	31
3.3.2. Modelo SST-SAS	33
3.4. Condiciones de contorno y tratamiento de pared	35
3.4.1. Tratamiento de pared	36
3.5. Método de solución	38
3.5.1. Métodos de discretización espacial	38

3.5.2. Métodos de discretización temporal	39
3.5.3. Algoritmo de solución	40
3.6. Acoplamiento velocidad-presión	41
4. Validación y elección del código numérico	45
4.1. ¿Esquema SIMPLE, SIMPLEC o PISO?	45
4.1.1. Modelo numérico	46
4.1.2. Comparación de los resultados	48
4.2. Elección del modelo de turbulencia	52
4.2.1. Modelo numérico	53
4.2.2. Ilustración de la inestabilidad del flujo	55
4.2.3. Fuerzas y flujo promedio	56
4.2.4. Campo de flujo promedio	59
5. Flujo alrededor de un cilindro cercano al suelo	63
5.1. Antecedentes	63
5.2. Modelo computacional	65
5.2.1. Condiciones de simulación	65
5.3. Generación de la capa límite del suelo	66
5.4. Análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo	67
5.5. Coeficiente de fuerza y número de Strouhal	70
5.6. Desprendimiento de vórtices y supresión	73
6. Flujo alrededor de cilindros en tándem	81
6.1. Introducción al efecto de interferencia con una breve revisión	81
6.2. Dominio computacional	83
6.3. Análisis de la resolución espacial y temporal	84
6.4. Definición de mallas en función de L/D	85
6.5. Coeficientes de Fuerzas aerodinámicas	86
6.5.1. Evolución temporal de los coeficientes de fuerza	88
6.5.2. Coeficientes de fuerza promedio y fluctuantes	89
6.6. Frecuencia de desprendimiento de vórtices	92
6.6.1. Estructuras en la estela del flujo	92
6.7. Distribución de presión promedio	95

7. Estudio de cilindros circulares en tándem considerando su proximidad con el suelo	99
7.1. ¿Por qué estudiar este tipo de configuración?	99
7.2. Descripción del problema	101
7.2.1. Malla computacional y paso de tiempo	102
7.3. Cilindro solo cercano al suelo	103
7.4. Cilindros en tándem cercanos al suelo	107
7.4.1. Coeficiente de arrastre y sustentación	108
7.4.2. Distribución de presión sobre los cilindros	112
7.4.3. Desprendimiento de vórtices y estructuras de estela del flujo	118
8. Flujo a través de un arreglo de tubos	123
8.1. Antecedentes de simulaciones numéricas	124
8.2. Descripción del problema	124
8.3. Configuración numérica	125
8.4. Elección de parámetros de simulación	127
8.4.1. Tolerancia residual	127
8.4.2. Análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo	127
8.4.3. Cálculo de los promedios de tiempo	129
8.5. Ilustración de la inestabilidad del flujo	129
8.6. Evaluación del desempeño del modelo	133
8.6.1. Evaluación cualitativa	134
8.6.2. Evaluación cuantitativa	137
9. Estudio experimental y numérico de cilindros circulares en contacto con el suelo	139
9.1. Breve revisión de estudios previos	140
9.2. Ensayos experimentales	141
9.2.1. Túnel de viento MAVERIC	142
9.2.2. Sistema PIV	143
9.2.3. Metodología de los ensayos	144
9.2.4. Datos experimentales para un solo cilindro en contacto con el suelo	149
9.2.5. Datos experimentales para dos cilindros en contacto con el suelo	154
9.3. Simulación numérica	165
9.3.1. Dominio computacional y condiciones de contorno	165
9.3.2. Malla computacional	165
9.3.3. Generación del perfil de entrada	166

9.3.4. Ilustración del campo de flujo promedio	167
9.3.5. Fuerzas sobre el cilindro	169
9.3.6. Perfiles promedio de velocidad y tensiones de Reynolds	170
10. Discusión y Conclusiones	173
10.1. Validación del esquema numérico	173
10.2. Cilindro cercano al suelo	174
10.3. Cilindros en tándem aislados	175
10.4. Cilindros en tándem cercanos al suelo	176
10.5. Arreglo de tubos	177
10.6. Cilindros en tándem en contacto con el suelo	178
10.7. Aportes originales de esta investigación	179
10.8. Trabajos futuros	181
Apéndices	181
A. Cilindro solo para un $Re=120000$	183
B. Publicaciones y Presentaciones	185
Referencias	187

Índice de figuras

2.1. Regímenes y coeficiente de arrastre de un cilindro suave infinitamente largo en función del número de Reynolds. Mediciones de Wieselsberger para $40 < Re < 5 \times 10^5$ obtenidas de Schlichting (1979).	13
2.2. Variación temporal del coeficiente de arrastre y sustentación.	15
2.3. RMS de las oscilaciones del coeficiente de sustentación para un cilindro circular suave en función del Re obtenida de Schewe (1983).	16
2.4. Esquema de separación de la capa límite para un cilindro circular.	17
2.5. Esquema del desprendimiento de vórtices sobre un cilindro circular. (a) El vórtice A arrastra al vórtice B a través de la estela, (b) El vórtice B arrastra al vórtice C a través de la estela.	18
2.6. Número de Strouhal para un cilindro circular suave obtenidos experimentalmente por Schewe (1983).	19
3.1. Descomposición de Reynolds para un flujo turbulento estacionario.	26
3.2. Descomposición de la velocidad para un flujo turbulento no estacionario.	27
3.3. Esquema computacional y condiciones de borde.	36
4.1. Diagrama esquemático del modelo de simulación.	47
4.2. Malla computacional. (a) Mallado del dominio de simulación completo; (b) Mallado en la región alrededor del cilindro.	48
4.3. Variación temporal del coeficiente de arrastre para los diferentes esquemas y factores de relajación de la presión; (a) $\alpha_p = 0,3$, (b) $\alpha_p = 0,7$	50
4.4. Variación temporal del coeficiente de sustentación para los diferentes esquemas y factores de relajación de la presión; (a) $\alpha_p = 0,3$, (b) $\alpha_p = 0,7$	50
4.5. Configuración del problema para las simulaciones. a) Condiciones de contorno y tamaño transversal del dominio de control en términos del diámetro del cilindro D y (b) dimensiones del dominio de control.	53
4.6. Configuración de la malla utilizada en las simulaciones; (a) Malla del dominio computacional, (b) Malla cercana a los cilindros.	54

4.7. Iso-superficies instantánea de Q -criterion ($Q = 1 s^{-2}$) coloreada con la velocidad en el sentido del flujo para un tiempo adimensional $tU_{\infty}/D = 162$	56
4.8. Relación de viscosidad de turbulencia ν_t/ν instantánea en la sección media de los cilindros ($z = 1D$) para un tiempo adimensional $tU_{\infty}/D = 162$. La escala de colores resulta adimensional.	57
4.9. Historial de tiempo de la componente de velocidad en sentido de la corriente promediada de conjunto $\langle u_x \rangle$; (a) intervalo de tiempo completo, (b) 0,12 s centrales extraídos del intervalo de tiempo completo.	58
4.10. Coeficiente de presión medio sobre las superficies de los cilindros. (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás. Datos experimentales corresponden a Neuhart et al. (2009)	59
4.11. Perfiles de velocidad medio en el sentido de la corriente a lo largo de la línea central de los cilindros.	60
4.12. Energía cinética turbulenta (TKE) a lo largo de la línea central de los cilindros.	61
5.1. Diagrama esquemático del modelo de simulación.	65
5.2. Representación de la sección transversal vertical de muestreo indicada con líneas punteadas.	67
5.3. Perfil de velocidad promedio normalizado para la capa límite 1 (BL1): (a) $Re = 8,6x10^4$, (b) $Re = 1,89x10^5$, (c) $Re = 2,77x10^5$	67
5.4. Perfil de velocidad promedio normalizado para la capa límite 2 (BL2): (a) $Re = 8,6x10^4$, (b) $Re = 1,89x10^5$, (c) $Re = 2,77x10^5$	68
5.5. Vista de corte 2D de la malla computacional para $G/D = 0,4$	70
5.6. Coeficiente de arrastre promedio (CD) en función de la separación G/D	71
5.7. Coeficiente de sustentación promedio (CL) en función de la separación G/D	72
5.8. Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D para $Re = 8,6x10^4$	73
5.9. Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D para $Re = 1,89x10^4$ y $Re = 2,77x10^4$	74
5.10. Contornos 3D-SAS de la magnitud de velocidad instantánea (m/s) y la variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para BL1 y $Re = 8,6x10^4$; (a) $G/D = 1,5$; (b) $G/D = 0,8$; (c) $G/D = 0,4$; (d) $G/D = 0,3$; (e) $G/D = 0,2$	75
5.11. Contornos 2D-SAS de la magnitud de velocidad instantánea (m/s) y la variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para BL1 y $Re = 8,6x10^4$; (a) $G/D = 1,5$; (b) $G/D = 0,8$; (c) $G/D = 0,4$; (d) $G/D = 0,3$; (e) $G/D = 0,2$	76

5.12. Variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para la relación $G/D = 0,1$ para el modelo 2D-SAS considerando la capa límite BL1 y para $Re = 8,6x10^4$	77
5.13. Variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para la relación $G/D = 0,1$ para el modelo 3D-SAS considerando la capa límite BL2 y para $Re = 2,77x10^5$	78
5.14. Coeficiente de sustentación RMS en función de la relación de separación G/D ; a) espesor de la capa límite $\delta/D = 0,1$, b) espesor de la capa límite $\delta/D = 1,1$	80
5.15. Iso-superficies del criterio Q instantáneo ($Q = 1 s^{-2}$) para $Re = 8,6x10^4$ y $\delta/D = 0,1$ predicho por 3D-SAS; (a) $G/D = 0,8$; (b) $G/D = 0,2$	80
6.1. Diagrama esquemático del modelo de simulación.	83
6.2. Ejemplo de la malla computacional utilizada para el caso $L/D = 3$	86
6.3. Evolución temporal del C_D (línea continua) y C_L (línea punteada) de ambos cilindros: (a) $L/D = 1,1$, (b) $L/D = 2$, (c) $L/D = 2,5$, (d) $L/D = 3$, (e) $L/D = 3,5$, (f) $L/D = 4$, (g) $L/D = 5$, (h) $L/D = 6$, (i) $L/D = 7$, (j) un solo cilindro.	87
6.3. (continúa)	88
6.4. Coeficiente de arrastre promedio para los cilindros en tándem como función de la separación L/D . (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.	90
6.5. RMS del coeficiente de sustentación y arrastre para los cilindros en tándem en relación a la separación L/D : (a) $C_{L,RMS}$; (b) $C_{D,RMS}$	90
6.6. Número de Strouhal para ambos cilindros en tándem como función de la separación L/D : (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.	93
6.7. Contornos del campo de vorticidad z instantáneos en las secciones media de los cilindros para diferentes L/D	94
6.8. Isosuperficies instantánea del criterio Q ($Q = 1 s^{-2}$).	95
6.9. Distribuciones de presión promediadas en el tiempo sobre la superficie del cilindro de adelante y de atrás: (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.	96
6.10. Distribución de presión media en el tiempo a lo largo de la superficie del cilindro de adelante: (a) $L/D = 1,1, 2, 2,5$ y 3 ; (b) $L/D = 3,5, 4, 5, 6$ y 7	97
6.11. Distribución de presión media en el tiempo a lo largo de la superficie del cilindro de atrás: (a) $L/D = 1,1, 2, 2,5$ y 3 ; (b) $L/D = 3,5, 4, 5, 6$ y 7	98
6.12. Posiciones del ángulo en la que el flujo se adhiere en el cilindro de atrás en función de L/D	98

7.1. Diagrama esquemático del modelo de simulación.	101
7.2. Esquema del flujo alrededor de dos cilindros en tándem cerca de la pared.	102
7.3. Malla computacional para $L/D = 2$ y $G/D = 0,3$; (a) vista de corte 2D, (b) resolución de malla en la zona de los cilindros y el suelo.	102
7.4. Variación del coeficiente de arrastre y sustentación promedio con G/D para el cilindro solo cercano a una pared: (a) coeficiente de arrastre promedio (CD); (b) coeficiente de sustentación promedio (CL).	104
7.5. Variación del RMS del coeficiente de arrastre y sustentación con G/D para el cilindro solo cercano a una pared: (a) RMS del coeficiente de arrastre (C_{D_RMS}); (b) RMS del coeficiente de sustentación (C_{L_RMS}).	105
7.6. Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D	105
7.7. Distribución de presión para un cilindro solo cercano al suelo.	106
7.8. Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para el cilindro solo: (a) $G/D = 0,2$, (b) $G/D = 0,3$, (c) $G/D = 0,6$, (d) $G/D = 0,8$ y (e) $G/D = 1,2$. Unidad de escala de color para la presión en Pa	107
7.9. Coeficiente de arrastre para ambos cilindros en función de G/D ; (a) $L/D = 2$, (b) $L/D = 5$	108
7.10. Coeficiente de sustentación para ambos cilindros en función de G/D : Arriba - CL del cilindro de adelante (CL_1): (a) $L/D = 2$, (b) $L/D = 5$. Abajo - CL del cilindro de atrás (CL_2): (c) $L/D = 2$, (d) $L/D = 5$	109
7.11. RMS del coeficiente de arrastre de los cilindros en función de G/D : Arriba - RMS del C_D del cilindro de adelante (C_{D1_RMS}): (a) $L/D = 2$ y (b) $L/D = 5$. Abajo - RMS del C_D del cilindro de atrás (C_{D2_RMS}): (c) $L/D = 2$ y (d) $L/D = 5$	111
7.12. RMS del coeficiente de sustentación de los cilindros en función de G/D : Arriba - RMS del C_L del cilindro de adelante (C_{L1_RMS}): (a) $L/D = 2$ y (b) $L/D = 5$. Abajo - RMS del C_L del cilindro de atrás (C_{L2_RMS}): (c) $L/D = 2$ y (d) $L/D = 5$	112
7.13. Coeficiente de presión para ambos cilindros para $L/D = 2$ en función de G/D ; (a) Cilindro de adelante, (b) Cilindro de atrás.	113
7.14. Coeficiente de presión para ambos cilindros para $L/D = 5$ en función de G/D ; (a) Cilindro de adelante, (b) Cilindro de atrás.	114
7.15. Posiciones del ángulo en la que la velocidad es cero en los cilindros en función de G/D	115

7.16. Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para $L/D = 2$: (a) $G/D = 0,15$, (b) $G/D = 0,2$, (c) $G/D = 0,3$ y (d) $G/D = 0,6$. Unidad de escala de color para la presión en Pa . . .	116
7.17. Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para $L/D = 5$: (a) $G/D = 0,15$, (b) $G/D = 0,2$, (c) $G/D = 0,3$ y (d) $G/D = 0,6$. Unidad de escala de color para la presión en Pa . . .	117
7.18. Desprendimiento de vórtices en el cilindro de atrás.	118
7.19. Contorno de vorticidad (z) instantánea en la sección media de los cilindros para un tiempo adimensional $tU_\infty/D = 163$	120
8.1. (a) Descripción general de la configuración de arreglos de tubos investigada experimentalmente por Simonin y Barcouda (1986b) y Simonin y Barcouda (1988) , (b) Detalle de la zona utilizada para comparación en el presente trabajo.	125
8.2. Dominio computacional (en blanco) y condiciones de contorno. Acercamiento en la zona investigada experimentalmente con indicaciones de las líneas de medición utilizadas para la comparación en el presente estudio.	126
8.3. Sensibilidad en la elección de la tolerancia de los residuos: (a) Perfil de la velocidad media en sentido de la corriente para $x = 0\text{ mm}$ y (b) Espectro de energía de turbulencia en el punto $[0,77D, 0D, 1D]$ en función del número de Strouhal $St = fD/U_{bulk}$	127
8.4. Ejemplo de una malla estructurada tipo-O utilizada en el presente estudio (vista de corte 2D de la malla \mathcal{M}_2).	129
8.5. Sensibilidad del promediado en el tiempo de la velocidad promedio de conjunto en $x = 0\text{ mm}$ respecto al número de ciclos durante los cuales se realiza el promediado en el tiempo: (a) componente longitudinal, (b) componente normal.	130
8.6. Ilustración de la inestabilidad del campo de velocidad en el punto $(-L/2, -0,32D, 1D)$: Arriba - Evolución temporal de la velocidad: (a) Componente longitudinal (u) y (b) Componente normal (v). Abajo - Densidad del espectro de potencia (PSD) de las señales correspondientes frente al número de Strouhal: (c) Componente longitudinal y (d) Componente normal.	131
8.7. Serie de tiempo del campo 2D de la componente longitudinal de la velocidad promedio de conjunto en el plano Oxy ubicado en $z = 1D$ (unidad de escala de color en m/s). El intervalo de tiempo entre dos instantáneas consecutivas es de $0,006\text{ s}$	132
8.8. Serie de tiempo del campo 2D de la componente de vorticidad z en el plano Oxy ubicado en $z = 1D$ (unidad de escala de color en s^{-1}). El intervalo de tiempo entre dos instantáneas consecutivas es de $0,006\text{ s}$	132

8.9. Evolución temporal de promediado de conjunto de coeficiente de arrastre $\langle C_D \rangle$ y sustentación $\langle C_L \rangle$ de las fuerzas aerodinámicas ejercidas sobre el tubo central.	133
8.10. Contribución relativa de la parte resuelta del movimiento a las tensiones de Reynolds totales en $x = 11 \text{ mm}$: (a) tensión longitudinal y (b) tensión normal. Los resultados de RSM_1 corresponden a Johnson (2008) y RSM_3 corresponde a Benhamadouche y Laurence (2003).	133
8.11. Perfiles del promedio temporal de la velocidad promedio de conjunto en $x = 0 \text{ mm}$ (columna izquierda), $x = 11 \text{ mm}$ (columna del medio) y $y = 0 \text{ mm}$ (columna derecha). Fila superior: componente longitudinal. Fila inferior: componente normal.	134
8.12. Perfiles del tensor de tensiones de Reynolds total $x = 0 \text{ mm}$ (columna izquierda), $x = 11 \text{ mm}$ (columna del medio) y $y = 0 \text{ mm}$ (columna derecha). Fila superior: tensión longitudinal. Fila central: tensión normal. Fila inferior: tensión de corte.	135
9.1. Túnel de viento MAVERIC con los principales componentes del ensayo de dos cilindros en contacto con una superficie plana.	143
9.2. Esquema del sistema experimental por PIV.	144
9.3. Principales componentes del sistema PIV.	145
9.4. Parámetros ópticos y de procesamiento de PIV.	146
9.5. Configuración del cilindro en contacto con el suelo.	146
9.6. Sección transversal del canal de ensayos.	147
9.7. Principales características para la medición de un solo cilindro para un $Re = 2300$	147
9.8. Comparación entre los perfiles obtenidos para dos posiciones diferentes en sentido de la corriente de la cámara CCD: (a) Perfiles obtenidos a $x = -20 \text{ mm}$ para la Posición -1 y Posición 0, (b) Perfiles obtenidos a $x = 40 \text{ mm}$ para la Posición 0 y Posición 1, (c) Perfiles obtenidos a $x = 160 \text{ mm}$ para la Posición 1 y Posición 2.	148
9.9. Campos de velocidad y tensiones de Reynolds promedio para un solo cilindro y un flujo másico de 50 g/s (posiciones $-1, 0, 1$ y 2 son superpuestas); (a) Campos de velocidad en m/s ; (b) Campos de tensiones de Reynolds en m^2/s^2	150
9.10. Origen de los perfiles extraídos.	151
9.11. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	152

9.12. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$. (a) Tensión normal de Reynolds Rxx/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds Ryy/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds Rxy/U_{bulk}^2	153
9.13. Comparación de las distribuciones verticales de la componente de velocidades en dirección de la corriente en diferentes ubicaciones del flujo alrededor del cilindro. Experimentos presentes (símbolo: círculos blancos y negros) y experimentos de Akoz y Kirkgoz (2009) (símbolo: rombos grises y negros).	154
9.14. Líneas de corrientes en cada posición de las cámara para una separación $L/D = 1$ a un $Re = 2300$	155
9.15. Líneas de corrientes en cada posición de las cámara para una separación $L/D = 3$ a un $Re = 2300$	155
9.16. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 1$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	156
9.17. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 1$. (a) Tensión normal de Reynolds Rxx/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds Ryy/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds Rxy/U_{bulk}^2	157
9.18. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 3$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	158
9.19. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 3$. (a) Tensión normal de Reynolds Rxx/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds Ryy/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds Rxy/U_{bulk}^2	159
9.20. Líneas de corrientes para cada una una de las posiciones de las cámara para una separación $L/D = 1$ a un $Re = 4600$	160
9.21. Líneas de corrientes para cada una una de las posiciones de las cámara para una separación $L/D = 3$ a un $Re = 4600$	160
9.22. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	161

9.23. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2	162
9.24. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	163
9.25. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2	164
9.26. Esquema computacional y condiciones de borde.	165
9.27. Estructura de la malla utilizada: (a) Vista completa, (b) región cercana al cilindro, (c) vista ampliada del cuadrante del cilindro aguas abajo y la pared plana donde se apoya.	166
9.28. Comparación del perfil de velocidad adimensionalizado obtenidas de las simulaciones numéricas y del ensayo experimental.	167
9.29. Contornos del campo de velocidad en m/s y campos de tensiones de Reynolds en m^2/s^2 promedio para un solo cilindro y un flujo másico de $50 g/s$; (a) velocidad en la componente longitudinal (U), (b) velocidad en la componente transversal (V); (c) tensión normal de Reynolds longitudinal (R_{xx}); (d) tensión normal de Reynolds transversal (R_{yy}); (e) tensión de Reynolds cruzada(R_{xy}).	168
9.30. Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.	170
9.31. Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$; (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2	171
A.1. Malla utilizada para la simulación de un solo cilindro.	183
A.2. Distribución de presión para un solo cilindro.	184
A.3. Estructuras de estela de un solo cilindro.	184

Índice de tablas

4.1. Factores de relajación para las variables del flujo por defecto en Fluent.	46
4.2. Número de iteraciones y tiempos de procesamiento requeridos por cada esquema para los distintos factores de relajación de la presión.	49
4.3. Coeficiente de arrastre obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.	51
4.4. Número de Strouhal (St) obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.	51
4.5. RMS del coeficiente de arrastre obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.	51
4.6. RMS del coeficiente de sustentación obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.	51
4.7. Número de iteraciones y tiempos de procesamiento requeridos por cada modelo de turbulencia.	55
4.8. Coeficiente de arrastre y el número de Strouhal sobre ambos cilindros obtenidos por los diferentes modelos de turbulencia. Los datos experimentales corresponden a Neuhart <i>et al.</i> (2009).	58
5.1. Resumen de casos simulados.	66
5.2. Sensibilidad al tamaño de la malla y al paso de tiempo para $Re = 8,6 \times 10^4$ y $G/D = 0,4$	69
5.3. Resumen del $(G/D)_c$ para la supresión del desprendimiento de vórtices.	78
6.1. Valores promediados en el tiempo del CD y St para ambos cilindros con diferente resolución espacial y temporal. ($L/D = 5$).	85
6.2. Resumen de la malla utilizada para cada espaciado L/D	85
7.1. Número de Strouhal para los cilindros en tándem y para el cilindro solo.	119
8.1. Sensibilidad al tamaño de la malla y los valores de los intervalos de tiempo.	128
8.2. Puntuación de los resultados para las diferentes simulaciones.	138

9.1. Coeficiente de arrastre y sustentación obtenido sobre el cilindro en contacto con el suelo. 169

A.1. Parámetros numéricos obtenidos para un solo cilindro. 184

Capítulo 1

Introducción

Es común encontrar en nuestra vida diaria cuerpos sólidos que están expuestos al aire, al agua y otros tipos de fluidos, y la mayoría de ellos son cuerpos romos (o cuerpos no aerodinámicos) en términos de mecánica de fluidos. El flujo que pasa por los cuerpos romos contiene una variedad de fenómenos fluido-dinámicos, como la separación, el desprendimiento de vórtices y la transición a la turbulencia, los cuales resultan de interés fundamental y de gran importancia en muchas aplicaciones prácticas. En particular, un cilindro circular colocado en una corriente libre es uno de los temas más fundamentales en la aerodinámica del cuerpo romo ([Zdravkovich \(1997\)](#)). La representación correcta del flujo sobre cuerpos circulares ha sido objeto de varios estudios, ya que puede afectar significativamente varias propiedades termo-mecánicas con importancia práctica, como las fuerzas inducidas por el flujo, las vibraciones y el ruido, y las transferencias de calor y masa, etc.

Para estudiar sistemáticamente la compleja física de los flujos sobre cuerpos romos, es natural centrarse en cuerpos de formas bidimensionales simples, como los cilindros circulares. Aunque las estructuras de flujo instantáneo observadas son tridimensionales y bastante complejas, excepto en los casos de número de Reynolds (Re) muy bajos, el flujo detrás de los cilindros circulares bidimensionales, o la estela cuasi-bidimensional, es uno de los más básicos flujos en mecánica de fluidos. De hecho, éste ha sido analizado por numerosos investigadores ([Roshko \(1961\)](#), [Achenbach y Heinecke \(1981\)](#), [Williamson \(1996\)](#)) ya que esta configuración es de relevancia directa para muchas aplicaciones prácticas, como por ejemplo, edificios altos, tanques verticales, chimeneas, cables aéreos, tuberías, torres de enfriamiento y tubos de intercambiadores de calor.

Cuando un flujo de fluido incide en un cilindro circular aislado, el desprendimiento de vórtices de tipo von Kármán (vórtices asimétricos y alternados) puede ocurrir o no detrás del cilindro. Las características del flujo (y por lo tanto, también la fuerza que actúa sobre el cilindro) se rigen principalmente por el número de Reynolds (basado en la velocidad de flujo libre y el diámetro del cilindro) y el desprendimiento de vórtices ocurre cuando el número de Reynolds excede un

valor crítico de aproximadamente 40 para un cilindro circular en una corriente libre (Zdravkovich (1990)) (para mayor información sobre la formulación teórica del flujo sobre cilindros circulares se remite al lector al Capítulo 2). Sin embargo, existen muchas situaciones en las que este tipo de desprendimiento de vórtices puede cesar incluso con números de Reynolds mucho más altos. Una de las más simples situaciones es cuando un cilindro se encuentra cerca de una superficie plana o “suelo” (Bearman y Zdravkovich (1978), Lei *et al.* (1999)). Incluso puede ocurrir que las características del flujo, y por ende las fuerzas que actúan sobre el cilindro aislado, se vean alteradas por la presencia cercana de otro cilindro. Cuando esto ocurre aparecen los efectos de la interferencia el cual tiene efectos significativos en los vórtices desprendidos y en las cargas que se generan sobre ellas. Un tipo de interferencia de flujo corresponde a cilindros que están alineados uno detrás del otro, es decir en tándem, la cual se denomina “interferencia de estela” según Zdravkovich (1987). Dependiendo de la distancia entre los cilindros, se producen diferentes comportamientos del flujo que tienen efectos significativos en los vórtices desprendidos y en la distribución de presión sobre los cilindros (Igarashi (1981), Alam *et al.* (2003)). Por otra parte, este tipo de interferencia entre cilindros en tándem tiene un comportamiento diferente al encontrarse éstos próximos a una pared (Wang *et al.* (2015)) o incluso al estar en contacto con el suelo (Ozdil y Akilli (2019)). Otro tipo de interferencia, en la cual se evidencia un comportamiento del flujo diferente, está asociada a cuando los cilindros circulares se encuentran escalonados unos con otros formando un cierto arreglo (Simonin y Barcouda (1986b), Minelli *et al.* (2017)).

La interferencia del flujo para las configuraciones de cilindros mencionadas anteriormente puede investigarse principalmente mediante un enfoque experimental o computacional. El primero hace referencia a ensayos de laboratorio utilizando diferentes técnicas como puede ser visualización de flujo, medición de hilo caliente, medición de presión o de fuerzas, PIV, entre otras. El segundo enfoque se refiere a las simulaciones numéricas mediante la dinámica de fluidos computacional (CFD) que puede definirse como el conjunto de ecuaciones de gobierno, técnicas numéricas y algoritmos computacionales que permiten obtener soluciones aproximadas de problemas de mecánica de los fluidos y transferencia de calor. Al considerar un flujo viscoso las ecuaciones de gobierno resultan en las ecuaciones de Navier-Stokes y la ecuación de continuidad. Una alternativa para solucionar estas ecuaciones sería resolver las ecuaciones de Navier-Stokes sin utilizar ningún modelo de turbulencia por medio de simulación numérica directa (DNS). Sin embargo, el estudio de la interferencia del flujo para cilindros circulares con números de Reynolds altos de aproximadamente 10^4 o más sigue siendo un tema desafiante en la dinámica de fluidos computacional actual, ya que las simulaciones numéricas directas (DNS) no son actualmente factibles debido a los enormes costos computacionales requeridos (Spalart (2000)). Otra opción para resolver estas ecuaciones, que ha producido avances

significativos en la última década, son los modelos de simulación de grandes vórtices (LES), pero su aplicación a ciertos flujos industriales con números muy altos de Reynolds y Rayleigh aún están fuera del alcance de LES (Hanjalić y Launder (2020)). El enfoque tradicional para resolver las ecuaciones de Navier-Stokes sería aplicar el promediado de Reynolds en dichas ecuaciones que resultan en los modelos RANS los cuales proporcionan resultados precisos para cantidades medias a un costo moderado para una amplia gama de flujos. Sin embargo, en otras situaciones como la predicción precisa de flujos turbulentos dominados por la separación a gran escala no está al alcance de los modelos RANS (Manceau y Bonnet (2003)). Debido a esto, surgió un mayor interés en el desarrollo de modelos híbridos como pueden ser modelos que combinan RANS y LES en un método híbrido RANS/LES o revisar la derivación de las ecuaciones gobernantes del esquema RANS que permita la obtención de un modelo RANS inestable (URANS). Una característica particular de estos modelos intermedios (en cuanto a la precisión y los requisitos computacionales) es que encontraron un cierto equilibrio entre la precisión en los resultados y el costo computación requerido que los hace atractivos para ser utilizados en diferentes aplicaciones de ingeniería. Un enfoque relativamente nuevo que cubre estas condiciones fue propuesto por Menter y sus colaboradores (Menter *et al.* (2003), Menter y Egorov (2005) y Menter y Egorov (2006)) definido simulación de escala adaptativa SAS (*Scale-Adaptive Simulation*) que al adaptarlo al modelo $k-\omega$ SST (*Shear Stress Transport*)(Menter (1994)) resulta en el modelo SST-SAS (Menter y Egorov (2010)). De esta forma, este modelo proporciona capacidades RANS estándar en regiones de flujo estable y puede cambiar a un comportamiento similar al LES en regiones inestables del campo de flujo. El enfoque SAS en particular demostró ser bastante eficiente para simular un número significativo de configuraciones de flujo (Menter (2015)), lo que motivo su utilización para evaluar los efectos de la interferencia en cilindros circulares en esta tesis, ya que es capaz de resolver una parte sustancial de las fluctuaciones temporales sin contener una dependencia explícita de la malla.

El enfoque de la presente investigación trata sobre el análisis del flujo de la interferencia de cilindros circulares para diferentes configuraciones considerando el modelo de turbulencia SST-SAS y el estado de arte para cada configuración en particular, se describirá más detalladamente en cada capítulo.

1.1. Motivación

Los temas relacionados con el procesamiento y almacenamiento de fluidos combustibles pueden ser considerados al menos desde una doble perspectiva. Como fuente de energía para un país, el petróleo constituye un recurso de enorme importancia y las expectativas son que esto se mantendrá en el futuro por varias décadas. Por otra parte, procesar, almacenar y distribuir productos derivados

del petróleo conllevan un alto riesgo en casos de accidentes o desastres naturales (Chang y Lin (2006)), con consecuencias para las personas involucradas, las propias instalaciones de esta industria y para el medio ambiente en caso que dichos productos entren en contacto con aire, suelo o agua.

En la actualidad, el almacenamiento de petróleo y derivados se lleva a cabo en tanques verticales de acero; estos tanques no se construyen aislados, sino que son parte de lo que se denomina “granjas de tanques”, formadas por conjuntos de entre unos 10 y 25 o más tanques, conectados entre sí mediante tuberías metálicas horizontales y verticales (Myers (1997)). Estas estructuras, tanto tanques como tuberías, deben soportar acciones naturales como viento y sismo, y también efectos debidos a accidentes, como fuego y explosiones. En todos los casos la estructura debe resistir las acciones mencionadas manteniendo su funcionalidad y su integridad. En casos en los que se mantiene la integridad, pero se pierde la funcionalidad se ocasionan pérdidas económicas que pueden ser muy elevadas. Además, si la integridad se pierde no sólo ocurren pérdidas económicas por interrupción de la funcionalidad, sino que se producen derrames de fluidos que pueden contaminar suelos, aguas y aire.

Durante la última década se han detectado numerosos accidentes en la industria del petróleo, tanto en Argentina como en otros países, en los que se han visto afectados tanques de almacenamiento de petróleo o sus derivados. Estos accidentes han sido causados por problemas operativos de llenado/vaciado de tanques, así como por eventos externos como viento, fuego y explosiones. Las consecuencias de tales accidentes perjudican en primer lugar a personas u operarios; en segundo lugar, a la infraestructura misma, y a continuación se afecta el medio ambiente. Es un proceso secuencial, en el que fallas en la infraestructura son a su vez causa de daño al suelo, acuíferos o aire (Godoy *et al.* (2019)).

En esta tesis se estudia el flujo alrededor de cilindros horizontales y su interacción entre ellos y con el suelo y el flujo en redes de tubos. Es decir que puede ser considerada como un paso necesario hacia estudios del efecto de viento en estructuras de almacenamiento de combustible (tuberías horizontales y redes de tubos) en aplicaciones reales. La tesis busca colaborar en responder las siguientes preguntas: ¿Cómo se generan y transfieren las cargas por viento en los tuberías horizontales y redes de tubos? ¿Qué presiones deben considerarse sobre tuberías abiertas y sobre aquellas próximas entre sí y con el suelo?

1.2. Áreas de vacancias

De lo expuesto anteriormente se destacan las siguientes áreas de vacancia en relación a los efectos de la interferencia en cilindros circulares sobre las cuales se trabajará en esta tesis. Una de estas áreas se encuentra relacionado con las simulaciones numéricas y la otra área se relaciona con

el conocimiento actual de los efectos de la interferencia en cilindros circulares.

■ **Simulaciones numéricas**

El estudio de la interferencia del flujo alrededor de cilindros circulares en diferentes configuraciones se ha llevado a cabo por medio de diversas técnicas de simulación y con diversos modelos de turbulencia.

En cuanto al estudio del flujo alrededor de un cilindro cercano al suelo se puede mencionar el método de diferencias finitas para resolver un flujo viscoso bidimensional (2D) para números de Reynolds desde 80 a 1000 utilizado por [Lei et al. \(2000\)](#), las simulaciones URANS bidimensionales con el modelo de turbulencia $k-\epsilon$ estándar para un Re desde 1×10^4 a $4,8 \times 10^4$ realizado por [Ong et al. \(2009\)](#) y las simulaciones con el modelo híbrido RANS/LES a un $Re = 4 \times 10^4$ llevada a cabo por [Nishino et al. \(2008\)](#).

Al considerar la interferencia de flujo cuando se colocan dos cilindros en tándem se puede citar a [Meneghini et al. \(2001\)](#) quienes utilizaron un método de paso fraccional (*fractional step method*) para un Re desde 100 hasta 200, [Mittal et al. \(1997\)](#) quienes usaron una formulación de elementos finitos para un $Re = 100$ y 1000, y [Palau-Salvador et al. \(2008\)](#) utilizaron LES para un $Re = 1500$.

En relación con el análisis del flujo alrededor de cilindros en tándem cerca de una pared se pueden nombrar estudios muy recientes aplicando un método de elemento espectral para un $Re = 200$ en [D'Souza et al. \(2016\)](#) o utilizando LES para un $Re = 1,31 \times 10^4$ en [Li et al. \(2018\)](#).

Respecto al análisis del flujo a través de un arreglo de tubos se puede mencionar a [Johnson \(2008\)](#), [Hassan y Barsamian \(2004\)](#) y [Moulinec et al. \(2004\)](#) quienes utilizaron un enfoque URANS basado en RSM (*Reynolds Stress Model*), un enfoque LES y DNS, respectivamente.

Por otra parte, al considerar un cilindro cercano al suelo es posible indicar el estudio de [Akoz y Kirkgöz \(2009\)](#) quienes realizaron simulaciones URANS bidimensionales empleando los modelos de turbulencia $k-\epsilon$, $k-\omega$ y SST para un $Re = 1000 - 7000$.

Sin embargo, a pesar de haberse utilizado diferentes técnicas de simulación con diversos modelos de turbulencia para estudiar las distintas configuraciones de interferencia en cilindros circulares, el empleo del modelo de turbulencia SST-SAS parece no haber sido considerado como una alternativa para estudiar este tipo de problemas. Es por esto que esta investigación muestra las capacidades del modelo SST-SAS para estudiar la interferencia de flujo en cilindros circulares.

■ **Interferencia en cilindros circulares**

Si bien en algunas de las configuraciones de cilindros consideradas en esta investigación se han realizado numerosos estudios, todavía quedan ciertas áreas para explorar que se describen a continuación.

Teniendo en cuenta el caso de un cilindro cercano al suelo se han realizado muchos estudios experimentales y numéricos. Desde el punto de vista de las simulaciones numéricas, los análisis que se han llevado a cabo corresponden en su mayoría a modelos bidimensionales y para $Re < 10^4$. Por lo tanto resulta importante considerar flujos tridimensionales y compararlos con flujos bidimensionales, y así poder examinar la importancia de modelar la tridimensionalidad del fenómeno en este tipo de problemas. Además, como muchos de los trabajos numéricos se han llevado a cabo para $Re > 10^4$, los estudios para Re más altos proporcionarían información adicional acerca del comportamiento del flujo sobre un cilindro cercano a una pared.

En cuanto a cilindros en tándem muchos de los trabajos también están limitados a simulaciones bidimensionales (2D) y están restringidos a números de Reynolds menores a 1000. Nuevamente, se destaca la importancia de aportar información considerando flujos tridimensionales, a Re mayores a 1000 y considerando además el caso de un cilindro solo que permita extender algunas de las conclusiones que se conocían para cilindros en tándem aislados al comparar el efecto de la interferencia con un cilindro solo.

En cuanto al estudio de cilindros en tándem cercanos al suelo existen muy pocos estudios particularmente en relaciones de cercanía al suelo muy pequeñas y para $Re > 1000$, y por lo tanto, no resulta del todo claro como es el comportamiento del flujo y sus efectos sobre las cargas. Por ejemplo, si analizamos el mismo caso estudiado en forma experimental por Wang *et al.* (2015) y por medio de LES por Li *et al.* (2018) los resultados presentan ciertas diferencias en las fuerzas que se generan sobre los cilindros. Por lo tanto, resulta necesario comprender mejor la física del flujo involucrada en el flujo que pasa por dos cilindros en tándem colocados muy cerca de una pared.

Por otro parte, un caso de prueba desafiante en cuanto al estudio de interferencia de cilindros es el arreglo de tubos, ya que el flujo a través de los arreglos de tubos exhibe un comportamiento de desprendimiento de vórtices similares a los de un solo cilindro, pero con la complejidad adicional de las interacciones de estela entre los tubos (o cilindros). Diferentes estrategias de simulación numérica se han utilizado para determinar el campo de velocidad y las tensiones de Reynolds haciendo una comparación cualitativa como resultado de la inspección visual contra datos experimentales obteniéndose resultados contrastantes. Teniendo en cuenta esto, es necesario establecer una alternativa para acortar la brecha con los datos experimentales. Así, surge la utilización del modelo SST-SAS junto con la triple descomposición del campo de velocidad como una posible alternativa. Por otro parte, para superar la relatividad de los “juicios” sobre las diferencias con los datos experimentales, es necesario establecer una evaluación cualitativa. La propuesta presentada en esta tesis permite establecer un criterio objetivo que sea bastante independiente de cualquier sesgo que pueda provocar la simple inspección visual.

Otra de las configuraciones que se ha estudiado hasta el momento muy poco es cuando dos cilindros o más se encuentran en contacto con el suelo. Es decir, de que manera el flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo es afectado por la presencia de otro cilindro con la mismas características. Teniendo en cuenta la escasa información disponible para esta configuración, se busca realizar una contribución significativa por medio de ensayos experimentales utilizando la técnica PIV y por medio de simulaciones numéricas.

1.3. **Objetivos principales**

Los principales objetivos planteados para el presente estudio se resumen a continuación:

1. Validar las capacidades del modelo SST-SAS para predecir correctamente los efectos de la interferencia del flujo.

Se examinará el modelo de turbulencia SST-SAS para predecir correctamente el flujo que pasa por un cilindro circular aislado y para un caso *benchmark* de dos cilindros en tándem utilizando la triple descomposición de la velocidad.

2. Estudiar el flujo alrededor de un cilindro circular para diferentes proximidades con el suelo por medio de un modelo tridimensional (3D).

Se considerará el efecto de tres parámetros, el número de Reynolds (Re), el espesor de la capa límite (δ) y la distancia de separación del cilindro al suelo, en las fuerzas aerodinámicas que se generan sobre el cilindro y las características del flujo generadas por los vórtices que se desprenden del cilindro. Además, se llevará a cabo un estudio para un modelo bidimensional.

3. Analizar el flujo alrededor de cilindros en tándem aislados.

Se estudiará la interferencia del flujo que ocurre cuando dos cilindros se colocan a diferentes distancias uno detrás del otro, comparando los resultados con datos experimentales y con el caso de un cilindro solo en forma aislada a través de los coeficientes de fuerza, la distribución de presión, la frecuencia de desprendimiento junto con la caracterización de las estructuras de estela de flujo detrás de ambos cilindros.

4. Examinar la interferencia de cilindros circulares en tándem considerando su proximidad con el suelo.

Se estudiará las influencias de la cercanía entre los cilindros junto con la cercanía con el suelo sobre los parámetros aerodinámicos como el C_P , C_D y C_L , y las características del flujo detrás de los cilindros como el desprendimiento de vórtices. Además, se estudiará el flujo cercano a los cilindros y la posición del punto de estancamiento.

5. Analizar el flujo en un arreglo de tubos.

Se realizará un análisis del flujo sobre arreglos de tubos utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS junto con la triple descomposición del campo de velocidad para obtener el tensor de tensión de Reynolds total. Asimismo, se establecerá una cantidad mínima adecuada del número de ciclos de desprendimiento de vórtices necesarios para una estadística confiable. Por otro parte, se presentará un criterio objetivo de puntuación para clasificar los resultados de diferentes modelos de una manera cuantitativa.

6. Estudiar experimentalmente y numéricamente cilindros circulares en contacto con el suelo.

Se observará experimentalmente por medio de la técnica PIV los aspectos fundamentales del flujo a través de un cilindro circular apoyado en el suelo y la interferencia de dos cilindros separados a diferentes distancias cuando se encuentran apoyados en el suelo. Además, se estudiará la configuración de un solo cilindro apoyado en el suelo utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS. Se determinarán las fortalezas y debilidades en la predicción del campo de flujo.

1.4. Organización de la tesis

Esta tesis se encuentra organizada en diez capítulos y 2 apéndices. A continuación se detallan los contenidos más importantes desarrollados en cada capítulo.

En el Capítulo 2 se hace una introducción de los principales conceptos de la física el flujo alrededor de cilindros circulares, destacando los aspectos que caracterizan a este tipo de flujo.

En el Capítulo 3 se presentan las ecuaciones de gobierno para flujo viscoso incompresible, isotérmico y turbulento. Estas son las ecuaciones de Navier-Stokes y la ecuación de continuidad promediadas de Reynolds más las ecuaciones que surgen del modelo de turbulencia SST-SAS utilizado. Luego se presenta la descripción del método de solución y los esquemas de acoplamiento entre velocidad y presión que se emplean durante el proceso de simulación.

En el Capítulo 4 se realiza una validación del código numérico. En primer término se analizan los esquemas de acoplamiento de velocidad-presión SIMPLE, SIMPLEC y PISO. Posteriormente, se realiza una comparación de resultados para distintos modelos de turbulencia URANS sobre un caso *benchmark*.

En el Capítulo 5 se presentan los resultados de las simulaciones numéricas del flujo alrededor de un cilindro para diferentes proximidades con el suelo para un modelo tridimensional (3D). Estos estudios también son llevados a cabo para un modelo bidimensional (2D) y así, examinar la importancia de considerar la tridimensionalidad del flujo.

En el Capítulo 6 se muestran los resultados numéricos obtenidos para el caso del flujo alrededor de cilindros en tándem en forma aislada. Este estudio consiste en analizar la interferencia del flujo que ocurre cuando dos cilindros se colocan a diferentes distancias uno detrás del otro, comparando los resultados con datos experimentales y con el caso de un cilindro solo en forma aislada.

En el Capítulo 7 se expone un estudio de la interferencia entre cilindros en tándem cuando se encuentran en proximidad con el suelo. Se analizan las influencias de la cercanía entre los cilindros junto con la proximidad con el suelo sobre distintos parámetros aerodinámicos y las características del flujo detrás de los cilindros. Además, se considera el estudio numérico de un cilindro solo cercano al suelo para evidenciar los efectos de la interferencia.

En el Capítulo 8 se presenta un análisis del flujo sobre arreglos de tubos utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS junto con la triple descomposición del campo de velocidad inestable para obtener el tensor de tensión de Reynolds total. En la primera parte, se presenta un análisis de sensibilidad de la tolerancia de los residuos de las ecuaciones, de la malla y paso de tiempo y el efecto del número de desprendimiento de vórtices en el promedio temporal. En la segunda parte, se realiza una comparación con los datos experimentales, junto con otras estrategias de modelado, en términos de velocidad media y cantidades de turbulencia. Además, se presenta un criterio objetivo de puntuación para clasificar los resultados de los diferentes modelos.

En el Capítulo 9 se muestran los resultados de la interferencia de cilindros cuando se encuentran apoyados sobre una superficie plana. En la primera parte, se presentan los ensayos experimentales realizados en un túnel de viento de un solo cilindro apoyado en el suelo y para dos cilindros en contacto con el suelo utilizando la técnica PIV. En la segunda parte, se realiza un estudio numérico para la configuración de un solo cilindro utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS y luego comparando los resultados con los obtenidos por medio de los ensayos experimentales. Posteriormente se introduce una justificación de por qué es necesario llevar a cabo un estudio más complejo.

En el Capítulo 10 se presenta la discusión de resultados y se detallan las principales conclusiones del trabajo. Finalmente se describen los aportes originales y los posibles trabajos futuros surgidos de esta investigación.

Capítulo 2

Formulación teórica del flujo en cilindros

En este capítulo se presentan los conceptos básicos sobre la física que explica el flujo alrededor de cilindros circulares, destacando los aspectos que caracterizan a este tipo de flujo. En primer término se introducen los regímenes fundamentales del flujo alrededor de un cilindro circular con cierta perspectiva histórica, para luego presentar las fuerzas oscilantes y su tratamiento. Seguidamente se describen los mecanismos y las frecuencias de desprendimiento de vórtices. Finalmente, se presentan las hipótesis realizadas sobre el flujo.

2.1. Regímenes de flujo alrededor de un cilindro circular

Desde principios del siglo XX, muchos investigadores han estudiado el flujo alrededor de un cilindro circular. En esos primeros años se sabía que, debido al principio de similitud de flujo estudiado por primera vez en 1883 por Osborne Reynolds (ver por ejemplo [Von Kármán \(1954\)](#)), las características del flujo más allá de un cilindro y las fuerzas inducidas por el flujo sobre el cilindro podrían expresarse como funciones del número de Reynolds, Re , del flujo. Este número adimensional de Reynolds para un cilindro se describe como,

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (2.1)$$

donde U es la velocidad característica del fluido, D es el diámetro del cilindro y ν la viscosidad cinemática del fluido que viene dada por la relación entre μ la viscosidad dinámica del fluido y ρ la densidad del fluido.

Uno de los resultados más significativos de la influencia del número de Reynolds sobre la fuerza de arrastre sobre un cilindro fue publicado por primera vez por Wieselsberger en 1921 (ver [Schlichting \(1979\)](#)), quien realizó mediciones de resistencia media en cilindros de varios diámetros cubriendo así un amplio rango de números de Reynolds de $4 < Re < 8 \times 10^5$ (ver Figura 2.1).

Se encontró que el coeficiente de arrastre C_D (ver Ec. 2.4) disminuyó repentinamente (“crisis del arrastre”) para un número de Reynolds de aproximadamente 2×10^5 , es decir, el número de Reynolds “crítico” Re_c . Por otro parte, Taylor (1916) observó un cambio drástico en la distribución de la presión alrededor de un cilindro cerca del número crítico de Reynolds y sugirió que la crisis del arrastre del cilindro estaba relacionado con la transición a la turbulencia. En concordancia con estos resultados experimentales en los primeros años, se había aceptado ampliamente que el flujo que pasa por un cilindro circular podría clasificarse en tres regímenes fundamentales, es decir, régimen “subcrítico” ($Re < Re_c$), régimen “crítico” ($Re \simeq Re_c$) y régimen “supercrítico” ($Re > Re_c$). Las principales características de estos tres regímenes de flujo se pueden resumir de la siguiente manera:

- **Subcrítico** $Re < Re_c$: Este régimen se caracteriza porque la capa límite sobre la superficie del cilindro permanece laminar hasta el punto de separación que ocurre a un ángulo $\theta_s \approx 70^\circ - 80^\circ$ desde el punto de estancamiento. La transición a la turbulencia se produce después de la separación del flujo y se forman los vórtices de von Kármán. El coeficiente de arrastre medio C_D resulta prácticamente independiente del Re con un valor de aproximadamente 1,2.
- **Crítico** $Re \simeq Re_c$: La capa límite laminar que se desprende se vuelve a adherir en una capa límite turbulenta, es decir se forman burbujas de separación-reconexión en el cilindro. La capa límite turbulenta transfiere una mayor cantidad de energía normal a la pared que la capa límite laminar permitiendo que el flujo permanezca adherido en una mayor parte del cilindro, lo que conduce a un estrechamiento de la estela, un aumento de la presión base C_{pb} y la caída del coeficiente de arrastre hasta un valor mínimo de aproximadamente 0,3.
- **Supercrítico** $Re > Re_c$: La separación de la capa límite es turbulenta y la transición de la capa límite laminar a turbulenta comienza a desplazarse hacia adelante a medida que el Reynolds aumenta. El desprendimiento de vórtices de tipo von Kármán cesa a medida que la ubicación de la transición a la turbulencia se mueve más arriba y el ancho de la estela aumenta suavemente y, por lo tanto, el C_D se recupera suavemente a medida que lo hace el número de Reynolds.

Además de los tres regímenes fundamentales anteriores, Roshko (1961) descubrió un cuarto régimen para $Re > 3,5 \times 10^6$ que lo definió como “transcrítico” pero que ahora se lo conoce generalmente como régimen “poscrítico”. Las principales características del régimen poscrítico se pueden resumir como:

- **Poscrítico** $Re > 3,5 \times 10^6$: Las burbujas de separación-reconexión desaparecen por completo y la transición de la capa límite laminar a turbulenta tiene lugar en las proximidades del punto

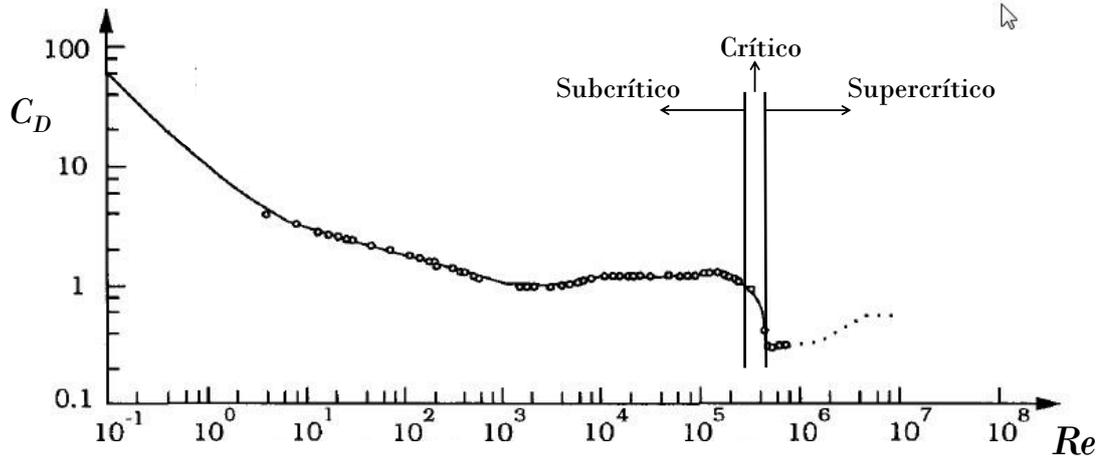


Figura 2.1: Regímenes y coeficiente de arrastre de un cilindro suave infinitamente largo en función del número de Reynolds. Mediciones de Wieselsberger para $40 < Re < 5 \times 10^5$ obtenidas de [Schlichting \(1979\)](#).

de estancamiento. El desprendimiento de vórtice regular reaparece y la estela se vuelve más amplia que en el régimen supercrítico. El arrastre permanece nuevamente casi constante con un valor de aproximadamente 0,7.

Más recientemente, [Zdravkovich \(1990\)](#), [Roshko \(1993\)](#) y [Williamson \(1996\)](#) propusieron definiciones más detalladas de los regímenes de flujo basados en Re , con revisiones exhaustivas sobre la física del flujo, especialmente para los regímenes de números de Reynolds más bajos.

2.1.1. Efectos de la turbulencia en el flujo libre

En general, las características del flujo que pasa por un cilindro circular no pueden determinarse únicamente por el número de Reynolds sino que intervienen otros parámetros importantes como puede ser el nivel de turbulencia del flujo libre. Este nivel de turbulencia puede ser caracterizado por la intensidad de turbulencia y una escala de longitud de turbulencia en el flujo libre. La intensidad de turbulencia (I_u) se define generalmente como

$$I_u = \frac{u'}{U_\infty} \quad (2.2)$$

siendo u' la fluctuación de la velocidad longitudinal y U_∞ la velocidad media del flujo libre. Mientras que la escala de longitud puede ser definida por la escala de longitud integral longitudinal L_x , que se define como

$$L_x = \int_{x_0}^{\infty} \frac{\overline{u'(x_0)u'(x)}}{(\overline{u'(x_0)^2} \overline{u'(x)^2})^{1/2}} dx \quad (2.3)$$

donde $u'(x_0)$ y $u'(x)$ son las fluctuaciones de las velocidades de la corriente en dos puntos separados por una distancia $(x - x_0)$ en la dirección de la corriente. En [Bearman y Morel \(1983\)](#) se puede encontrar una discusión adicional sobre las definiciones de la escala de intensidad y longitud de niveles de turbulencia de flujo libre.

Otros parámetros que inciden en el comportamiento de los regímenes de flujo son la rugosidad en la superficie del cilindro y la tridimensionalidad del cilindro dada por su longitud finita. Para mayores detalles sobre la influencia de estos parámetros en los regímenes de flujo y en el coeficiente de arrastre se puede consultar las referencias [Niemann y Hölscher \(1990\)](#) o [Zdravkovich \(1997\)](#).

2.2. Fuerzas sobre cilindros

Cuando un cilindro se encuentra inmerso en un corriente de fluido, que fluye a una cierta velocidad, experimenta fuerzas ocasionadas por la acción del fluido. Podemos distinguir dos componentes de esta fuerza; la fuerza de arrastre o de resistencia (F_D) actuando en la dirección del flujo y la fuerza de sustentación (F_L) actuando perpendicular al flujo. Estas fuerzas se pueden expresar en forma adimensional por medio de los coeficientes de sustentación (C_L) y de arrastre (C_D) que se definen como

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (2.4)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (2.5)$$

donde U_∞ es la velocidad del flujo libre, ρ es la densidad del fluido, D es el diámetro del cilindro, y L es la longitud del cilindro en la dirección z .

A excepción de los pequeños números de Reynolds ($Re \approx < 40$), hay una característica del flujo que es común a todos los regímenes de flujo, que es, el desprendimiento de vórtices. Como consecuencia del desprendimiento de vórtices, la distribución de presión alrededor del cilindro experimenta un cambio periódico a medida que avanza el proceso de desprendimiento, lo que resulta en una variación periódica en los componentes de las fuerzas en el cilindro. Un ejemplo de la evolución temporal del coeficiente de arrastre y sustentación obtenido por simulación numérica en este trabajo se puede ver en la [Figura 2.2](#). La fuerza de sustentación sobre el cilindro oscila a la misma frecuencia que lo hace el desprendimiento de vórtices, $f = 1/T$, mientras que la fuerza de arrastre oscila a una frecuencia dos veces mayor como puede verse en la [Figura 2.2](#). Por otro lado, la amplitud de las oscilaciones no es un valor constante, sino que varía su amplitud entre un período y otro. Sin embargo, la magnitud de las oscilaciones pueden caracterizarse por ciertas propiedades estadísticas que se presentan en la sección siguiente.

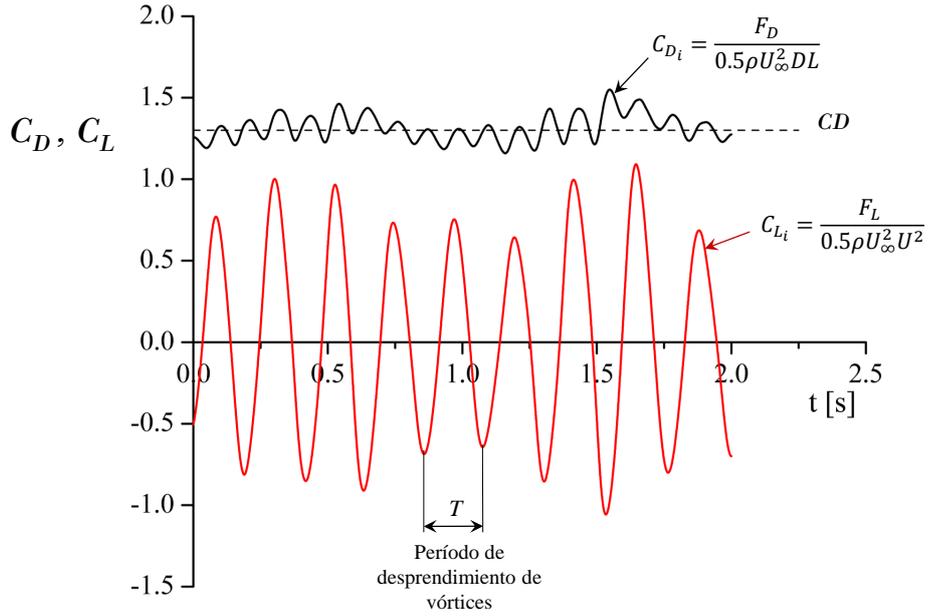


Figura 2.2: Variación temporal del coeficiente de arrastre y sustentación.

2.2.1. Fuerzas oscilantes

Debido a la naturaleza oscilante de las fuerzas que se generan sobre cilindros expuesto a una corriente libre, las fuerzas obtenidas las podemos analizar a través de su valor medio, que nos indica cual será el valor de las fuerzas en promedio, o por medio de su valor medio cuadrático *RMS* (*Root Mean Square*, por su siglas en inglés), que permite evidenciar la magnitud de las fluctuaciones.

Los coeficientes de fuerzas de sustentación y arrastre promedio o medio (CD y CL) se obtienen a partir de

$$CD = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} CD_i \quad (2.6)$$

$$CL = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} CL_i \quad (2.7)$$

donde CD_i y CL_i representan los coeficientes instantáneos registrados en cada tiempo i , y n representa la cantidad de veces que se registraron dichos coeficientes.

La magnitud de las fluctuaciones de los coeficientes de arrastre y sustentación, CD_{RMS} y CL_{RMS} , se definen mediante aplicar el *RMS* de la siguiente manera

$$CD_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} (CD_i - CD)^2} \quad (2.8)$$

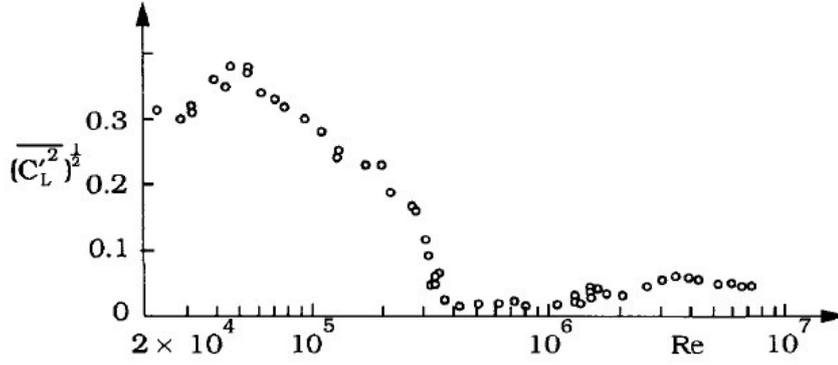


Figura 2.3: RMS de las oscilaciones del coeficiente de sustentación para un cilindro circular suave en función del Re obtenida de [Schewe \(1983\)](#).

$$C_{L-RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{i=n} (C_{L_i} - C_L)^2} \quad (2.9)$$

La magnitud de las oscilaciones de las fuerzas es una función del número de Reynolds, lo cual puede ser visto claramente en la Figura 2.3, donde los datos del C_{L-RMS} obtenidos experimentalmente por [Schewe \(1983\)](#) evidencian que el valor del RMS del C_L experimenta un cambio drástico de la misma manera que lo hace el C_D en el régimen de flujo crítico, para luego alcanzar un valor extremadamente bajo en el régimen de flujo supercrítico.

2.2.2. Coeficiente de presión

El coeficiente de presión dado por las variaciones en la distribución de la presión del cilindro viene dado por

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{0,5\rho U_\infty^2} \quad (2.10)$$

donde p_∞ es la presión estática en el flujo libre, p denota la presión obtenida sobre la superficie del cilindro y el término $0,5\rho U_\infty^2$ es definida como la presión dinámica. El punto de estancamiento en la Figura 2.4 corresponde a un $C_P = 1$. Pero en esta tesis utilizamos el término punto de estancamiento (para un cilindro solo o el cilindro de adelante) o punto de adherencia del flujo (para el cilindro de atrás) indistintamente haciendo referencia al punto en donde el C_P es máximo sobre el cilindro ([Zdravkovich y Pridden \(1977\)](#)) y la velocidad del flujo respecto al cilindro es cero. En el caso de un cilindro solo aislado esta definición corresponde con la definición del punto de estancamiento.

2.3. Desprendimiento de vórtices

Una característica que es común para todos los regimenes de flujo para $Re \approx > 40$ es el fenómeno de desprendimiento de vórtices. Para estos valores de Re , la capa límite sobre la superficie del

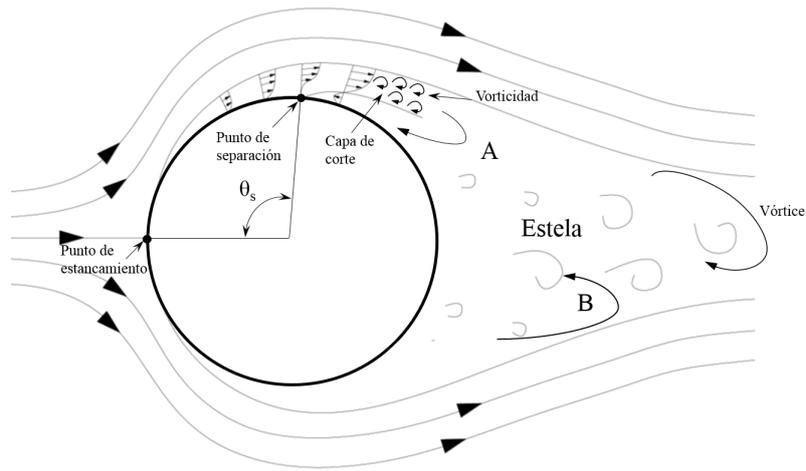


Figura 2.4: Esquema de separación de la capa límite para un cilindro circular.

cilindro se separará debido al gradiente de presión adverso $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$. Este gradiente de presión surge debido a la geometría divergente entorno del flujo en la parte de atrás del cilindro resultando en la formación de una capa cortante.

La capa límite que se desarrolla a lo largo del cilindro contiene una gran cantidad de vorticidad, que es alimentada dentro de la capa de corte aguas abajo del punto de separación y hace que la capa de corte se enrolle formando un vórtice (vórtice A) con un signo igual al de la vorticidad que lo generó. Asimismo, al otro lado del cilindro se forma otro vórtice que se enrolla en la dirección opuesta (vórtice B) (ver Figura 2.4).

2.3.1. Mecanismos de desprendimiento de vórtices

El mecanismo del desprendimiento de vórtices se puede describir utilizando el esquema definido en la Figura 2.5. Cuando el vórtice A se encuentra lo suficientemente desarrollado, arrastra al vórtice opuesto B a través de la estela del flujo (ver Figura 2.5 (a)). El vórtice A tiene una dirección en sentido horario, mientras que el vórtice B tiene una dirección anti-horaria. La aproximación de vórtice B con sentido opuesto produce el corte del suministro de vorticidad desde la capa límite al vórtice A. En ese instante el vórtice se desprende y es transportado aguas abajo por el flujo.

A raíz de la separación del vórtice A, aparece un nuevo vórtice (vórtice C en la Figura 2.5 (b)) que tendrá el mismo rol que tenía el vórtice B sobre el vórtice A, generando que el vórtice B se desprenda y sea transportado por el flujo. Este proceso de desprendimiento de vórtices de manera alternada continua a medida que transcurre el tiempo y a una cierta distancia del cilindro es posible distinguir un patrón regular de los vórtices los cuales se mueven alternadamente en sentido horario y anti-horario. Este fenómeno se conoce como la calle de vórtices de von-Kármán (*Kármán vortex street*) (Von Karman (1911)).

Un mayor desarrollo de los mecanismos del desprendimientos de vórtices pueden encontrarse en

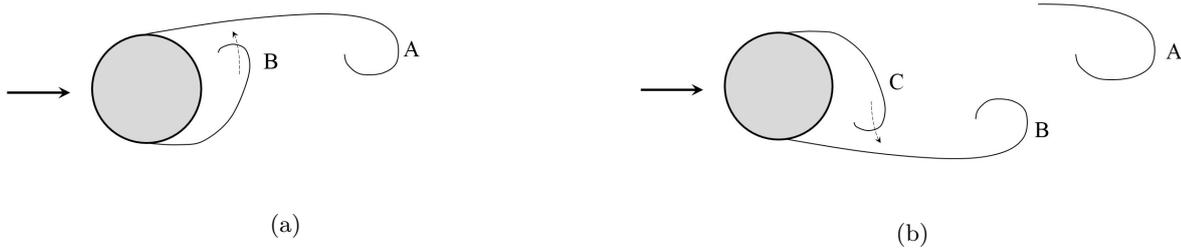


Figura 2.5: Esquema del desprendimiento de vórtices sobre un cilindro circular. (a) El vórtice A arrastra al vórtice B a través de la estela, (b) El vórtice B arrastra al vórtice C a través de la estela.

Gerrard (1966), Sumer y Fredsoe (2006) y Schlichting (1979).

2.3.2. Frecuencia de desprendimiento de vórtices

La frecuencia de desprendimiento de vórtices se puede expresar en forma adimensional por medio del número de Strouhal (St) que se obtiene por medio de la expresión

$$St = \frac{fD}{U_\infty} \quad (2.11)$$

donde f es la frecuencia en Hz con la que los vórtices se desprenden del cilindro, D es el diámetro del cilindro y U_∞ es la velocidad del flujo libre. Como se mencionó anteriormente la frecuencia de desprendimiento de vórtices viene dada por

$$f = \frac{1}{T} \quad (2.12)$$

donde T es el período de desprendimiento de vórtices en segundos. Como se observa en la Figura 2.2 el período T , o mejor dicho su inversa $1/T$, puede ser obtenido a partir de las fluctuaciones del coeficiente de sustentación (C_L).

El número de Strouhal es una función del número de Reynolds. En la Figura 2.6 puede observarse como el St varía con el Re de datos experimentales obtenidos por Schewe (1983) para el rango de Re de $2,3 \times 10^4$ a $7,1 \times 10^6$. Como se observa en la Figura 2.6 en el rango subcrítico el St permanece prácticamente constante (es decir, en el valor cercano a 0,21). Este valor se mantiene aproximadamente igual para $Re > 300$. En el rango correspondiente al régimen crítico el número de Strouhal experimenta un salto repentino, donde el St se incrementa desde 0,21 a un valor alrededor de 0,48. Este valor de St se mantiene constante sobre una gran parte del régimen supercrítico y posteriormente disminuye rápidamente al aumentar el número de Reynolds hasta un valor alrededor de $St = 0,1$. A partir de este valor de St comienza nuevamente a aumentar con el Re . Cuando el Re alcanza el valor de 5×10^6 comienza el régimen poscrítico donde se aprecia un aumento del St con

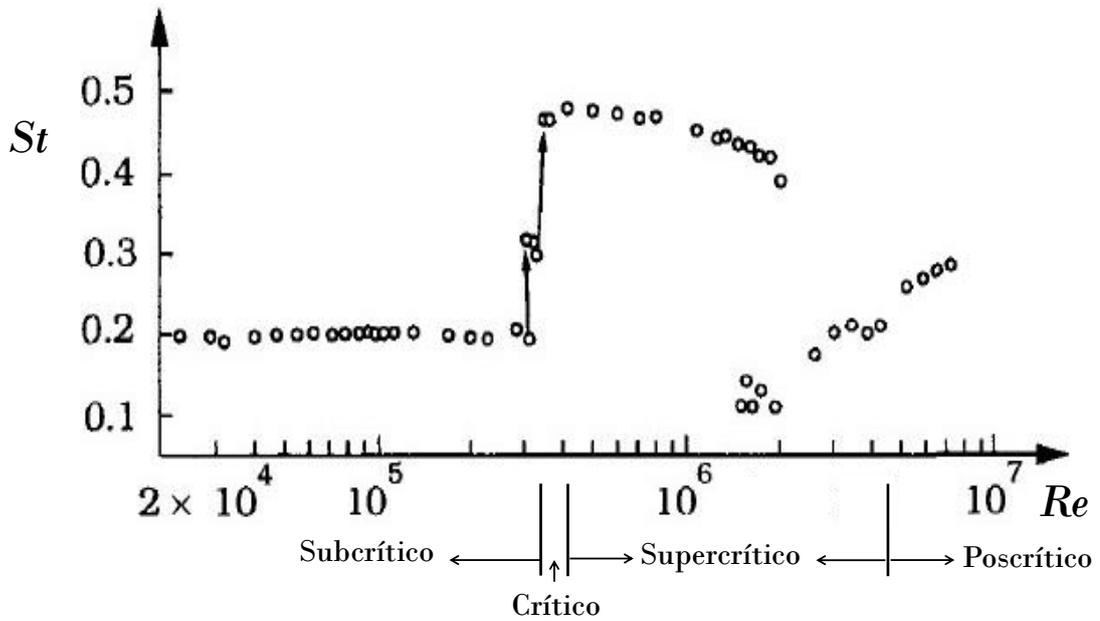


Figura 2.6: Número de Strouhal para un cilindro circular suave obtenidos experimentalmente por [Schewe \(1983\)](#).

el aumento del Re . Una mayor descripción del comportamiento del St en los diferentes regímenes se puede encontrar en [Sumer y Fredsoe \(2006\)](#).

2.4. Hipótesis del flujo

El flujo a estudiar en este trabajo está representado por las ecuaciones de Navier-Stokes y la ecuación de continuidad. Este flujo se basa en un fluido viscoso newtoniano, es decir que responden a la ley de viscosidad de Newton. Esta ley establece que la relación entre las tensiones de corte viscosas y la tasa de deformación del fluido son linealmente proporcional.

Como primera hipótesis, el flujo se considera incompresible, dado que el número de Mach (cociente entre la velocidad del flujo y la velocidad del sonido) en cualquier análisis de esta tesis es $M < 0,3$. Para un fluido incompresible se asume que la densidad permanece invariable tanto en la coordenada espacial como en el tiempo.

La segunda simplificación asume que el flujo es isotérmico, ya que la temperatura no participa como una variable del problema. Esto separa la ecuación de energía del resto de las ecuaciones y no participa como ecuación para describir el flujo.

Otra de las simplificaciones es que consideraremos la hipótesis de Boussinesq que relaciona las tensiones de Reynolds con los gradientes de velocidad medio.

Capítulo 3

Ecuaciones de gobierno y esquemas numéricos

“Turbulence is the most important unsolved problem of classical physics...”

Richard Feynman, 1988

A principios del siglo XXI había claras expectativas que la simulación de grandes remolinos (LES) reemplazaría de forma rutinaria a las metodologías basadas en las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de Reynolds (RANS). Sin embargo, hoy parece claro que LES, a pesar de su mejora continua ([Hanjalić y Launder \(2020\)](#)), no logró mantenerse a la altura de sus expectativas. De hecho, su aplicación a muchos flujos industriales con altos números de Reynolds y Rayleigh todavía está fuera de alcance y lo seguirá siendo durante los próximos años. Por lo tanto, en un movimiento bastante pragmático, muchos esfuerzos se dirigieron progresivamente durante las últimas dos décadas hacia el desarrollo de métodos híbridos, como por ejemplo métodos capaces de resolver al menos parcialmente la inestabilidad del flujo, especialmente en regiones donde los métodos RANS encuentran su límite, como puede ser áreas del flujo que presentan separaciones masivas y estructuras vorticosas que contienen energía en gran escala lo que conducen a una turbulencia lejos del equilibrio.

Una alternativa para elaborar un método híbrido es retener el esquema RANS pero revisar la derivación de sus ecuaciones gobernantes de una manera que permita la obtención de un modelo RANS inestable (URANS). El enfoque de simulación de escala adaptativa SAS desarrollado por Menter y sus coautores ([Menter *et al.* \(2003\)](#), [Menter y Egorov \(2005\)](#), [Menter y Egorov \(2006\)](#)) pertenecen a esta clase de modelos y se denominan modelos RANS inestables de segunda generación (2G-URANS) ([Fröhlich y Von Terzi \(2008\)](#)).

En este capítulo se presentan las ecuaciones utilizadas en la tesis para describir la dinámica de

un flujo viscoso incompresible, isotérmico y turbulento. Estas son las ecuaciones de Navier-Stokes y la ecuación de continuidad promediadas de Reynolds más las ecuaciones que surgen del modelo de turbulencia SST-SAS utilizado. En primer término se presentan las ecuaciones de Navier-Stokes para un flujo incompresible y las diferentes variantes para resolver estas ecuaciones. Seguidamente se describe el modelo de turbulencia SST-SAS con su correspondiente tratamiento de pared y las condiciones de borde utilizadas. Finalmente se presenta una descripción del método de solución y los esquemas de acoplamiento entre velocidad y presión que se emplean durante el proceso de simulación.

3.1. Ecuaciones de Navier-Stokes para flujo incompresible

Debido a la hipótesis de incompresibilidad del fluido las ecuaciones de gobierno se simplifican considerablemente, ya que la densidad se asume constante. Si además el flujo es isotérmico, la viscosidad se mantiene constante y usamos un sistema de coordenadas cartesianas para representar el espacio euclidiano. En el caso incompresible la ecuación de conservación de la masa y la conservación de la cantidad de movimiento pueden ser escritas en coordenadas cartesianas como:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

donde u, v y w son las componentes del vector velocidad en las direcciones x, y y z respectivamente.

La conservación de la cantidad de movimiento resulta ser

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + S_{m,x} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + S_{m,y} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + S_{m,z} \quad (3.4)$$

donde ρ es la densidad del fluido, t es el tiempo, p es la presión, ν es la viscosidad cinemática del fluido y S_m es el término fuente debido a las fuerzas de masa en cada componente de dirección. Despreciando los efectos de este término fuente S_m las ecuaciones se pueden escribir en forma compacta como

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i \partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (3.6)$$

Una alternativa para solucionar estas ecuaciones sería simular todo el campo de velocidad resol-

viendo numéricamente las ecuaciones tridimensionales de Navier-Stokes sin utilizar ningún modelo de turbulencia. A este método se lo denomina simulación numérica directa DNS (*Direct Numerical Simulation*). Una simulación numérica directa consiste en resolver todas las escalas turbulentas, donde la escala más pequeña que puede aparecer en un flujo es la denominada escala de Kolmogorov (escala relacionada con la disipación turbulenta). En flujos de interés ingenieril las escalas pequeñas rondan los $0,01\text{ mm}$ y los 10 kHz de frecuencia. Teniendo en cuenta que para poder capturar estas escalas de turbulencia hace falta mallas del tamaño del orden de las mismas y sumado a que las ecuaciones de Navier-Stokes deben integrarse en el tiempo (con un paso de tiempo determinado por las escalas de tiempo turbulentas más pequeñas) hace que este tipo de simulación en aplicaciones industriales este fuera del alcance por bastante tiempo (Chaouat (2017)).

Otra alternativa sería la simulación de grandes vórtices (remolinos) que resuelve sólo el movimiento de las escalas más grandes y el efecto del movimiento de las escalas mas pequeñas que no pueden ser resueltas por una malla determinada son modelados. Este esquema se conoce como simulación de grandes vórtices LES (*Large eddy Simulations*) y el concepto detrás del esquema LES es resolver directamente las escalas más grandes mientras que los escalas del flujo más pequeñas (*subgrid-scale*) se modelan. El movimiento de las escalas grandes del flujo pueden ser definidas mediante un proceso de “filtrado” (Leonard (1975)). Es decir, en contraste con el campo de flujo promediado por conjunto que se resuelve en una simulación URANS, un campo de flujo filtrado es resuelto en LES. Por lo tanto, la aplicación del proceso de filtrado en las ecuaciones instantáneas conduce a las ecuaciones filtradas de conservación de la masa y de momento del flujo donde para cerrar el sistema de ecuaciones las tensiones de Reynolds correspondientes a las escalas mas pequeñas (*subgrid-scale*) se deben modelar. Este proceso de filtrado permite resolver hasta las escalas del tamaño de la malla definida. Esto lo torna un modelo muy prometedor, ya que LES tiene la capacidad de resolver escalas turbulentas cada vez más chicas a medida que se refina la malla. Sin embargo este aspecto lleva a que los cálculos LES sean muy costosos y para muchos aplicaciones ingenieriles con altos números de Reynolds y de Rayleigh sea restrictivo su uso (Hanjalić y Launder (2020)).

El enfoque tradicional para resolver las Ecs. 3.5 y 3.6 para el flujo turbulento, el cual ha sido el “caballo de batalla” de los últimos cuarenta años de la dinámica de fluidos computacional (CFD), es realizar el promediado de Reynolds de las ecuaciones instantáneas de Navier-Stokes. Esta metodología es denominada modelado RANS (*Reynolds Average Navier-Stokes*). Al aplicar el proceso de promediación de Reynolds en las ecuaciones instantáneas conduce a las ecuaciones de conservación de masa y de momento que gobiernan el movimiento del flujo medio. Como resultado, en la ecuación de movimiento aparece una tensión turbulenta desconocida que debe modelarse para

cerrar y resolver el conjunto de ecuaciones. Este problema se conoce como el problema de cierre de la turbulencia y la tensión turbulenta se define por la correlación de las velocidades fluctuantes, incluidas todas las escalas de turbulencia. El proceso de promediación de Reynolds de las ecuaciones de Navier-stokes serán explicadas en la sección siguiente ya que son la base del modelo de turbulencia SST-SAS utilizado en esta tesis.

Además, están los métodos híbridos que aparecen como un buen compromiso entre el esquema LES y el modelado RANS. En esta línea, una primera alternativa es combinar RANS y LES en un método llamado híbrido RANS/LES. Existe una variedad bastante rica de metodologías híbridas RANS/LES clasificadas como métodos zonales para los cuales las zonas objetivos del tratamiento RANS o LES se definen antes de la simulación y métodos no zonales donde es el modelo mismo el que puede cambiar sin problemas entre los dos modos de acuerdo a algunos criterios dados. Una revisión bastante exhaustiva de los métodos híbridos RANS/LES se pueden encontrar en [Chaouat \(2017\)](#). La segunda alternativa para elaborar un método híbrido es retener el esquema RANS pero revisar la derivación de sus ecuaciones gobernantes de una manera que permita la obtención de un modelo RANS inestable (URANS). El modelo de Navier-Stokes parcialmente filtrado PANS (*Partially Filtered Navier-Stokes*) propuesto originalmente por [Girimaji \(2006\)](#) y el enfoque de simulación de escala adaptativa SAS (*Scale-Adapted Simulation*) desarrollado por Menter y sus coautores ([Menter et al. \(2003\)](#), [Menter y Egorov \(2005\)](#), [Menter y Egorov \(2006\)](#)) pertenecen a esta clase de modelos y se denominan modelos RANS inestables de segunda generación (2G-URANS)([Fröhlich y Von Terzi \(2008\)](#)). El enfoque SAS en particular demostró ser bastante eficiente para simular un número significativo de configuraciones de flujo ([Menter \(2015\)](#)) para las cuales fue capaz de resolver una parte sustancial de las fluctuaciones temporales sin contener una dependencia explícita de la malla (como ocurre con LES) gracias a la ausencia de filtrado cuando se derivan sus ecuaciones constitutivas.

Por lo tanto, parece que el método más apropiado depende de las expectativas del ingeniero con respecto a la precisión del modelo y los recursos computacionales limitados disponibles. Bajo este marco, el enfoque SST-SAS se considera un modelo intermedio con respecto a la precisión y los requisitos computacionales y es el modelo elegido para desarrollar esta investigación.

3.1.1. Las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas

La idea principal detrás del promedio de tiempo de Reynolds es expresar cualquier variable instantánea $\phi(x_i, t)$ (la presión p o las componentes de velocidad u_i) como la suma de una componente media y una componente fluctuante turbulenta.

$$\phi(x_i, t) = \Phi(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (3.7)$$

donde las fluctuaciones turbulentas $\phi'(x_i, t)$ son tales que promediadas en el tiempo resultan $\overline{\phi'(x_i, t)} = 0$ y $\Phi(x_i)$ hace referencia al valor promedio obtenido por

$$\Phi(x_i) = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad (3.8)$$

donde T se define como un tiempo suficientemente largo comparado con la escala de tiempo de las fluctuaciones turbulentas. La barra superior representa una cantidad promediada en el tiempo.

Aplicando la descomposición de Reynolds (Ec. 3.7) en las Ecs. 3.5 y 3.6 y luego realizando un promediado en el tiempo se obtiene

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_j U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (3.10)$$

Este conjunto de ecuaciones definen las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de Reynolds (RANS). Es posible observar que el proceso de promediación temporal ha introducido nuevos términos $\overline{u'_i u'_j}$ en las ecuaciones de momentos. Estos términos adicionales son equivalentes a un tensor de tensiones que tiene por un lado términos que dependen del cuadrado de cada componente $\overline{u_i'^2}$ de la fluctuación los cuales suelen ser importantes y además términos que correlacionan componentes entre sí $\overline{u'_i u'_j}$ con $i \neq j$). Estas tensiones turbulentas adicionales son las conocidas tensiones de Reynolds y deben determinarse a través de un modelo de turbulencia para cerrar el sistema de ecuaciones.

El concepto de promediación temporal es útil en el caso de flujos con un valor medio estacionario (ver Figura 3.1). Si los únicos movimientos inestables son los debidos a la turbulencia, se dice que el flujo es estacionario, es decir, el flujo medio es constante. Por lo tanto se cumple que $\frac{\partial U_i}{\partial t} = 0$ (por ende este término no debería aparecer en la Ec. 3.10, entonces las ecuaciones se definen como RANS estacionaria (*steady* RANS). Sin embargo, el carácter no estacionario del flujo sobre un cilindro (desprendimiento de vórtices) hace que el flujo medio cambie con el tiempo (ver Figura 3.2). El tipo de estrategia para conservar la variación temporal, lo que implica una solución temporal de los RANS convencionales, se denomina RANS no estacionarias (URANS, *Unsteady* RANS). A continuación se describe la formulación URANS para analizar los flujos turbulentos no estacionarios.

Ecuaciones RANS no estacionarias (URANS)

Al adoptar la estrategia de retener el término transitorio (la solución depende del tiempo) de las ecuaciones de momento, el promedio temporal se reemplaza por un promedio de conjunto (*ensemble average*). Para entender este concepto, es útil imaginar un conjunto de N experimentos idénticos

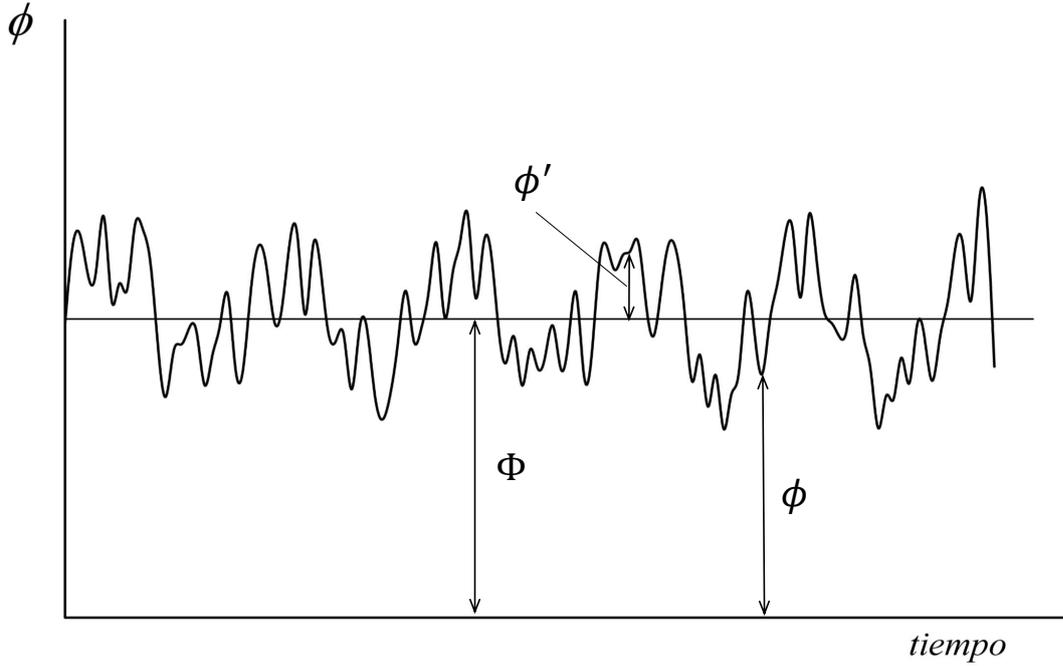


Figura 3.1: Descomposición de Reynolds para un flujo turbulento estacionario.

(con condiciones iniciales y de contorno que difieren en una perturbación aleatoria infinitesimal) donde el promedio de un gran cantidad de experimentos repetidos es un promedio de conjunto que resulta

$$\langle \phi \rangle(x_i, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi_n(x_i, t) \quad (3.11)$$

donde N debe ser lo suficientemente grande como para eliminar los efectos de las fluctuaciones. Entonces, la definición dada en la Ec. 3.7 se expresa como

$$\phi(x_i, t) = \langle \phi \rangle(x_i, t) + \phi'(x_i, t) \quad (3.12)$$

donde la variable instantánea $\phi(x_i, t)$ es obtenida como la suma del promediado de conjunto $\langle \phi \rangle(x_i, t)$ y una cantidad fluctuante turbulenta $\phi'(x_i, t)$ que cumple que $\langle \phi'(x_i, t) \rangle = 0$. La Figura 3.2 muestra la descomposición de la variable instantánea en la variable promedio de conjunto y en la variable turbulenta fluctuante.

Aplicando la descomposición obtenida en la Ec. 3.12 (también definida como descomposición de Reynolds) en las Ecs. 3.5 y 3.6 y luego realizando un promediado de conjunto se obtienen las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas de Reynolds no estacionarias (URANS) dadas por

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3.13)$$

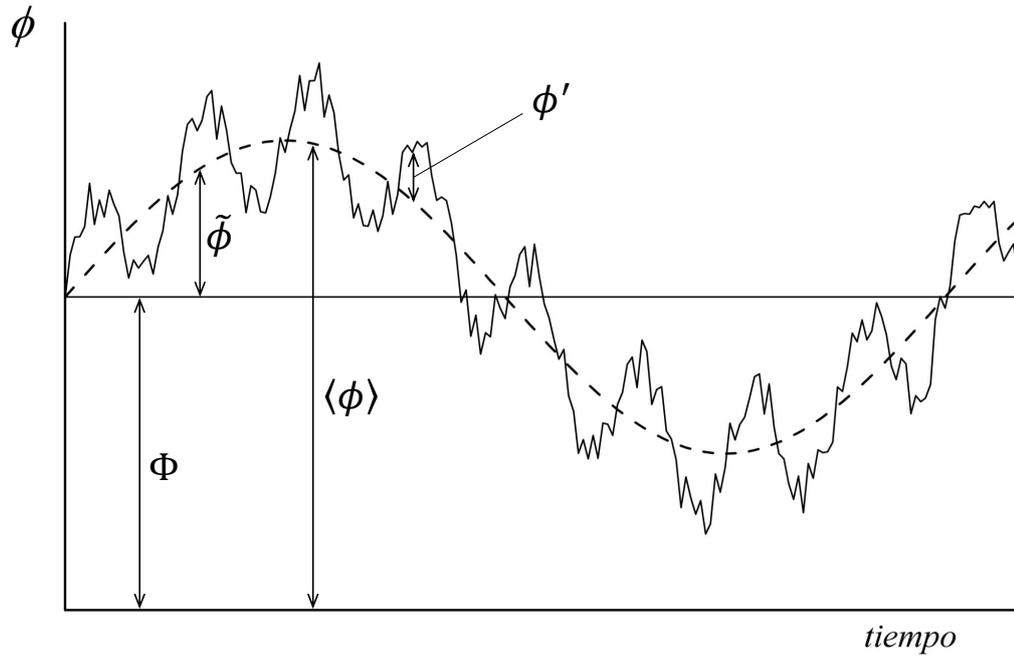


Figura 3.2: Descomposición de la velocidad para un flujo turbulento no estacionario.

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u_i' u_j' \rangle \right] \quad (3.14)$$

donde $\langle u_i' u_j' \rangle$ es el tensor de tensiones de Reynolds que, a diferencia de la Ec. 3.10, varía en el tiempo al igual que la velocidad promedio de conjunto $\langle u_i \rangle$. Para cerrar el conjunto de ecuaciones anteriores, las tensiones de Reynolds se pueden determinar mediante un modelo de turbulencia, ya sea calculando las componentes del tensor de tensiones turbulentas o bien utilizando la hipótesis de viscosidad turbulenta de Boussinesq. El primero se denomina modelo de tensiones de Reynolds (RSM, *Reynolds Stress Models*), y el segundo, se denominan modelos de viscosidad turbulenta (EVM, *Eddy Viscosity Models*). A continuación se presenta en forma resumida la hipótesis de viscosidad turbulenta de Boussinesq.

3.1.2. Hipótesis de Boussinesq

Con el objetivo de encontrar una ecuación que permita cerrar el sistema de ecuaciones (Ec. 3.14), Boussinesq propone asumir que las tensiones de Reynolds se comporten de manera similar al término de tensiones viscosas porque en cierta forma también resisten el movimiento del flujo. Esta suposición implica que las tensiones de Reynolds son proporcionales a la tasa de deformación del flujo medio, que expresado en forma tensorial resulta como

$$\tau_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle = -\nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.15)$$

donde k es la energía cinética turbulenta expresada como

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i' u_i' \rangle \quad (3.16)$$

δ_{ij} es el delta de Kronecker definido como

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{if } i = j, \\ 0, & \text{if } i \neq j. \end{cases} \quad (3.17)$$

y la variable ν_t representa la viscosidad cinemática turbulenta. Esta viscosidad turbulenta no es una propiedad del fluido, sino una característica del flujo y depende de la posición y del tiempo. La viscosidad turbulenta debe ser modelada, la cual en este trabajo se calcula por medio del modelo de turbulencia SST-SAS.

3.2. Cálculo de las tensiones de Reynolds total

Si consideramos a los flujos inestables con alguna frecuencia básica, la velocidad promedio de conjunto $\langle u_i \rangle$ puede escribirse como la suma de una velocidad promedio en el tiempo U_i y una velocidad de fluctuación coherente (fluctuación no turbulenta) \tilde{u}_i

$$\langle u_i \rangle = U_i + \tilde{u}_i \quad (3.18)$$

Por lo tanto, haciendo uso de la Ec. 3.12 (donde $\phi = u_i$) un flujo instantáneo se puede escribir

$$u_i = U_i + \tilde{u}_i + u_i' \quad (3.19)$$

como la suma de una cantidad media U_i , una cantidad coherente \tilde{u}_i y una componente de turbulencia incoherente (aleatoria) u_i' . Esto se denomina la triple descomposición de la velocidad por [Hussain \(1986\)](#) y es similar a la utilizada por [Reynolds y Hussain \(1972\)](#) para estudiar la mecánica de las ondas en flujos de tensiones de corte turbulentas. En la Figura 3.2 se puede observar el resultado de la triple descomposición para una cantidad ϕ .

Siguiendo la descomposición descrita anteriormente, se puede sustituir en las ecuaciones de Navier-Stokes y aplicar un promedio en el tiempo. El tratamiento de los diferentes términos dentro de las ecuaciones (Ecs. 3.5 y 3.6) no genera inconvenientes salvo el término convectivo que merece

especial atención por su no linealidad. Dicho término resulta ser

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} &= \frac{\partial (\overline{U_i + \tilde{u}_i + u_i'}) (U_j + \tilde{u}_j + u_j')}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial (\overline{U_i U_j} + \overline{U_i \tilde{u}_j} + \overline{U_i u_j'} + \overline{\tilde{u}_i U_j} + \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{\tilde{u}_i u_j'} + \overline{u_i' U_j} + \overline{u_i' \tilde{u}_j} + \overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \end{aligned}$$

Al asumir que el flujo medio, U , es constante, entonces el tiempo promedio del producto de una componente constante y de una fluctuación es cero. Por otra parte, los términos mixtos ($\overline{u_i' \tilde{u}_j}$ y $\overline{\tilde{u}_i u_j'}$) representan las tensiones cruzadas entre el movimiento coherente y el turbulento. Debido a las limitaciones intrínsecas del esquema URANS asociadas a la limitación para determinar las fluctuaciones turbulentas u_i' , estos dos términos cruzados han sido despreciados. El estudio de [Palkin et al. \(2016\)](#), es uno de los pocos que evaluó cuantitativamente la inexactitud resultante de hacer tal suposición. En el caso de la estela de un cilindro con un número de Reynolds bajo y alto, estos autores cuantificaron estos términos procesando los resultados de LES obtenidos en paralelo a sus simulaciones URANS. Se demostró que, al aumentar el número de Reynolds de $3,9 \times 10^3$ a $1,4 \times 10^5$, se encontró que la contribución relativa máxima de estas tensiones cruzadas promediadas en el tiempo caía del 30 % hasta alrededor del 5 %. Así, cuanto mayor sea el número de Reynolds, menor será la contribución de estos términos en comparación con la suma de sus contrapartes resueltas ($\tilde{u}_i \tilde{u}_j$) y modeladas ($u_i' u_j'$). Si bien los resultados obtenidos por [Palkin et al. \(2016\)](#) no serían directamente aplicable a la configuración de flujo analizados en esta tesis, indican que estos términos no contabilizados pueden ser bastante significativos lo que muestra en cierta manera la incapacidad de URANS para tenerlos en cuenta. Entonces, finalmente, se llega a que:

$$\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = \frac{\partial (U_i U_j + \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} + \overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \quad (3.20)$$

Por otro lado, el término dependiente del tiempo en las ecuaciones de Navier-Stokes es cero. Esto se debe al hecho de que $\frac{\partial U_i}{\partial t}$, $\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t}$ y $\frac{\partial u_i'}{\partial t}$ tienen media cero cuando se promedian en el tiempo. Por lo tanto, se obtiene las siguientes ecuaciones

$$\frac{\partial (U_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} - \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \right] \quad (3.22)$$

Este conjunto de ecuaciones no se resuelven pero permiten mostrar cuál es la diferencia con la ecuación promediada habitual (Ecs. 3.9 y 3.10) para un flujo turbulento. Un término adicional, que involucra la tensión de Reynolds $\overline{u_i \tilde{u}_j}$ del movimiento coherente, aparece y da el efecto de las

fluctuaciones coherentes sobre el flujo medio. Así, los términos de tensión de Reynolds totales se pueden obtener como:

$$\overline{u_i'' u_j''} = \overline{u_i' u_j'} + \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \quad (3.23)$$

donde el primer término del lado derecho es proporcionado por el promedio en el tiempo de la tensión de Reynolds modelada (promedio en el tiempo de Ec. 3.15) y el segundo término representa la contribución de las fluctuaciones coherentes a la tensión total. Este término se puede calcular directamente a partir de las fluctuaciones de velocidad resueltas que se pueden expresar utilizando la Ec. 3.18 como:

$$\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \overline{(\langle u_i \rangle - U_i)(\langle u_j \rangle - U_j)} = \overline{\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle} - \overline{\langle u_i \rangle U_j} - \overline{U_i \langle u_j \rangle} + \overline{U_i U_j} \quad (3.24)$$

considerando que U_i y U_j son constantes y que el promedio en el tiempo de la velocidad promedio de conjunto $\langle u \rangle$ es igual a la velocidad promedio en el tiempo U , se pueden sumar los últimos tres términos para obtener

$$\overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} = \overline{\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle} - U_i U_j \quad (3.25)$$

Por lo tanto, el promedio de las tensiones de Reynolds total se obtiene finalmente como

$$\overline{u_i'' u_j''} = -\nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} + \overline{\langle u_i \rangle \langle u_j \rangle} - U_i U_j \quad (3.26)$$

Esta expresión se puede implementar en FLUENT a través de una función definida por el usuario (UDF, *user-defined function*).

3.3. Modelo de turbulencia

Un enfoque relativamente nuevo capaz de detectar la inestabilidad del flujo susceptible en el campo de velocidad resuelto es el modelo de turbulencia del tipo de Escalas Adaptativas SAS. Este método SAS, desarrollado por Menter y coautores (Menter *et al.* (2003), Menter y Egorov (2005)), se basa en introducir la escala de longitud de von Kármán (que contiene la derivada segunda de la velocidad instantánea), lo que hace que el modelo sea sensible a inestabilidades inherentes del flujo. La información proporcionada por la escala de longitud de von Kármán permite que los modelos SAS se ajusten dinámicamente para utilizar las capacidades RANS estándar en regiones de flujo estable (por ejemplo, capa límite) y cambiar a un comportamiento similar al LES en regiones inestables del campo de flujo. Este enfoque híbrido resulta en el modelo SST-SAS (Menter y Egorov (2005), Egorov y Menter (2008), Menter y Egorov (2010)) que se describe a continuación.

3.3.1. Esquema SAS

El enfoque de simulación de escala adaptativa SAS es una formulación URANS mejorada, ya que a diferencia del enfoque URANS clásico que sólo puede capturar el desprendimiento de vórtices de gran escala, SAS es capaz de resolver parte del espectro de turbulencias para flujos inestables. Este esquema desarrollado por Menter y sus colegas resultó de la revisión del modelo $k - kL$ de Rotta (1972) donde k es la energía cinética turbulenta y L la notación tradicional para la escala de longitud integral de turbulencia. La ecuación para la escala de longitud de turbulencia derivada por Rotta está basada en la definición de la escala de longitud integral L , usando correlaciones de dos puntos de las fluctuaciones de velocidad u_i y asumiendo que el flujo tiene una tensión de corte dominante en la dirección y

$$kL = \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{\infty} R_{ii}(\vec{x}, r_y) dr_y \quad (3.27)$$

donde $3/16$ es un factor de escala y $R_{ii}(\vec{x}, r_y)$ es la suma de la diagonal del tensor de correlación de fluctuación de velocidad de dos puntos, R_{ij} , medido en una ubicación \vec{x} y a una distancia r_y . Dicho tensor es definido como

$$R_{ij} = \langle u_i'(\vec{x}) u_j'(\vec{x} + r_y) \rangle \quad (3.28)$$

Esta función de correlación tiene un máximo en $r_y = 0$ y decae a cero a medida que r_y se torna más grande.

De la Ec. 3.27 se puede ver que la escala de longitud integral, L , es proporcional al área de superficie bajo la curva de correlación dividida por la energía cinética turbulenta, k . La correlación de dos puntos permite, por lo tanto, una definición exacta de una escala de longitud integral, L . Con base en esta definición, Rotta obtuvo una ecuación de transporte para la cantidad $\Psi = kL$ considerando la formulación de capa límite del modelo con el gradiente de velocidad en la dirección y (ver Ec. (2) en Menter y Egorov (2006)). Esta ecuación de transporte para Ψ contiene dos términos de producción

$$-\frac{3}{16} \frac{\partial \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} R_{21} dr_y - \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial \langle u \rangle(\vec{x} + r_y)}{\partial y} R_{12} dr_y \quad (3.29)$$

Para simplificar el segundo término en la Ec. 3.29, Rotta utilizó la expansión en serie de Taylor sobre el gradiente de velocidad obteniendo

$$\frac{\partial \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} R_{12} dr_y + \frac{\partial^2 \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{12} r_y dr_y + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y^3} \int_{-\infty}^{\infty} R_{12} r_y^2 dr_y + \dots \quad (3.30)$$

el primer término de la expansión se suma al primer término de la Ec. 3.29. En una turbulencia homogénea, la correlación de dos puntos R_{12} es simétrica con respecto a $r_y = 0$. Por lo tanto el producto de $R_{12} r_y$ es asimétrico y la integral se convierte en cero a medida que las contribuciones

de $-r_y$ equilibran las contribuciones de $+r_y$. Por lo tanto, la integral del segundo término en la Ec. 3.30 desaparece en este caso. El tercer término de la Ec. 3.30, por otro lado, no es cero y fue modelado por Rotta como

$$-\langle u'v' \rangle \hat{\zeta}_2 L^3 \frac{\partial^3 \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y^3} \quad (3.31)$$

donde $\hat{\zeta}_2$ es una constante del modelo.

Teniendo en cuenta que la derivada tercera es numéricamente difícil de evaluar en un código de CFD de propósito general y algo extraña de usar sin retener la derivada segunda, en las implementaciones reales este término nunca se incluyó (Menter y Egorov (2006)). Sin embargo, bajo estas condiciones (sin considerar los términos derivativos de orden más altos) el modelo $k - kL$ pierde su particularidad y se vuelve equivalente a otros modelos de dos ecuaciones (como puede ser el $k - \varepsilon$ o el $k - \omega$).

Menter *et al.* (2003) reconoció que la integral de $R_{12}r_y$ no es cero en flujos no homogéneos. A partir de esto, ellos sostienen que el término de derivada segunda debe mantenerse como el término de orden principal en las ecuaciones, en lugar del término de derivada tercera, pero reconociendo que la integral que multiplica la derivada segunda debe ser cero en condiciones de flujo homogéneo. Esto condujo a asumir la relación de la escala de longitud integral turbulenta L con la escala de longitud de von Kármán (L_{vk}) como medida de no homogeneidad:

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{12}r_y dr_y = -const \cdot \langle u'v' \rangle L^2 \frac{L}{L_{vk}} \quad (3.32)$$

donde

$$L_{vk} = \kappa \left| \frac{\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}}{\frac{\partial^2 \langle u \rangle}{\partial y^2}} \right| \quad (3.33)$$

El término de la derivada segunda de la expansión de Taylor resulta

$$-\frac{3}{16} \frac{\partial^2 \langle u \rangle(\vec{x})}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{12}r_y dr_y = -const \cdot P_k \frac{\Psi}{k} \left(\frac{L}{L_{vk}} \right)^2 \quad (3.34)$$

siendo $P_k = -\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}$ que expresado en una manera consistente con la hipótesis de Boussinesq resulta $P_k = \nu_t S^2$ con $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ y $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)$.

A partir del modelo de Rotta para la ecuación de transporte de Ψ , Menter *et al.* (2006a) incluyeron un paso más en la derivación y transformaron la ecuación para $\Psi = kL$ en una ecuación con una nueva variable $\Phi = \sqrt{k}L$. De esta manera la viscosidad turbulenta resulta directamente proporcional a Φ dada como

$$\nu_t = c_\mu^{1/4} \Phi \quad (3.35)$$

Esto nos conduce al modelo de dos ecuaciones escritas en la forma tridimensional siguiente:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - c_\mu^{3/4} \frac{k^2}{\Phi} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = \frac{\Phi}{k} P_k \left(\zeta_1 - \zeta_2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \right) - \zeta_3 k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} \right) \quad (3.37)$$

donde L_{vK} expresa la escala de longitud de von Kármán para flujos tridimensionales.

A continuación se presenta la implementación del esquema SAS dentro del modelo RANS de viscosidad turbulenta $k - \omega$ SST (Menter (1994)).

3.3.2. Modelo SST-SAS

Para adaptar la capacidad SAS al modelo SST, Menter y Egorov (2005) transformaron la ecuación Φ dentro del esquema $k - \omega$ utilizando:

$$\Phi = \frac{1}{c_\mu^{1/4}} \frac{k}{\omega} \quad (3.38)$$

Por lo tanto las ecuaciones de transporte de la energía cinética turbulenta (k) y de la tasa de disipación específica de energía cinética turbulenta (ω) para el modelo SST-SAS se definen como

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\mu_t} P_k - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) \frac{2}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + Q_{SAS} \quad (3.40)$$

siendo la viscosidad turbulenta calculada como

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \frac{1}{\max [1/\alpha^*; SF_2/a_1\omega]} \quad (3.41)$$

donde el coeficiente relacionado con la corrección para número de Reynolds bajos α^* es definido como:

$$\alpha^* = \left(\frac{\alpha^*_0 + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k} \right) \quad (3.42)$$

con $Re_t = k/(\nu\omega)$, $R_k = 6$, $a_1 = 0,31$ y $\alpha^*_0 = 0,024$. La función de “mezcla” F_2 fue diseñada para variar suavemente entre 1 en la cercanía de paredes sólidas (comportamiento $k - \omega$ total) a 0 lejos

de las paredes (comportamiento $k - \epsilon$ completo) obtenida como:

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad \text{con} \quad \Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right] \quad (3.43)$$

La constante β^* se considera igual a 0,09. Las difusividades turbulentas se expresan como:

$$\Gamma_k = \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right), \quad \text{y} \quad \Gamma_\omega = \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \quad (3.44)$$

con

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}}, \quad \text{y} \quad \sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}} \quad (3.45)$$

donde los índices $_{,1}$ y $_{,2}$ representan los valores constantes del modelo $k - \omega$ y el modelo $k - \epsilon$, respectivamente, y y denota la distancia a la pared más cercana. Los valores de las constantes se eligen como $\sigma_{k,1} = 1,176$, $\sigma_{k,2} = 1,000$, $\sigma_{\omega,1} = 2,000$ y $\sigma_{\omega,2} = 1,168$. La función de “mezcla” F_1 se define como:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad \text{con} \quad \Phi_1 = \min \left[\max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right]; \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (3.46)$$

D_ω^+ representa la parte positiva de los términos de difusión cruzada y resulta

$$D_\omega^+ = \max \left[\frac{2}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-10} \right] \quad (3.47)$$

Los términos γ y β en la Ec. (3.40) son calculados como:

$$\gamma = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha^*_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right) \quad \text{con} \quad \alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (3.48)$$

$$\beta = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (3.49)$$

donde

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1} \sqrt{\beta^*_\infty}}, \quad \text{y} \quad \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2} \sqrt{\beta^*_\infty}} \quad (3.50)$$

con $\beta^*_\infty = \beta^* = 0,09$, $\beta_{i,1} = 0,0750$, $\beta_{i,2} = 0,0828$ y siendo $\kappa = 0,41$ la constante de von Kármán como se menciona anteriormente. El término fuente adicional (Q_{SAS}) viene dado por [Egorov y Menter \(2008\)](#):

$$Q_{SAS} = \max \left[\xi_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C_{SAS} \frac{2k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right] \quad (3.51)$$

donde los parámetros del modelo SAS son $\xi_2 = 3,51$, $\sigma_\Phi = 2/3$ y $C_{SAS} = 2$. La escala de longitud

turbulenta (L) se calcula como:

$$L = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{0,25}\omega} \quad (3.52)$$

y por otra parte, un aspecto central del enfoque SAS, es la escala de longitud de von Kármán L_{vK} que actúa como un sensor para detectar la susceptibilidad a la inestabilidad del flujo en el campo de velocidad resuelto definida como:

$$L_{vK} = \kappa \sqrt{\left| \frac{\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i}}{\frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j^2} \frac{\partial^2 \langle u_j \rangle}{\partial x_i^2}} \right|} \quad (3.53)$$

El término Q_{SAS} es siempre positivo o nulo. Su positividad está impulsada en particular por la relación $\left(\frac{L}{L_{vK}}\right)^2$ en la Ec. (3.51). Cuando tal relación es suficientemente grande para asegurar localmente que Q_{SAS} es estrictamente positivo, entonces su efecto es aumentar ω y, a la inversa, disminuir k . Como consecuencia, la viscosidad turbulenta ν_t se reduce localmente, lo que favorece el desarrollo de la inestabilidad del flujo resuelta. Se remite al lector interesado a [Menter y Egorov \(2010\)](#) para una discusión más elaborada sobre este mecanismo y sus limitaciones intrínsecas dependiendo en particular de las propiedades de inestabilidad propias de la configuración de flujo en análisis. Por lo tanto, en aquellas regiones donde las inestabilidades del flujo son demasiado débiles, el modelo no cambia a una resolución SAS y sigue siendo una resolución del tipo URANS (modelo $k - \omega$ SST). Esto implica que el esquema SAS es más prometedor en los flujos con importantes mecanismos de inestabilidad presentes, como en la estela cercana de los cuerpos romos ([Fröhlich y Von Terzi \(2008\)](#)).

El tratamiento de las condiciones de contorno para k y ω en paredes sólidas está diseñado para cambiar automáticamente de una formulación de subcapa viscosa a un enfoque de función de pared dependiendo del refinamiento de la malla cerca de la pared.

3.4. Condiciones de contorno y tratamiento de pared

Para resolver un determinado proceso físico, se deben adicionar condiciones auxiliares a las ecuaciones de gobierno. Esta información adicional consiste en las condiciones de borde e iniciales específicas del dominio espacial y sus contornos. Un esquema representativo del dominio computacional y de las condiciones de borde utilizadas en esta tesis se muestra en la Figura 3.3. En el contorno del dominio definido como “Entrada” se aplica un condición de flujo de entrada con $u_x = U_\infty$, $u_y = 0$, $u_z = 0$. En el borde del dominio de simulación “Salida” se utiliza una condición de difusión del flujo nula para todas las variables (condición homogénea de Newmann) excepto la presión, definida como condición de borde “outflow” dentro de Fluent. Esta condición homogénea

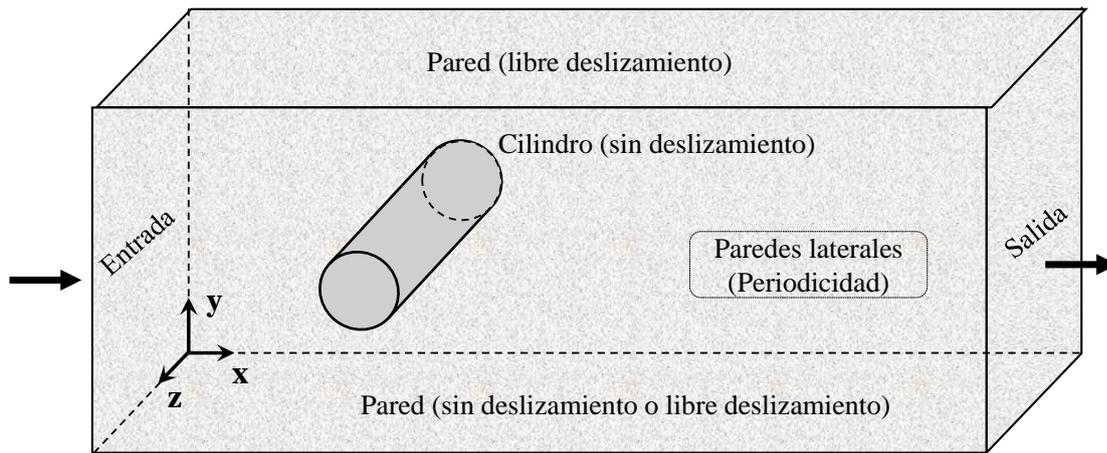


Figura 3.3: Esquema computacional y condiciones de borde.

de Neumann asume que no hay gradiente de velocidad en la dirección normal a la superficie, es decir, $\frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial x} = \frac{\partial u_z}{\partial x} = 0$. Para el límite superior del dominio se especifica una condición de pared con deslizamiento que corresponde a una condición de tensión de corte nula en la pared y velocidad en la dirección y nula, $u_y = 0$. En las paredes laterales del dominio de simulación se imponen una condición de contorno periódica (indica que las propiedades del flujo entrante son iguales a las propiedades del flujo saliente) sin caída de presión en la dirección z . En cuanto a la condición de pared de los cilindros, se consideran condiciones de no deslizamiento, es decir, velocidad nula sobre la pared ($u_x = u_y = u_z = 0$). Por último, en la pared inferior la condición de contorno a aplicar cambia entre una condición de no deslizamiento o una condición de pared con deslizamiento dependiendo del problema a resolver.

Teniendo en cuenta que en la tesis se llevaron a cabo análisis de flujo no estacionario es necesario definir condiciones iniciales del flujo en todo el dominio espacial. Estas condiciones iniciales se determinan a partir de las condiciones establecidas en la entrada del dominio para cada problema analizado.

3.4.1. Tratamiento de pared

A las ecuaciones definidas para el modelo de turbulencia les queda por imponer condiciones de contorno para las variables del sistema. Sin embargo, en la práctica, muchos modelos de turbulencia no son lo suficientemente ricos físicamente para encajar en la pared. Incluso, los supuestos utilizados para la formulación de los cierres de las ecuaciones, a menudo ya no son válidos en esta región donde los fenómenos físicos están influenciados fuertemente por la presencia de un borde sólido.

Tradicionalmente, existen dos enfoques principales para gestionar este tipo de condición de

contorno. La primera es utilizar una ley de pared en la región cercana. De hecho, los experimentos de flujo turbulento sobre geometrías simples, como puede ser el flujo en un canal, muestran que hasta una cierta distancia de la pared la turbulencia está en equilibrio local, es decir que el término de producción y de disipación están compensadas. Entonces es posible derivar analíticamente un perfil para la componente axial de la velocidad media U en función de la distancia desde la pared y . Si adimensionalizamos estas variables considerando la velocidad de fricción u_τ y la viscosidad ν , esta ley se expresa por:

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.54)$$

con κ la constante de von Kármán, $C \approx 5$ y y^+ una cantidad adimensional definida como $y^+ = u_\tau y / \nu$. Dicho comportamiento universal se usa para desarrollar las leyes de pared. Estas fórmulas analíticas permiten fijar las condiciones en el borde, según la distancia a la pared del primer punto de cálculo. Al admitir este comportamiento universal del flujo turbulento en la cercanía de la pared, se pueden usar estas leyes para todas las geometrías, pero se debe tener un particular cuidado en la construcción de la malla, de modo que los primeros elementos o celdas de cálculo adyacentes al borde se ubiquen en la región de validez de las leyes de pared.

El segundo enfoque consiste en modificar los modelos de turbulencia para permitir que la región afectada por la viscosidad sea resuelta, incluida la subcapa viscosa. Los modelos de turbulencias capaces de tener en cuenta los efectos viscosos cercano a la pared se los denomina modelos de números de Reynolds bajos. El modelo $k - \omega$, incluyendo el SST, son un modelo de números de Reynolds bajos que puede ser integrado hasta la subcapa viscosa sin la necesidad de ser modificado. El desafío de este tipo de modelos consiste en utilizar mallas muy refinadas en la pared para poder resolver la subcapa viscosa. Para un flujo turbulento esta región de la subcapa viscosa corresponde a $0 < y^+ < 5$ (Tennekes y Lumley (2018)). Un valor recomendado para poder capturar correctamente esta región demanda que el primer punto interno de la malla debe estar desplazado de la pared a una distancia $y^+ < 1$.

Condiciones de pared para k y ω

El tratamiento de las condiciones de contorno para k y ω en paredes sólidas está diseñado para cambiar automáticamente de una formulación de subcapa viscosa donde

$$k = 0 \text{ , y } \omega = \frac{6\nu}{0,075y^2} \quad (3.55)$$

en la pared, a un enfoque de función de pared

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \text{ y } \omega = \frac{u_{\tau}^{log}}{0,3\kappa y} \quad (3.56)$$

en el contorno, donde n representa la dirección normal a la pared y

$$u_{\tau}^{log} = \frac{\langle u \rangle \kappa}{\ln(y^+) + \kappa C} \quad (3.57)$$

dependiendo del refinamiento realizado de la malla adyacente a la pared.

3.5. Método de solución

El código numérico utilizado en esta investigación es el código de CFD comercial FLUENT, que forma parte del paquete de software ANSYS 15.0.7. El código FLUENT utiliza el método de volúmenes finitos para resolver las ecuaciones gobernantes (Ec. 3.13), (Ec. 3.14), (Ec. 3.39) y (Ec. 3.40). Estas ecuaciones se discretizan espacial y temporalmente para poder resolverse de forma numérica, y luego se resuelven en forma iterativa. En las secciones siguientes se describen más detalles del cálculo.

3.5.1. Métodos de discretización espacial

Para la discretización espacial, Fluent utiliza el método de volúmenes finitos con un sistema de malla colocada (Rhie y Chow (1983)) centrada en la celda, es decir que todas las variables son calculadas y almacenadas en el centro de cada celda ¹. En este método, luego de integrarse las ecuaciones de gobierno y las ecuaciones de transporte del modelo de turbulencia en cada volumen de control definido por la malla, se discretizan espacialmente en la siguiente forma:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \sum_{caras} \phi_f \langle \mathbf{u} \rangle_f \cdot \mathbf{A}_f = \sum_{caras} \Gamma_f^{\phi} (\nabla \phi)_f \cdot \mathbf{A}_f + S_{\phi} V_{vc} \quad (3.58)$$

donde ϕ denota las variables a ser resultas para el modelo URANS ($\langle u_i \rangle$, k y ω) y f indica cada interfaz del volumen de control de interés. El término $\langle \mathbf{u} \rangle_f$ es el vector de velocidad en la cara f y $\mathbf{A}_f = A_f \mathbf{n}_f$ es el vector área, donde A_f es el área de la cara f y \mathbf{n}_f es el vector unitario normal a dicha cara. Los términos Γ_f^{ϕ} y $(\nabla \phi)_f$ representan el coeficiente de difusión y el gradiente de cada variable ϕ en la cara f , respectivamente, y S_{ϕ} es un término fuente de ϕ en el volumen de control (V_{vc}) de interés.

¹en esta tesis se utiliza indistintamente celda, elemento o volumen.

Un aspecto importante de mencionar es que el término de presión se incluye en S_ϕ para $\phi = \langle u_i \rangle$. Por lo tanto, en este estudio se utilizó el algoritmo SIMPLE (Patankar (1980)) para resolver implícitamente los campos de velocidad y presión. Estos detalles se describirán más adelante.

Para los cálculos URANS en este estudio, los valores de ϕ_f en las caras para el término de convección (es decir, el segundo término del lado izquierdo de la Ec. 3.58) se interpolaron a partir de los valores del centro de la celda utilizando un esquema de diferencia centradas limitadas (*Bounded central differencing*) de segundo orden para las componentes de velocidad $\langle u_i \rangle$ y un esquema *upwind* de segundo orden para las variables del modelo de turbulencia (k y ω). Mientras que, Γ_f^ϕ y $(\nabla\phi)_f$ en el término de difusión (es decir, el primer término del lado derecho de la Ec. 3.58) se interpolaron utilizando un esquema de diferencia centrada de segundo orden y un esquema *Least square cell-based*, que utiliza para evaluar el gradiente un procedimiento de mínimos cuadrados ponderados en el que se supone que los datos que rodean a cada nodo (definido en el centro de cada celda) se comportan en forma lineal. El flujo de volumen $\langle \mathbf{u} \rangle_f \cdot \mathbf{A}_f$ no se calcula mediante interpolación lineal de las velocidades centradas en la celda, sino mediante el método de promedio ponderado por momento, similar al descrito por Rhie y Chow (1983), para evitar el problema del campo de presión oscilante o de “tablero de ajedrez” en el sistema de malla colocada. Estos esquemas de discretización espacial siguen las recomendaciones de buenas prácticas para simulaciones de resolución de escalas (*Scale Resolving Simulations*) para los códigos de ANSYS CFD (Menter (2012)). Más detalles de los esquemas mencionados anteriormente se pueden encontrar en la guía de teoría de ANSYS Fluent 15.

3.5.2. Métodos de discretización temporal

El término $\frac{\partial\phi}{\partial t}$ es dependiente del tiempo y, por lo tanto, las ecuaciones deben además discretizarse temporalmente. Las variables ϕ son discretizadas en el tiempo por medio del esquema de segundo orden implícito limitado (*Bounded Second Order Implicit*) dado como

$$\frac{\phi_{n+1/2} - \phi_{n-1/2}}{\Delta t} = F(\phi_n) \quad (3.59)$$

con

$$\phi_{n+1/2} = \phi_n + \frac{1}{2}\beta_{n+1/2}(\phi_n - \phi_{n-1}) \quad , \quad \text{y} \quad \phi_{n-1/2} = \phi_{n-1} + \frac{1}{2}\beta_{n-1/2}(\phi_{n-1} - \phi_{n-2}) \quad (3.60)$$

donde los subíndices n , $n - 1$, $n - 2$ representan los tiempos t_n , t_{n-1} y t_{n-2} , respectivamente, y $n + 1/2$ y $n - 1/2$ son niveles de tiempo intermedio. Los términos $\beta_{n+1/2}$ y $\beta_{n-1/2}$ son factores limitantes para cada variable para los niveles $n + 1/2$ y $n - 1/2$. El paso de tiempo Δt será definido

en cada problema por resolver y la función $F(\phi_n)$ es la suma de todos los términos independientes del tiempo de la ecuación discretizada espacialmente para ϕ_n . Es importante mencionar que $F(\phi_n)$ contiene valores desconocidos de ϕ en los volúmenes de control propios y vecinos para el “nuevo” tiempo $t = t_n$, por lo que se requieren varias iteraciones para resolver el campo de flujo para cada punto de tiempo, como se describirá a continuación.

3.5.3. Algoritmo de solución

Las ecuaciones de transporte discretizadas para ϕ , que resultan en una serie de ecuaciones algebraicas, son no lineales. Una forma linealizada de la Ec. 3.58, considerando a ϕ una cantidad escalar (por ejemplo, k o ω), se puede escribir como:

$$a_P \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (3.61)$$

donde el subíndice nb se refiere a las celdas vecinas, y a_P y a_{nb} son los coeficientes linealizados para ϕ y ϕ_{nb} , y b es un término fuente.

La forma linealizada para la ecuación de cantidad de movimiento se obtiene para $\phi = \langle u_i \rangle$ y se escribe como:

$$a_P \langle u_i \rangle = \sum_{nb} a_{nb} \langle u_i \rangle_{nb} + \sum p_f \mathbf{A}_f + S \quad (3.62)$$

Considerando que Fluent utiliza un esquema de malla colocado en el que la presión y la velocidad se almacenan en los centros de las celdas, por lo tanto, se requiere un esquema de interpolación para calcular los valores nominales de la presión a partir de los valores de la celda. En el presente trabajo se utilizó un esquema de segundo orden que reconstruye la presión en las caras utilizando un esquema de diferenciación central.

Las ecuaciones algebraicas linealizadas se resuelven en esta tesis utilizando el esquema “segregado” (es decir, segregadas unas ecuaciones de las otras), en el que las ecuaciones para cada variable son secuencialmente resueltas mediante el método de Gauss-Seidel junto con un método algebraico de múltiples mallas (AMG, *algebraic multigrid*). Dado que las ecuaciones de cantidad de movimiento contienen el término de presión, para el cual no hay ecuaciones independientes que lo resuelvan, se utilizó el algoritmo SIMPLE en el proceso de solución para derivar ecuaciones para la corrección de presión p' a partir de la combinación de la ecuación de continuidad y de cantidad de movimiento. Por lo tanto, todo el proceso de solución se puede resumir de la siguiente manera:

1. Se actualizan las propiedades del fluido y las condiciones iniciales para todas las variables.
2. Se calculan y actualizan los coeficientes de todas las ecuaciones algebraicas para $t = t_n$

basándose en los valores de ϕ_n , ϕ_{n-1} y ϕ_{n-2} .

3. Se resuelven las ecuaciones de cantidad de movimiento discretizada (Ec. 3.62), una tras otra utilizando los valores actualizados recientemente de presión y los flujos de masa en las caras.
4. Se resuelven las ecuaciones algebraicas para p' .
5. Se corrigen los valores de p_n basándose en p' y los valores actuales de p_n .
6. Se corrige los valores del campo de velocidad $\langle u_i \rangle$ basado en p_n y los valores actuales de $\langle u_i \rangle$.
7. Se resuelven las ecuaciones algebraicas para k_n y ω_n según Ec. 3.61.
8. Si se considera que la solución...
 - a) no converge, se vuelve al Paso 2.
 - b) convergió, se establece el tiempo hacia adelante (es decir, $n = n + 1$) y luego se regresa al Paso 2.

A continuación se describen los algoritmos para resolver el campo de presión y velocidad que contemplan el proceso de los Pasos 3, 4, 5 y 6 descrito recientemente.

3.6. Acoplamiento velocidad-presión

Al analizar la ecuación de cantidad de movimiento discretizada (Ec. 3.62) aparecen términos en donde participan las velocidades y términos donde aparece la presión. Si la presión fuera conocida, el término asociado a la presión se convierte en un término fuente y de esta manera pueden resolverse las velocidades $\langle u_i \rangle$ en función de la distribución de presión en el campo de movimiento. Sin embargo, la distribución de presiones generalmente no es conocida y se encuentra acoplada a la distribución de velocidades. Por ello es necesario encontrar una ecuación para resolver la distribución de presión conocido el campo de velocidades. De aquí es que surgen los diferentes esquemas siendo los más populares SIMPLE, SIMPLEC y PISO, los cuales están basados en el enfoque predictor-corrector. Los aspectos mas relevantes de cada esquema se presentan a continuación:

■ Esquema SIMPLE

El algoritmo SIMPLE usa una relación entre las correcciones de velocidad y presión para hacer cumplir la conservación de masa y obtener los campos de presión y de velocidades. Es decir, si la ecuación de cantidad de movimiento se resuelve con un campo de presión propuesto y el flujo resultante a través de las caras no satisface la ecuación de continuidad, entonces es posible realizar

una corrección en el flujo a través de las caras para satisfacer continuidad. Esto se obtiene por medio de la corrección de presión p' . Este esquema se divide en:

Paso Predictor (Paso 3)

A partir de proponer una distribución inicial de presión p_n y velocidad $\langle u_i \rangle_n$ y resolver las ecuaciones de cantidad de movimiento discretizada se obtiene un campo de velocidad intermedio $\langle u_i \rangle^*$.

Paso Corrector (Paso 4, 5 y 6)

Se resuelve la ecuación de continuidad en la forma de una ecuación para la corrección de presión p' a partir de los valores obtenidos de velocidad previamente calculados $\langle u_i \rangle^*$ obteniéndose una ecuación discreta para la corrección de presión p' en cada celda como

$$a_P p' = \sum_{nb} a_{nb} p'_{nb} + b \quad (3.63)$$

donde el término fuente b es el caudal neto en la celda. La ecuación de corrección de presión p' puede resolverse usando el método algebraico de múltiples mallas (AMG). Una vez que se obtiene una solución para p' , se puede obtener la presión p y las componentes de velocidad $\langle u_i \rangle$ en cada celda como:

$$p = p^* + p' \quad (3.64)$$

$$\langle u_i \rangle = \langle u_i \rangle^* + \langle u_i \rangle' \quad (3.65)$$

donde $\langle u_i \rangle'$ son las correcciones de velocidad que se encuentran a partir del campo de presión p' .

Así se llega a obtener los campos de presión p y de velocidades $\langle u_i \rangle$, los cuales se consideran correctos. Para una mayor explicación sobre el método y de cómo se obtiene cada término se puede consultar [Patankar \(1980\)](#) o [Versteeg y Malalasekera \(2007\)](#).

■ **Esquema SIMPLEC**

El esquema SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) ([Van Doormaal y Raithby \(1984\)](#)) es una variante del esquema SIMPLE. Este algoritmo sigue los mismos pasos que el algoritmo SIMPLE con la diferencia en que las correcciones de velocidad $\langle u_i \rangle'$ que se obtienen a partir del campo de presión p' emplean otros coeficientes para su determinación. Para una mayor explicación sobre el método y de cómo se obtiene cada término se puede consultar [Van Doormaal y Raithby \(1984\)](#) o [Versteeg y Malalasekera \(2007\)](#).

■ **Esquema PISO**

El esquema PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) ([Issa \(1986\)](#)) implica un paso

predictor y dos pasos correctores y puede verse como una extensión del esquema SIMPLE, con un paso corrector adicional para mejorarlo. Por lo tanto, a diferencia del procedimiento SIMPLE, PISO realiza un segundo paso corrector. Al resolver la ecuación de continuidad en la forma de una ecuación para la corrección de presión a partir de los valores obtenidos de velocidad previamente, y luego realizar una segunda corrección de la presión y de las componentes de velocidades, se obtienen así el campo de presión y el campo de velocidad que se consideran correctos. Para una mayor explicación sobre el método y de cómo se obtiene cada término se puede consultar [Issa \(1986\)](#) o [Versteeg y Malalasekera \(2007\)](#).

Debido a que los esquemas definidos previamente utilizan en cada iteración velocidades y presiones propuestas, a medida que se corrigen esos valores (proceso iterativo) las ecuaciones son susceptibles a divergir de la solución para lo cual se utilizan factores de relajación para lograr la convergencia.

Sin bien los procedimientos para aplicar cada esquema son conocidos, la precisión, el tiempo computacional y estabilidad depende de cada problema en particular. Teniendo en cuenta estos aspectos en el capítulo siguiente (Capítulo 4), los esquemas SIMPLE, SIMPLEC y PISO son evaluados.

Capítulo 4

Validación y elección del código numérico

“When a butterfly flutters its wings in one part of the world, it can eventually cause a hurricane in another”

Edward Norton Lorenz, 1917-2008

Dado que la evaluación de cualquier modelo existente o cualquier modelo recién derivado debe validarse con datos experimentales, el objetivo principal del presente estudio es asegurar que los esquemas numéricos y modelos utilizados son capaces de simular con precisión un problema determinado. La validación se logra comparando los resultados con algún modelo teórico, experimental ó la combinación de ambos.

En la primera parte del capítulo se realiza un análisis de los esquemas de acoplamiento de velocidad-presión SIMPLE, SIMPLEC y PISO para el caso de simulación del flujo alrededor de un cilindro circular aislado. En la segunda parte se realiza una comparación de resultados para distintos modelos de turbulencia URANS sobre un caso *benchmark*¹ de dos cilindros en tándem.

4.1. ¿Esquema SIMPLE, SIMPLEC o PISO?

Para resolver el acoplamiento de velocidad y presión se realizó un estudio considerando el esquema SIMPLE que adopta una estrategia de solución iterativa, el esquema SIMPLEC que es una versión mejorada del SIMPLE, y el esquema PISO que es un procedimiento originalmente desarrollado para el cálculo no iterativo de flujos compresibles no estacionarios. Este estudio tiene como objetivo comparar los resultados obtenidos y los tiempos de cálculo de cada uno de estos esquemas aplicados para resolver el flujo alrededor de un cilindro de sección circular inmerso en una corriente uniforme. El análisis del flujo alrededor de un cilindro fue seleccionado debido a que los datos de referencia experimentales se han utilizado ampliamente en diversos trabajos para evaluar y mejorar

¹Al modelo experimental de validación se lo suele definir *benchmark*.

las herramientas numéricas de predicción del flujo, y porque está directamente relacionado con los temas estudiados en la tesis. Para el análisis se consideró el modelo de turbulencia SST-SAS y las simulaciones se llevan a cabo para un modelo tridimensional (3D) y flujo no estacionario.

Debido a que los esquemas definidos previamente utilizan en cada iteración velocidades y presiones propuestas, a medida que se corrigen esos valores las ecuaciones son susceptibles a divergir de la solución para lo cual se utilizan factores de relajación para lograr la convergencia. Los factores de relajación usados en resolver las ecuaciones se encuentran listados en la Tabla 4.1 y corresponden a los valores por defecto del software Fluent. El efecto de modificar el valor del factor de relajación se debe a que para valores más grandes (a medida que nos acercamos a 1) el proceso de convergencia se acelera, sin embargo se corre el riesgo de obtener inestabilidades en la solución. En un intento de aumentar el factor de relajación para las ecuaciones de cantidad de movimiento se hicieron simulaciones para un valor mayor ($\alpha_m = 0,8$) que el valor prefijado por defecto ($\alpha_m = 0,7$), pero se obtiene inestabilidad en los resultados o expresado desde el punto de vista práctico se alcanzaba la cantidad máxima de iteración preestablecida sin lograr la convergencia. Debido a esto se considera el factor de relajación para u_i preestablecido por defecto. Para el caso del factor de relajación para la presión se obtuvieron soluciones para valores de $\alpha_p = 0,3$ (valor por defecto) y para $\alpha_p = 0,7$ que se compararon por medio del coeficiente de arrastre, el número de Strouhal y teniendo en cuenta los tiempos computacionales requeridos de cada algoritmo.

VARIABLES DEL FLUJO	Presión [p]	Momento [u_i]	Energía cinética turbulenta [k]	Tasa de disipación específica [ω]	Fuerza de masa	Densidad [ρ]	Viscosidad turbulenta [μ_t]
Factores de relajación	0,3	0,7	0,8	0,8	1,0	1,0	1,0

Tabla 4.1: Factores de relajación para las variables del flujo por defecto en Fluent.

4.1.1. Modelo numérico

Un diagrama esquemático del dominio computacional utilizado para estudiar los diferentes algoritmos aplicados para resolver el flujo alrededor de un cilindro circular se puede ver en la Figura 4.1.

En la entrada del dominio se aplica un flujo constante y uniforme ($U_\infty = 1,28 \text{ m/s}$) con bajo nivel de turbulencia (correspondiente a una intensidad de turbulencia de 0,1% y una relación de viscosidad turbulenta igual a la unidad). A la salida del dominio de simulación, se aplicó una presión de referencia constante igual a cero. Para el límite superior e inferior del dominio se especificó una condición de pared con deslizamiento y para los contornos laterales una condición de periodicidad

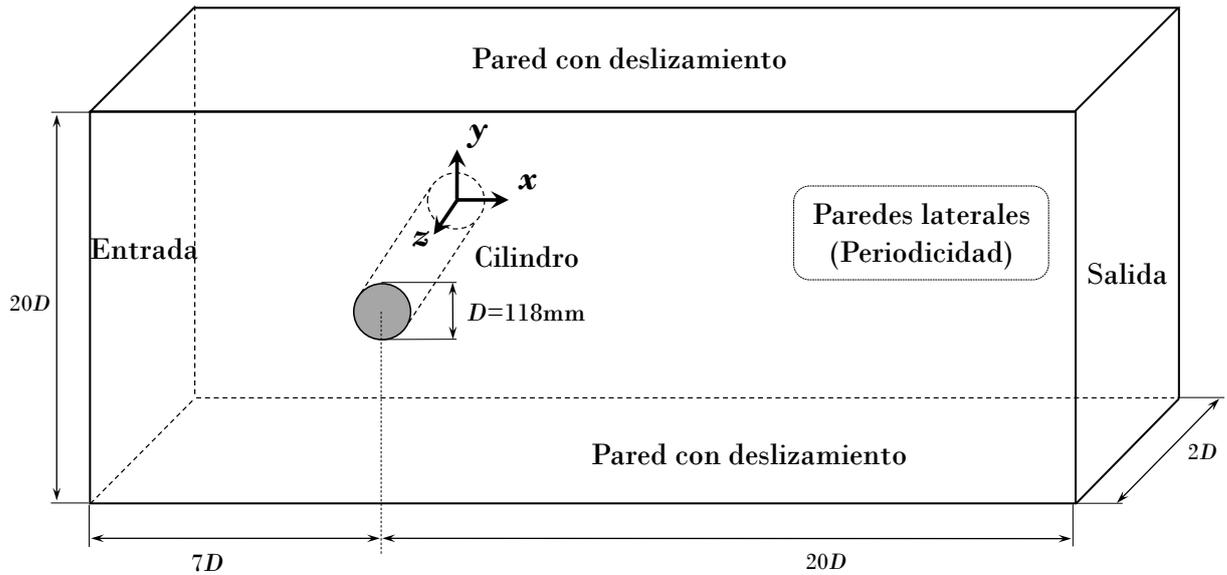


Figura 4.1: Diagrama esquemático del modelo de simulación.

es impuesta en la dirección z . En cuanto a la condición de pared del cilindro se consideró condición de no deslizamiento, es decir, la velocidad nula sobre la pared.

El número de Reynolds de simulación es igual a 1×10^4 correspondiente al régimen subcrítico y viene dado por $Re = U_\infty D / \nu$, donde $D = 0,118 \text{ m}$ es el diámetro del cilindro, U_∞ es la velocidad del flujo libre y $\nu = 1,51 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ es la viscosidad cinemática del aire.

La discretización del dominio computacional (Figura 4.1) resulta en una mallas estructurada obtenida por multibloques 3D por medio del programa ANSYS ICEM CFD 15. La resolución espacial de la malla en la dirección x y y se puede ver en la Figura 4.2 (a) con un refinamiento cerca del cilindro de tal manera de lograr un $y^+ < 1$ y obtener una considerable cantidad de elementos en la región de la capa límite (entre 20 y 30 elementos). Para la discretización del cilindro, se utilizaron 200 elementos equidistantes y la malla tridimensional simplemente es obtenida extendiendo la malla lograda en el plano $x - y$ en la dirección z . La longitud del dominio en la dirección z se define en 2 veces el diámetro D , el cual es el límite más bajo aceptable para los modelos que resuelven turbulencias (Menter *et al.* (2003)), con 20 elementos localizados equidistante en la dirección z . Por lo tanto, la malla tridimensional resulta en 562540 elementos hexaédricos.

El procedimiento empleado para llevar adelante las simulaciones fue el siguiente: las simulaciones transitorias se ejecutaron primero hasta que el flujo alcanzó un régimen permanente de inestabilidad, es decir, una vez que se estableció un patrón de periodicidad regular. Luego, se llevó a cabo la simulación durante un período de tiempo correspondiente a aproximadamente 20 ciclos de desprendimiento de vórtices para calcular datos promediados en el tiempo confiables.

El paso de tiempo computacional adoptado es $\Delta t = 0,0008 \text{ s}$, el cual asegura un valor de CFL

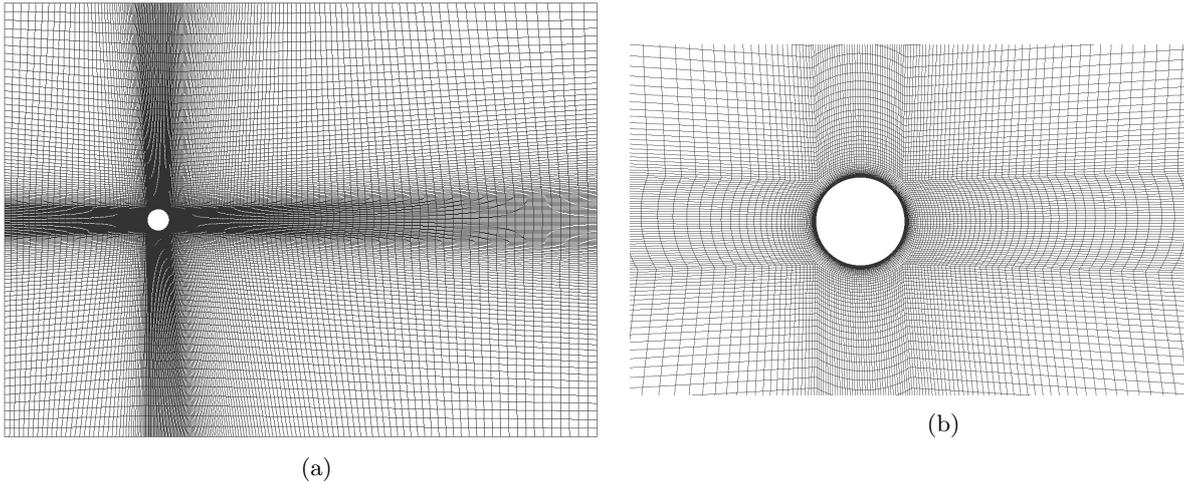


Figura 4.2: Malla computacional. (a) Mallado del dominio de simulación completo; (b) Mallado en la región alrededor del cilindro.

(Courant-Friedrichs-Lewy, donde $CFL = \Delta t U / \Delta x$) suficientemente pequeño (menor a 3) para la mayor parte del dominio computacional. La convergencia se logra cuando todos los residuos de las ecuaciones discretizadas caen por debajo de 1×10^{-4} , y para la cual se encontró que de 3 a 15 iteraciones internas por paso de tiempo eran suficientes para resolver el acoplamiento de velocidad-presión.

4.1.2. Comparación de los resultados

Los resultados se comparan por medio de llevar a cabo un análisis de los tiempos de cálculos, la precisión y la sensibilidad de los distintos esquemas a los diferentes factores de relajación para la presión.

Análisis del tiempo de cálculo

En la Tabla 4.2 se muestra un resumen de la cantidad de iteraciones y de los tiempos de CPU requeridos por cada esquema en función de los distintos valores del factor de relajación para la presión. Los parámetros analizados son el número total de iteraciones, el tiempo por cada iteración y el tiempo reloj de procesamiento computacional requerido (tiempo CPU) por cada esquema.

Del análisis de la Tabla 4.2 se puede observar que cuando aumentamos el factor de relajación α_p de 0,3 a 0,7 el tiempo de cálculo se reduce aproximadamente a la mitad, y el número de iteraciones la reducción es mayor. Este es un aspecto importante a tener en cuenta ya que en muchas aplicaciones prácticas esto define la viabilidad o no de las simulaciones numéricas. Por otro lado, es posible observar que el tiempo por cada iteración entre SIMPLE y SIMPLEC son muy parecidos, sin embargo, el esquema SIMPLE realizó una menor cantidad de iteraciones con lo cual el tiempo reloj de cálculo es menor que para el esquema SIMPLEC. Por otra parte, el esquema

	SIMPLE			SIMPLEC			PISO		
α_p	N iter	Tiempo/ iter[s]	Tiempo CPU[hs]	N iter	Tiempo/ iter[s]	Tiempo CPU[hs]	N iter	Tiempo/ iter[s]	Tiempo CPU[hs]
0,3	222484	1,02	63,0	328760	0,92	84,3	270452	1,14	86,3
0,7	102776	0,94	27,0	136648	1,00	38,1	97404	1,19	32,3

Tabla 4.2: Número de iteraciones y tiempos de procesamiento requeridos por cada esquema para los distintos factores de relajación de la presión.

SIMPLE necesitó menor tiempo de CPU que el PISO. Esto concuerda con los resultados mostrados por [McGuirk y Palma \(1993\)](#) y [Yin y Chow \(2003\)](#) donde muestran que para un mismo valor de α_p y α_m el método SIMPLE muestra un menor tiempo de cálculo. Sin embargo es importante aclarar que estos autores concluyen que con el algoritmo PISO lograron mantener valores de α_p y α_m más altos que con SIMPLE sin fallar en la convergencia con lo cual el tiempo llevado a cabo por PISO fue inferior al SIMPLE. Como se mencionó anteriormente, en este trabajo se intentó aumentar el valor de los factores de relajación de α_m pero la solución no converge para ninguno de los esquemas. Es posible que esto se encuentre asociado al hecho de trabajar con un modelo de turbulencia en el cual se necesita resolver ecuaciones adicionales que limitan la convergencia (k y ω , en este trabajo). [McGuirk y Palma \(1993\)](#) concluyeron que, en su trabajo, la convergencia de los esquemas SIMPLE y PISO está dominada por la convergencia de las cantidades de turbulencia (k y ϵ). Teniendo en cuenta esto, es necesario realizar un análisis más detallado para poder comprender mejor el comportamiento de los factores de relajación cuando se utiliza un modelo de turbulencia.

Análisis de precisión y sensibilidad

En las Figuras 4.3 y 4.4 se presentan las variaciones en el tiempo de los coeficientes de arrastre y sustentación, respectivamente, para los distintos esquemas y factores de relajación. Si bien no es posible establecer un patrón general para todos los casos, es posible observar que las amplitudes de las fluctuaciones parecen disminuir al aumentar el valor del factor de relajación. Para poder evidenciar mejor los distintos resultados y además poder compararlos con datos experimentales es que, a partir de la distribuciones temporales de C_D y C_L , se obtiene el valor promedio temporal del C_D (CD) (el promedio temporal del coeficiente C_L es prácticamente cero ($CL \approx 0$) por eso no se incluye en las tablas) y el RMS aplicados a dichos coeficientes. Además es posible determinar el valor pico del número de Strouhal observado en el espectro de la evolución temporal del coeficiente de sustentación (C_L).

En la Tabla 4.3 se muestra los valores del coeficiente de arrastre promediado en el tiempo (CD) obtenido para los tres algoritmos utilizados y para diferentes factores de relajación para la

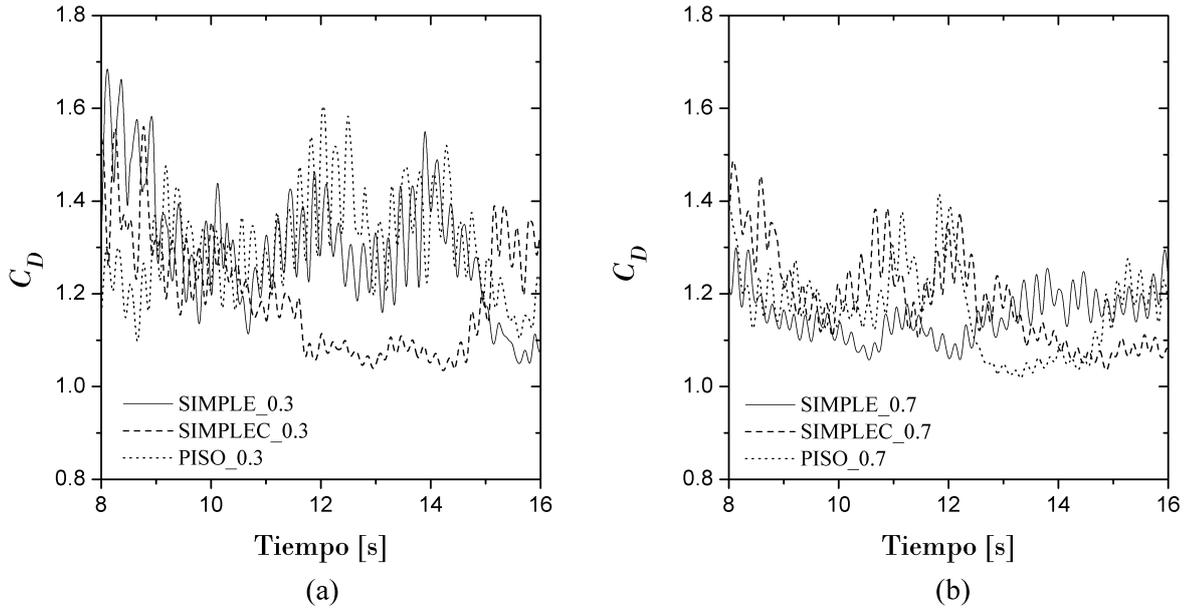


Figura 4.3: Variación temporal del coeficiente de arrastre para los diferentes esquemas y factores de relajación de la presión; (a) $\alpha_p = 0,3$, (b) $\alpha_p = 0,7$.

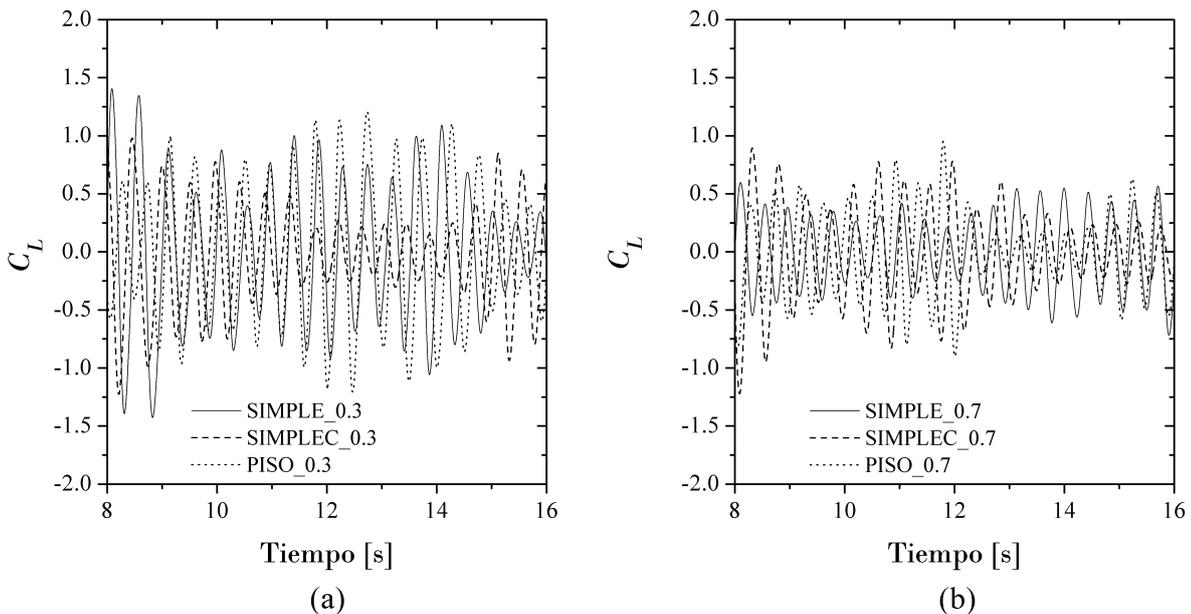


Figura 4.4: Variación temporal del coeficiente de sustentación para los diferentes esquemas y factores de relajación de la presión; (a) $\alpha_p = 0,3$, (b) $\alpha_p = 0,7$.

presión. Además, se incluye el coeficiente de arrastre obtenido de datos experimentales extraídos de [Zdravkovich \(1990\)](#). Al analizar los resultados del CD se puede observar que los tres esquemas presentan un desempeño aceptable. Sin embargo, el esquema SIMPLEC mostró un mejor ajuste con el dato experimental y una menor sensibilidad del CD al valor del factor de relajación.

En la [Tabla 4.4](#) se muestra el número de Strouhal calculado con los tres esquemas y se incluye además, el número de Strouhal obtenido de datos experimentales publicados en [Achenbach y Hei-](#)

4.1. ¿Esquema SIMPLE, SIMPLEC o PISO?

α_p	SIMPLE	SIMPLEC	PISO	Experimental
0,3	1,30	1,20	1,31	1,2
0,7	1,15	1,19	1,17	1,2

Tabla 4.3: Coeficiente de arrastre obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.

α_p	SIMPLE	SIMPLEC	PISO	Experimental
0,3	0,209	0,197	0,197	0,21
0,7	0,222	0,209	0,209	0,21

Tabla 4.4: Número de Strouhal (St) obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.

necke (1981). Es posible notar que el valor de St para los tres esquemas, en general, muestran un buen ajuste con los datos experimentales. Si bien los valores de St permanecen dentro del rango esperado, es posible observar que el St sufre un cierto aumento en su valor cuando aumenta el factor de relajación.

Por otra parte, en las Tablas 4.5 y 4.6 se presentan los valores del RMS de los coeficientes de arrastre y sustentación, respectivamente. Además, se incluyen los valores del RMS obtenidos de datos experimentales extraídos de Zdravkovich (1990). Nuevamente, se puede afirmar que los tres esquemas han presentado resultados comparables con los experimentales. Sin embargo, los valores del RMS del esquema SIMPLEC presenta una menor sensibilidad al valor del factor de relajación, mientras que el SIMPLE es el que presenta mayor sensibilidad al factor de relajación.

α_p	SIMPLE	SIMPLEC	PISO	Experimental
0,3	0,13	0,12	0,11	0,09
0,7	0,05	0,10	0,09	0,09

Tabla 4.5: RMS del coeficiente de arrastre obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.

α_p	SIMPLE	SIMPLEC	PISO	Experimental
0,3	0,60	0,42	0,60	0,53
0,7	0,31	0,40	0,36	0,53

Tabla 4.6: RMS del coeficiente de sustentación obtenido para los distintos esquemas y factores de relajación para la presión.

De esta manera, se puede obtener la siguiente síntesis respecto a la validación de los esquemas

SIMPLE, SIMPLEC y PISO.

- Respecto al tiempo de procesamiento computacional requerido se concluye que los tres esquemas son muy sensibles al factor de relajación para la presión, obteniéndose aproximadamente una reducción del 50% del tiempo de cómputo al pasar de $\alpha_p = 0,3$ a $\alpha_p = 0,7$. Además, es importante mencionar que el esquema SIMPLE requirió un menor tiempo reloj de procesamiento computacional comparado con los otros esquemas.
- Respecto a los resultados obtenidos (promedio y *RMS* del coeficiente de arrastre y sustentación y el número de Strouhal) los tres esquemas muestran un comportamiento aceptable al compararlo con datos experimentales disponibles en la literatura. Sin embargo, un punto a destacar es que el esquema SIMPLEC muestra una menor sensibilidad al cambio en el factor de relajación.

La elección del esquema SIMPLE como esquema para llevar a cabo esta investigación se basa en dos aspectos principales: primero, a que los resultados obtenidos con el esquema SIMPLE mostraron en general resultados satisfactorios al compararlo con datos experimentales y segundo, a que el tiempo de cálculo utilizando el esquema SIMPLE es menor al tiempo de cálculos de los otros esquemas.

Es importante mencionar que las conclusiones arribadas corresponden al caso de un cilindro aislado. En este test se asume que el comportamiento referido al esquema SIMPLE será similar a la hora de estudiar interferencias entre cilindros.

Por otro parte, los factores de relajación que se consideran de ahora en adelante en este trabajo corresponden a los valores por defecto presentados en la Tabla 4.1. Esto se debe principalmente a dos aspectos. El primero es que, si bien al aumentar el valor del factor de relajación el proceso de convergencia se acelera (por ejemplo, al pasar de $\alpha_p = 0,3$ a $\alpha_p = 0,7$), se corre el riesgo de obtener inestabilidades en la solución (como ocurrió con $\alpha_m = 0,8$). Teniendo en cuenta que las investigaciones a llevar a cabo en la tesis representan una amplia variedad de configuraciones es posible encontrar que ciertos valores altos de los factores de relajación conduzcan a inestabilidades en ciertos casos. El segundo aspecto, es que el esquema SIMPLE resultó ser sensible al valor del factor de relajación con lo cual se decide utilizar los factores de relajación que recomienda Fluent en todos los casos por igual.

4.2. Elección del modelo de turbulencia

El objetivo de esta sección es comparar las capacidades de diferentes variantes del modelo de turbulencia $k - \omega$ SST sobre una configuración de cilindros en tándem que se utilizó como un caso

benchmark en el primer Workshop sobre problemas de referencia para cálculos de ruido en fuselajes de avión (BANC-I)². Este caso *benchmark* corresponde a un programa experimental reciente para un número de Reynolds alto ($Re = 1,66 \times 10^5$) realizado por la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) (Jenkins *et al.* (2005), Jenkins *et al.* (2006), Neuhart *et al.* (2009)) que proporciona un conjunto de datos completos para la validación de simulación aeroacústica. En Lockard (2011) se dispone un resumen de una amplia gama de resultados de simulación numérica obtenidos con diferentes códigos, modelos de turbulencia y discretizaciones espaciales/temporales.

En esta parte del trabajo se consideran los modelos de turbulencia SST estándar, el modelo Transition-SST y el modelo SST-SAS. El modelo transition-SST se basa en el acoplamiento de las ecuaciones de transporte del modelo SST con otras dos ecuaciones de transporte, una para la intermitencia y otra para el criterio de inicio de la transición, que le permite determinar la transición (para más información se remite al lector a Menter *et al.* 2006b). Cuando sea necesario se denominará a los modelos SST estándar y Transition-SST como modelos SST-URANS para diferenciarlo del SST-SAS.

4.2.1. Modelo numérico

Un esquema del modelo de los cilindros en tándem se muestra en la Figura 4.5. La configuración de los cilindros en tándem considerada en este trabajo tiene un espacio de separación de $x/D = 3,7$ (de centro a centro de los cilindros). El número de Reynolds es $Re = 1,66 \times 10^5$ basado en el diámetro del cilindro $D = 0,118 \text{ m}$, la velocidad de flujo libre $U_\infty = 21,238 \text{ m/s}$ y la viscosidad cinemática del aire $\nu = 1,51 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

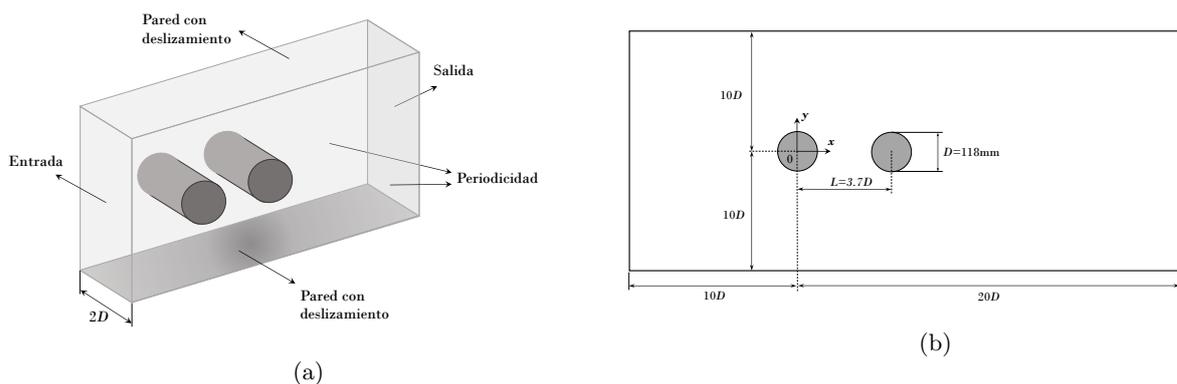


Figura 4.5: Configuración del problema para las simulaciones. a) Condiciones de contorno y tamaño transversal del dominio de control en términos del diámetro del cilindro D y (b) dimensiones del dominio de control.

La configuración computacional consiste en un dominio tridimensional con una extensión en z

²BANC-I (Benchmark problems for Airframe Noise Computations-I) llevado a cabo en Estocolmo, Suecia, del 10 al 11 de junio de 2010.

igual a dos veces el diámetro ($2D$). El límite aguas arriba se coloca a $10D$ del cilindro de adelante y el contorno de salida se encuentra a $20D$ aguas abajo del cilindro de atrás. En la entrada del dominio se aplica un flujo constante y uniforme ($U_\infty = 21,238 \text{ m/s}$) con bajo nivel de turbulencia correspondiente a una intensidad de turbulencia de $I_u = 0,08\%$ y una relación de viscosidad turbulenta $\nu_t/\nu = 0,03$. Estos valores se determinan a partir de los recomendados por [Spalart y Rumsey \(2007\)](#) para evitar las grandes caídas de la turbulencia a lo largo del dominio. Los valores recomendados para la energía cinética de turbulencia y la tasa de disipación específica en la entrada viene dados como $k_\infty = 10^{-6}U_\infty^2$ y $\omega_\infty = 5U_\infty/D$, donde I_u y ν_t se determinan como $I_u = 100(2k/(3U_\infty))^{0,5}$ y $\nu_t = k7\omega$ respectivamente. A la salida del dominio de simulación, se aplicó una condición de difusión del flujo nula y para el límite superior e inferior del dominio se especificó una condición de pared con deslizamiento. En la dirección transversal z se impone una condición de contorno de periodicidad y en la superficie de los cilindros se considera una condición de no deslizamiento, es decir, la velocidad nula sobre la pared.

La discretización del dominio computacional (Figura 4.6) resulta en una malla estructurada obtenida por multibloques 2D por medio del programa ANSYS ICEM CFD 15. La resolución espacial de la malla en la dirección x y y se puede ver en la Figura 4.6 (a) con un refinamiento cerca del cilindro (Figura 4.6 (b)) de tal manera de lograr un $y^+ < 1$ y obtener una considerable cantidad de elementos en la región de la capa límite. Para la discretización del cilindro, se utilizaron 200 elementos equidistantes y la malla tridimensional simplemente es obtenida extendiendo la malla lograda en el plano $x - y$ en la dirección z . La longitud del dominio en la dirección z se define en 2 veces el diámetro D con 20 elementos que se localizan equidistante en la dirección z . Por lo tanto, el recuento total de elementos es de aproximadamente 1,3 millones de elementos hexaédricos. Esta cantidad de elementos de malla es significativamente menor en comparación con los trabajos que contribuyeron al Workshop BANC-I donde la cantidad de elementos fue desde 2 millones a 133 millones de elementos ([Lockard \(2011\)](#)).

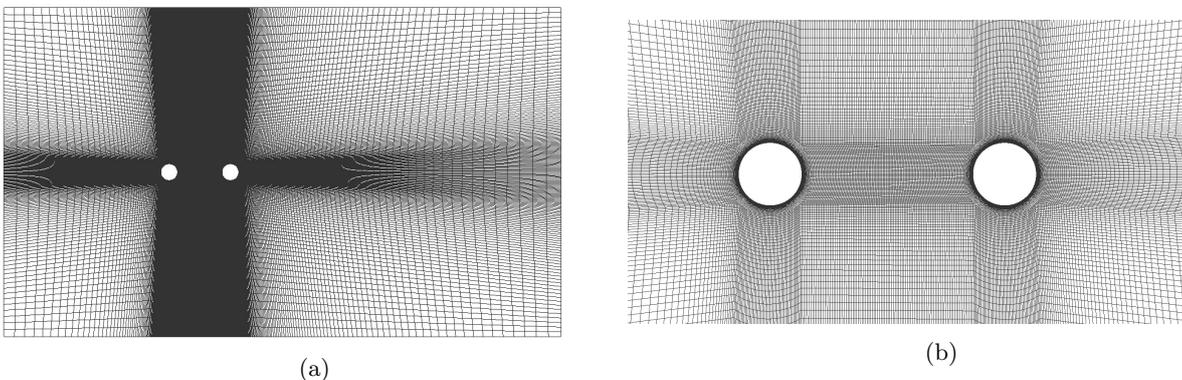


Figura 4.6: Configuración de la malla utilizada en las simulaciones; (a) Malla del dominio computacional, (b) Malla cercana a los cilindros.

Las simulaciones para la configuración del cilindro en tándem se realizan utilizando el acoplamiento entre la presión y la velocidad mediante el esquema SIMPLE. El paso de tiempo se establece en $\Delta t = 0,00003$ s de modo que los valores máximos del CFL , en lo posible, no excedan el valor 1.

En la Tabla 4.7 se muestra un resumen del número total de iteraciones, el tiempo por cada iteración y el tiempo reloj del procesamiento computacional (Tiempo CPU) requerido para cada modelo considerado.

Modelo	Nº iter.	Tiempo/iter.[s]	Tiempo CPU [hs]
SST	128757	2.56	91.5
Transition-SST	281838	3.01	235.4
SST-SAS	258491	2.36	169.4

Tabla 4.7: Número de iteraciones y tiempos de procesamiento requeridos por cada modelo de turbulencia.

4.2.2. Ilustración de la inestabilidad del flujo

Una de las características distintivas del enfoque SAS con respecto al los enfoques URANS clásicos, es su capacidad de resolver una parte sustancial de las fluctuaciones temporales. Para visualizar este comportamiento se presenta la Figura 4.7, en la cual se grafica los campos de flujo instantáneos usando iso-superficies del criterio Q (Q -criterion) definido como $Q = 0,5(\Omega^2 - S^2)$; donde S es la tasa de deformación y Ω es la vorticidad. Esta cantidad se puede utilizar para identificar estructuras coherentes o estructuras que contienen vorticidad en el campo de flujo.

Como se puede observar en la figura las simulaciones SST estándar y Transition-SST capturan sólo la inestabilidad a gran escala, mientras que el modelo SST-SAS permite el desarrollo de un espectro turbulento en las regiones desprendidas. Por lo tanto, resulta evidente, que a diferencia de las esquemas SST-URANS, la metodología SAS posee la capacidad de resolver ciertas estructuras turbulentas en el campo de flujo.

Un aspecto que se encuentra relacionado a la capacidad del enfoque SAS de resolver una parte sustancial de las fluctuaciones temporales cuando las inestabilidades en el flujo están presentes, está asociado a la reducción de la viscosidad turbulenta ν_t como puede observarse en la Figura 4.8. Al analizar la escala de colores podemos ver que los modelos SST-URANS presentan altos niveles de viscosidad de turbulencia en comparación con el modelo SST-SAS. El resultado de reducir el valor de viscosidad turbulenta radica en que los efectos de disipación (*damping*) de la viscosidad turbulenta sobre las fluctuaciones resueltas (fluctuaciones de grandes escalas) es a su vez, reducido. De esta forma se promueve el cambio en las ecuaciones de cantidad de movimiento desde un

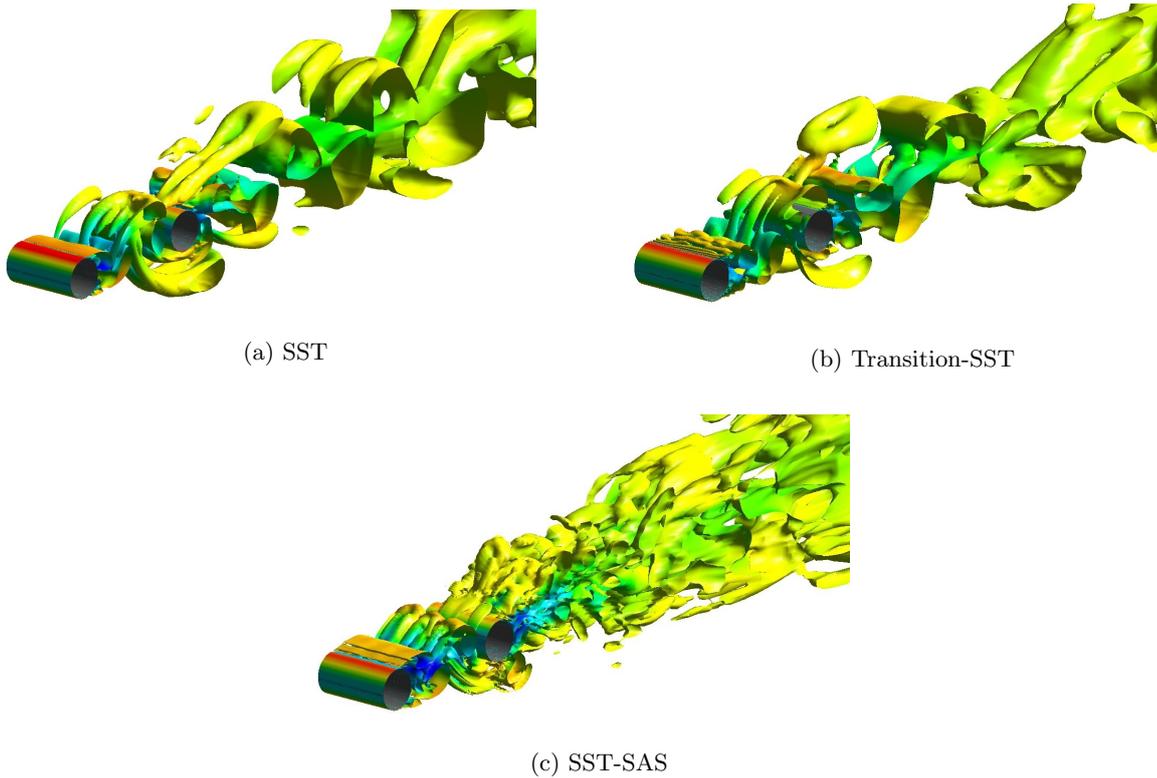


Figura 4.7: Iso-superficies instantánea de Q -criterion ($Q = 1 \text{ s}^{-2}$) coloreada con la velocidad en el sentido del flujo para un tiempo adimensional $tU_\infty/D = 162$.

estado estacionario a uno no estacionario. Esto se puede ejemplificar presentando la evolución en el tiempo de la componente de velocidad promedio de conjunto en el punto $(5D, -0,5D, 1D)$. La Figura 4.9 muestra la evolución temporal de la componente en la dirección del flujo de la velocidad promedio de conjunto adimensionalizada con la velocidad de flujo libre. Es posible observar en la Figura 4.9 (b) un intervalo reducido de tiempo que muestra de que manera las inestabilidades del flujo son representadas por el modelo SST-SAS y por los modelos SST-URANS. Al enfocarse en un ciclo de onda se puede identificar que la onda obtenida por el modelo SST-SAS se encuentra algo más perturbada, manifestando que las fluctuaciones tienden a estar mejor representadas por dicho modelo.

4.2.3. Fuerzas y flujo promedio

El promedio temporal se realiza durante un período de tiempo de $0,6 \text{ s}$ comenzando a partir de un tiempo de evolución de la simulación $t = 0,6 \text{ s}$. En consecuencia, el procedimiento empleado fue el siguiente: las simulaciones transitorias se ejecutaron primero hasta que el flujo alcanzó un régimen permanente de inestabilidad, es decir, una vez que se estableció un patrón de periodicidad regular. Luego, la simulaciones se llevaron a cabo durante un período de tiempo de registro correspondiente a aproximadamente entre 25 y 30 ciclos de desprendimiento de vórtices para calcular

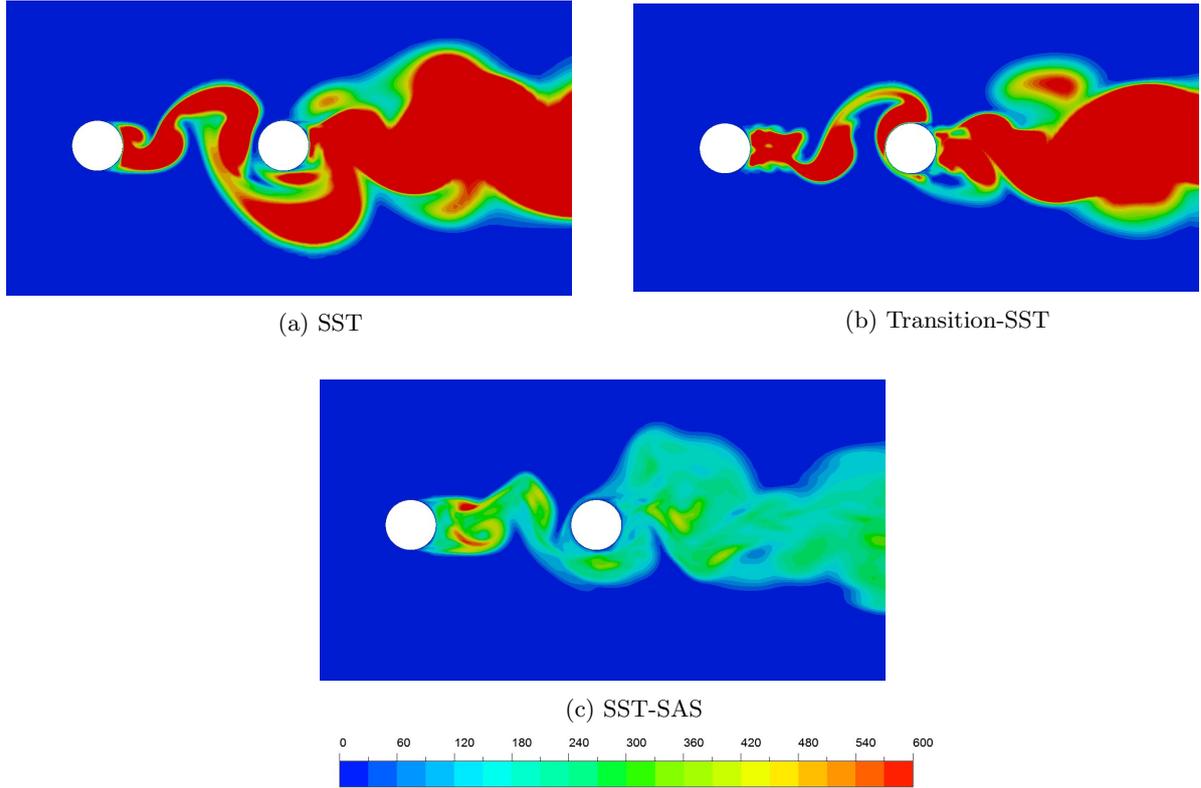


Figura 4.8: Relación de viscosidad de turbulencia ν_t/ν instantánea en la sección media de los cilindros ($z = 1D$) para un tiempo adimensional $tU_\infty/D = 162$. La escala de colores resulta adimensional.

datos promediados de tiempo confiables.

Los resultados promediados obtenidos por las simulaciones numéricas son comparados con los datos experimentales tomados de [Jenkins *et al.* \(2006\)](#) y [Neuhart *et al.* \(2009\)](#).

El coeficiente de arrastre promedio y el número de Strouhal para los modelos testeados en este trabajo son comparados en la Tabla 4.8 junto con los resultados experimentales y otros resultados de modelos híbridos disponibles en la literatura. El subíndice 1 se encuentra asociado al cilindro de adelante (aguas arriba), mientras que el subíndice 2 se refiere al cilindro de atrás (aguas abajo). En los experimentos se utilizaron en el cilindro de adelante unos elementos de rugosidad para generar la transición (tripped)³ de capa límite laminar a turbulenta.

De la Tabla 4.8 se puede observar que para el cilindro de adelante, el coeficiente de arrastre predicho por el modelos SST-SAS muestra un buen acuerdo con los resultados experimentales, mientras que el CD del cilindro de atrás obtenido con el modelo SST es el que mejor se ajusta con los datos experimentales. La frecuencia de desprendimiento de vórtices medida en el experimento corresponde a un número de Strouhal (St) de 0,24. De esta manera, los tres modelos analizados

³este proceso se lo define en ingles como “tripped” que consiste en colocar elementos de rugosidad muy pequeños en la superficie de un cilindro liso para forzar la transición de la capa límite laminar a la capa límite turbulenta provocando así que la separación se vuelva completamente turbulenta.

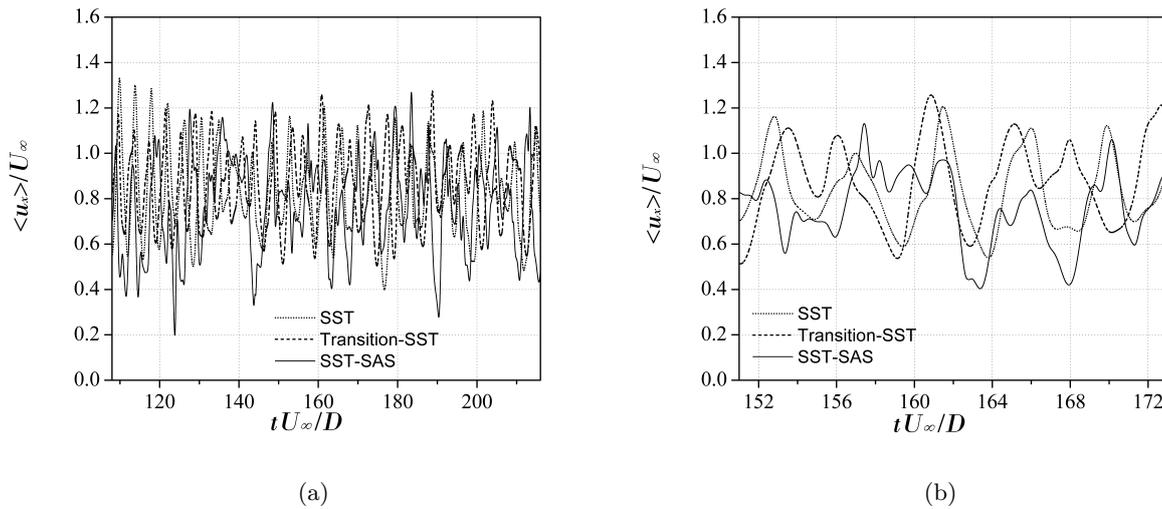


Figura 4.9: Historial de tiempo de la componente de velocidad en sentido de la corriente promediada de conjunto $\langle u_x \rangle$; (a) intervalo de tiempo completo, (b) 0,12 s centrales extraídos del intervalo de tiempo completo.

pueden predecir con precisión el número de Strouhal.

Modelo	CD_1	CD_2	St
Experimental	0,64	0,31	0,24
<i>Simulaciones de este trabajo</i>			
SST	0,76	0,35	0,231
Transition-SST	0,51	0,39	0,251
SST-SAS	0,65	0,43	0,231
<i>Modelos híbridos-literatura</i>			
DDES (Garbaruk <i>et al.</i> (2010))	0,48	0,42	0,24
EASM (Weinmann <i>et al.</i> (2014))	0,63	0,38	0,234
NUSST (Gopalan y Jaiman, 2015)	0,62	0,41	0,232

Tabla 4.8: Coeficiente de arrastre y el número de Strouhal sobre ambos cilindros obtenidos por los diferentes modelos de turbulencia. Los datos experimentales corresponden a Neuhart *et al.* (2009).

Todos los modelos (incluso los modelos híbridos de la literatura) presentan ciertas dificultades para predecir el coeficiente de arrastre del cilindro de atrás. Esto era de esperar ya que en los experimentos no se utilizaron elementos de rugosidad de transición (“tripped”) en el cilindro de atrás. Esto puede ser evidenciado más claramente al considerar la distribución del coeficiente de presión (C_P) promedio sobre la superficie de los cilindros como se muestra en la Figura 4.10 (a) y (b). Un aspecto a mencionar, es que el modelo Transition-SST incluye un tratamiento de la

transición de la capa límite con lo cual sería de esperar que este modelo capture mejor el CD en el cilindro de atrás. Sin embargo, resulta difícil establecer una clara conclusión si el CD del cilindro de adelante no es correctamente determinado.

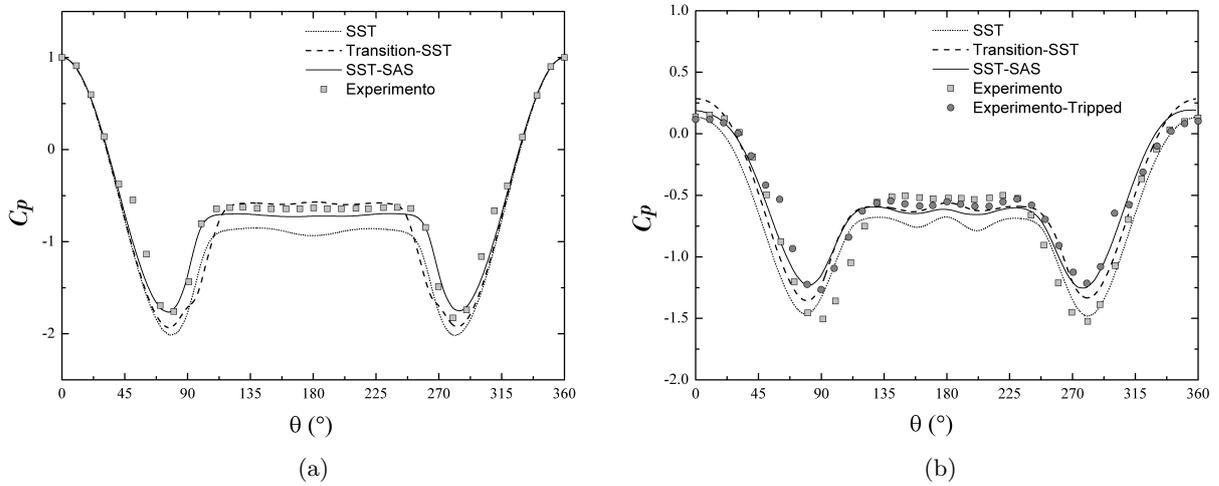


Figura 4.10: Coeficiente de presión medio sobre las superficies de los cilindros. (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás. Datos experimentales corresponden a [Neuhart et al. \(2009\)](#).

De los tres modelos de turbulencia considerados, el modelo SST-SAS logró una buena predicción del C_P en el cilindro de adelante tanto en el pico de succión como en la presión base en la región de recirculación entre ambos cilindros. En el cilindro de atrás, el modelo SST estándar capturó mejor el valor del pico de succión pero falló al predecir la presión base. Por otro parte, los resultados para el modelo SST-SAS muestran un mejor acuerdo con el caso experimental “tripped” el cual incluye un elemento de rugosidad para la transición a la capa límite turbulenta en el cilindro de atrás.

4.2.4. Campo de flujo promedio

La predicción del campo de flujo se compara por medio de promediar en el tiempo la velocidad en la dirección del flujo (U) normalizada por la velocidad de flujo libre (U_∞) sobre la línea central $y = 0$. En la Figura 4.11 se puede ver el perfil de velocidad para la región entre los cilindros y para la región de la estela del cilindro de atrás a lo largo del eje x ($y = 0$) adimensionalizado con el diámetro. En la región entre los cilindros, el modelo SST-SAS muestra una satisfactoria predicción del perfil de velocidad promedio con los resultados experimentales. Al analizar la región de estela del cilindro de atrás, los perfiles de velocidad media de las simulaciones SST y SST-SAS muestran una buena concordancia con respecto a los datos experimentales cuando se consideran los elementos de rugosidad (“tripped”) en el cilindro. Mientras que las mediciones experimentales sin “tripped” muestran una velocidad de recirculación de estela mucho más débil.

Otro parámetro determinado en los experimentos es la energía cinética turbulenta bidimensional

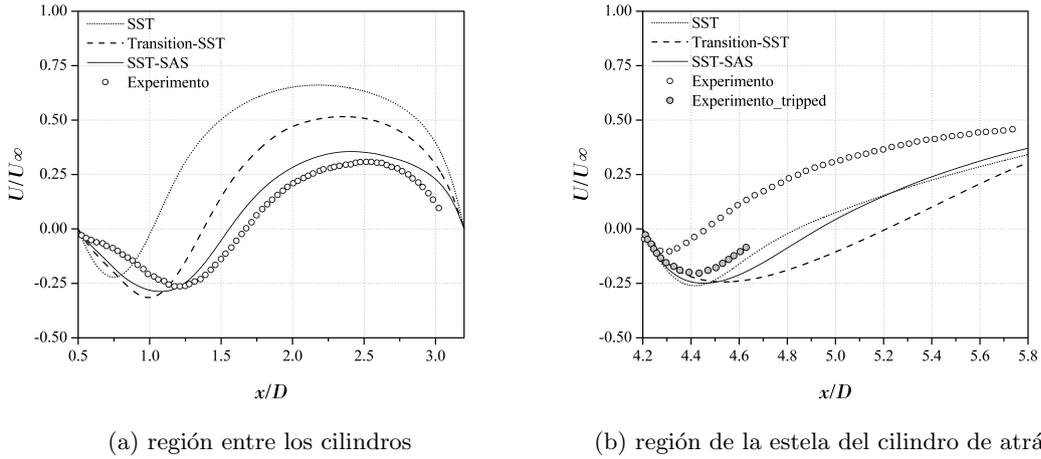


Figura 4.11: Perfiles de velocidad medio en el sentido de la corriente a lo largo de la línea central de los cilindros.

(2D) normalizada por la velocidad de flujo libre dada como:

$$TKE = \frac{1}{2} \left(\overline{\langle u'u' \rangle} + \overline{\langle v'v' \rangle} \right) / U_\infty^2 \quad (4.1)$$

donde $\langle u'u' \rangle$ y $\langle v'v' \rangle$ representan el producto de la fluctuación de velocidad en la dirección de la corriente x y en la dirección transversal y promediadas de conjunto, respectivamente. En las simulaciones numéricas estas fluctuaciones se determinaron a partir de utilizar la parte resuelta de la fluctuaciones y despreciando la parte modelada, es decir a partir de obtener el *RMS* a la velocidad promedio de conjunto ($\langle u \rangle$). Sin embargo, para el modelo SST-SAS se considera además el cálculo de las fluctuaciones utilizando la parte resuelta de las fluctuaciones y la parte modelada en la forma explicada en la Sección 3.2. Estos resultados se referencian a continuación como SST-SAS_R-Total.

De esta manera, se puede observar en la Figura 4.12 los resultados obtenidos de las simulaciones numéricas para la energía cinética turbulenta (*TKE*) a lo largo de la línea central de los cilindros en la región entre los cilindros y en la estela del cilindro de atrás.

En la región entre los cilindros (Figura 4.12 (a)) se puede observar que el modelo SST-SAS se ajusta mejor a los datos experimentales con respecto a los modelos SST-URANS. Además, es interesante notar que al considerar la parte resuelta y la parte modelada (SST-SAS_R-Total) los valores de *TKE* se ajustan aún mejor con los datos experimentales. Esto mismo se puede evidenciar en la región de la estela del cilindro de atrás, donde a pesar de que los modelos no representan adecuadamente el valor pico, el modelo SST-SAS se ajusta mejor a los datos experimentales que los SST-URANS. Además, los resultados SST-SAS_R-Total se aproximan mejor al valor pico obtenido en los experimentos.

Con base en los resultados presentados en el presente capítulo, concluimos que el modelo SST-

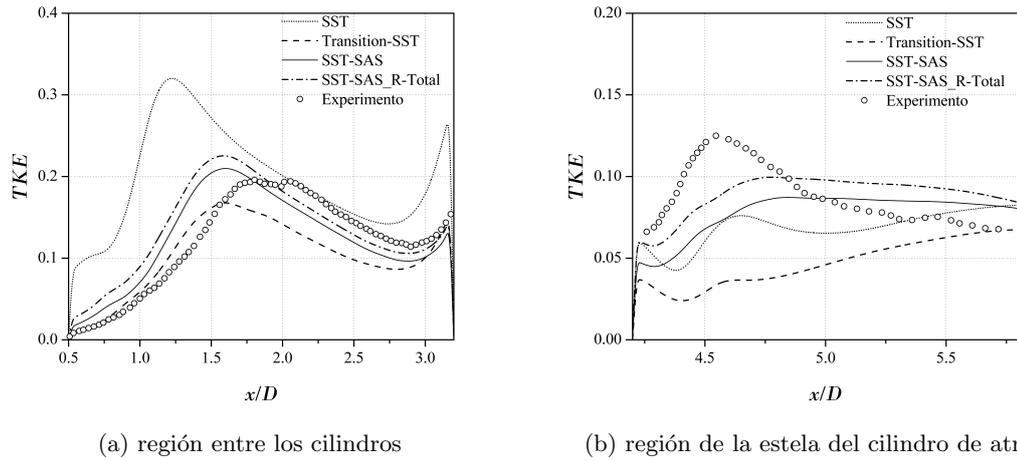


Figura 4.12: Energía cinética turbulenta (TKE) a lo largo de la línea central de los cilindros.

SAS resulta en un modelo lo suficientemente atractivo como para justificar ser utilizado en estudiar la interferencia de flujo entre cilindros.

Capítulo 5

Flujo alrededor de un cilindro cercano al suelo

El flujo alrededor de un cilindro circular ha sido ampliamente estudiado por su simple geometría y su gran importancia en varias aplicaciones de ingeniería. Una característica particular de este flujo es que la estela detrás del cilindro se asocia frecuentemente con el desprendimiento de vórtices inestables y periódicos que causa fuerzas dinámicas sobre dicho cilindro. Cuando un cilindro es ubicado cercano a una pared plana, la proximidad a la misma introduce una complejidad adicional a los patrones de flujo con respecto a un cilindro aislado. Este flujo depende principalmente de tres parámetros: el número de Reynolds (Re), el espesor de la capa límite (δ) y la relación de separación (G/D), donde G es la distancia entre la parte inferior del cilindro y el suelo, y D es el diámetro del cilindro.

El presente capítulo se enfoca en el análisis de los tres parámetros definidos anteriormente sobre el flujo alrededor de un cilindro cercano al suelo para un modelo tridimensional (3D). En una primera parte, se analizan las fuerzas promediadas y fluctuantes que se generan sobre el cilindro y en una segunda parte, se analizan las características del flujo generadas por los vórtices que se desprenden del cilindro. Estos estudios también son llevados a cabo para un modelo bidimensional (2D) y así, examinar la importancia de la tridimensionalidad del flujo.

5.1. Antecedentes

Durante las últimas décadas, se han realizado un gran número de estudios experimentales de un cilindro circular cercano a una superficie plana, por ejemplo, [Bearman y Zdravkovich \(1978\)](#); [Taniguchi y Miyakoshi \(1990\)](#); [Buresti y Lanciotti \(1992\)](#); [Lei *et al.* \(1999\)](#) y [Nishino *et al.* \(2007\)](#). La mayoría de los experimentos anteriores se llevaron a cabo en el rango de números de Reynolds

$3 \times 10^2 < Re < 1,4 \times 10^5$, que corresponden al régimen de flujo subcrítico para un cilindro circular aislado (Niemann y Hölscher (1990)). Sin embargo, Buresti y Lanciotti (1992) realizaron experimentos en regímenes críticos y subcríticos altos. Estos estudios han demostrado que las fuerzas que actúan sobre el cilindro dependen en gran medida de la distancia de separación (G) cuando se aproxima a la pared y además, que la supresión del desprendimiento de vórtices aparece cuando el espacio de separación, G , se encuentra por debajo de una distancia crítica.

Por otro lado, además de los ensayos experimentales, se han realizado varios estudios numéricos del flujos alrededor de un cilindro circular cercano a una pared. Sin embargo, pocos de ellos consideraron flujos con altos números de Reynolds ($Re > 10^4$). Lei *et al.* (2000) investigaron la supresión del desprendimiento de vórtices resolviendo las ecuaciones de Navier-Stokes y la ecuación de Poisson para la presión para un flujo viscoso bidimensional (2D) y dependiente del tiempo por medio del método de diferencias finitas para número de Reynolds desde 80 a 1000. Este estudio mostró que la relación de separación crítica $(G/D)_c$, en la cual se suprime el desprendimiento de vórtices, depende del Reynolds: la relación de separación crítica disminuye a medida que aumenta el número de Reynolds. Dipankar y Sengupta (2005) resolvieron las ecuaciones de Navier-Stokes utilizando la formulación 2D de función flujo/vorticidad para un $Re = 1200$ y para $G/D = 0,5$ y $1,5$. Los resultados obtenidos de los coeficientes de sustentación y arrastre y el comportamiento del desprendimiento de vórtices fueron comparados con resultados experimentales. Ong *et al.* (2009) utilizaron 2D URANS con el modelo de turbulencia $k-\epsilon$ estándar para un Re que varía desde 1×10^4 a $4,8 \times 10^4$ con $\delta/D = 0,14 - 2$. Este trabajo mostró que la subpredicción de las cantidades aerodinámicas (CD , CL , St y C_p) observada en el régimen de flujo subcrítico se debe a la capacidad limitada del modelo $k-\epsilon$ para predecir con precisión el flujo alrededor del cilindro. Nishino *et al.* (2008) realizaron simulaciones URANS y simulaciones DES (*Detached-Eddy Simulation*) para simular el flujo alrededor de un cilindro circular ubicado cercano a una pared en movimiento para un $Re = 4 \times 10^4$. En Deepakkumar *et al.* (2017), se ha estudiado el flujo bidimensional al pasar sobre un cilindro circular confinado por paredes con una ondulación local cerca del cilindro considerando un flujo para un $Re = 200$.

A pesar que se hayan considerado diferentes técnicas de simulación con diversos modelos de turbulencia, hoy en día sigue siendo un tema desafiante de la dinámica de fluidos computacional (CFD) poder reproducir con suficiente precisión la separación del flujo y las estructuras de estela detrás de un cilindro cercano a una superficie plana.

Teniendo en cuenta las capacidades del modelo de turbulencia SST-SAS, mostradas en el Capítulo 4, para capturar estructuras turbulentas y el hecho de que hay muy pocos estudios experimentales y numéricos de cilindros circulares cercano a una pared plana para $Re > 10^4$, el objetivo principal

del presente estudio es evaluar si, y con qué precisión, el modelo SAS puede reproducir el desprendimiento de vórtice y las fuerzas que actúan sobre un cilindro cuando se encuentra ubicado próximo a una pared. Además, este estudio proporciona información adicional acerca del comportamiento del flujo sobre un cilindro cercano a una pared para Re en el régimen crítico y subcrítico alto.

5.2. Modelo computacional

El flujo alrededor de un cilindro se simula considerando la influencia de la cercanía a una pared al cambiar la relación de separación G/D de 0,2 a 1,5. En la Figura 5.1 se muestra un diagrama esquemático del dominio computacional para las simulaciones realizadas. En este caso, se imponen diferentes condiciones de entrada constante con bajo nivel de turbulencia (intensidad de turbulencia $I_u = 0,9$ y relación de viscosidad turbulenta unitaria), de modo de lograr un perfil de velocidad específico en la posición del cilindro (más detalles en la Sección 5.3). En la salida, se aplica una condición de flujo de difusión nula para todas las variables en la dirección de la corriente definida como “outflow”. Para el límite superior del dominio, se especifica la pared con deslizamiento libre y para la pared inferior (Suelo) se impone la condición de no deslizamiento. Esta misma condición de velocidad nula en la pared se impone en la superficie del cilindro. Por último en los límites laterales (dirección normal al plano $x - y$), se imponen condiciones de periodicidad.

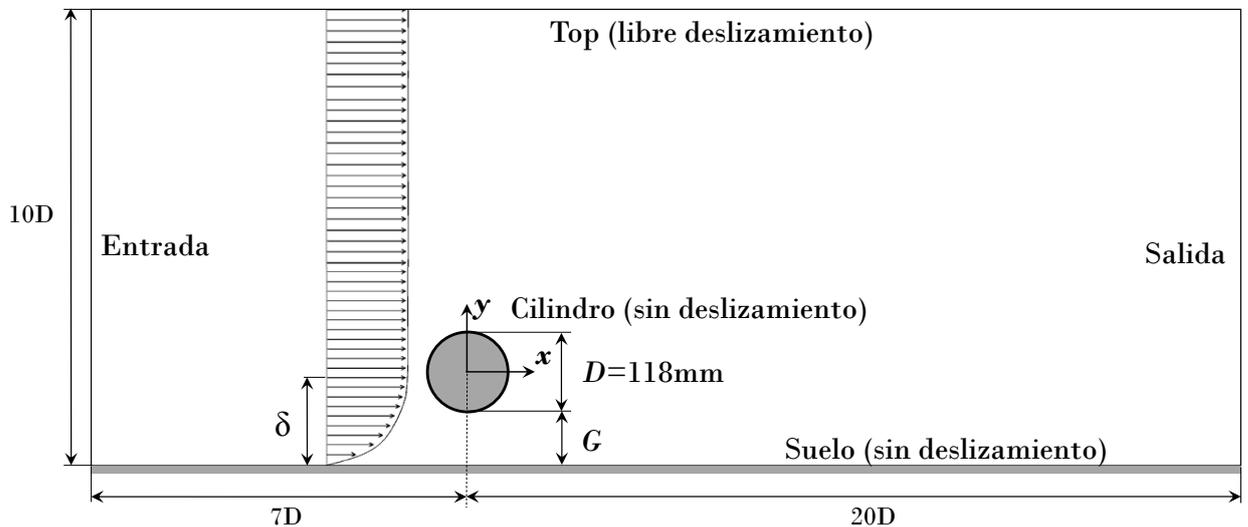


Figura 5.1: Diagrama esquemático del modelo de simulación.

5.2.1. Condiciones de simulación

Las simulaciones numéricas se llevan a cabo para los números de Reynolds desde $8,6 \times 10^4$ hasta $2,77 \times 10^5$, para dos tipos diferentes de capas límite del suelo, con espesores relativos δ/D de 0,1 y 1,1, y para relaciones de separación del cilindro con el suelo de $G/D = 0,2, 0,3, 0,4, 0,8$ y $1,5$. En

este trabajo se realizan dos tipos de simulaciones, denominadas “2D-SAS” y “3D-SAS” utilizando mallas bidimensionales (2D) y tridimensionales (3D), respectivamente. Un resumen de los casos estudiados se muestra en la Tabla 5.1.

Caso	Definición	G/D	δ/D	Re
2D	2D-SAS	0,2, 0,3, 0,4, 0,8 y 1,5	0,1, 1,1	$8,86x10^4, 1,89x10^5, 2,77x10^5$
3D	3D-SAS			

Tabla 5.1: Resumen de casos simulados.

Teniendo en cuenta los números de Reynolds presentados en la Tabla 5.1 y considerando el diámetro del cilindro $D = 0,118\text{ m}$ y la viscosidad cinemática del aire $\nu = 1,51x10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ se obtiene que las velocidades de flujos libres U_∞ resultan igual a 11, 24,2 y 34,45 m/s para cada Re .

5.3. Generación de la capa límite del suelo

Para estudiar el cilindro cercano a una pared plana se consideran dos espesores de capa límite diferentes (δ) sobre la superficie del suelo. Estas capas límites, que se corresponden con las obtenidas experimentalmente en túnel de viento por Buresti y Lanciotti (1992), se determinan midiendo el perfil de velocidad en la ubicación correspondiente al centro del cilindro, pero con el cilindro removido (es decir, el modelo computacional sin el cilindro). Para reproducir las capas límite experimentales, se realiza el siguiente proceso. Manteniendo el mismo dominio computacional (ver Figura 5.1), el cilindro se extrae y su espacio se llena con una malla con la misma resolución que la malla en la vecindad del cilindro. Luego se lleva a cabo la simulación numérica y se obtiene el perfil de velocidad promedio del flujo en varias secciones transversales verticales (ver Figura 5.2), desde la entrada hasta que el perfil de velocidad reproduce correctamente las capas límite obtenidas experimentalmente por Buresti y Lanciotti (1992).

La capa límite 1 (BL1), que corresponde a δ/D igual 0,1, se logra en la sección transversal correspondiente a una distancia de $7D$ (siete diámetros) desde la entrada, cuando se impone un flujo uniforme como condición de contorno en la entrada. Mientras que la capa límite 2 (BL2), corresponde a δ/D igual 1,1, se alcanza nuevamente en la sección transversal correspondiente a una distancia de $7D$ desde la entrada, pero cuando se impone en la entrada una distribución de velocidad con una ley potencial dada por

$$U_{(y)} = \min \left\{ U_\delta \left(\frac{y}{\delta} \right)^\alpha, U_\delta \right\} \quad (5.1)$$

donde $U_{(y)}$ es la componente de la velocidad en la dirección x a la altura y ; U_δ es la velocidad fuera

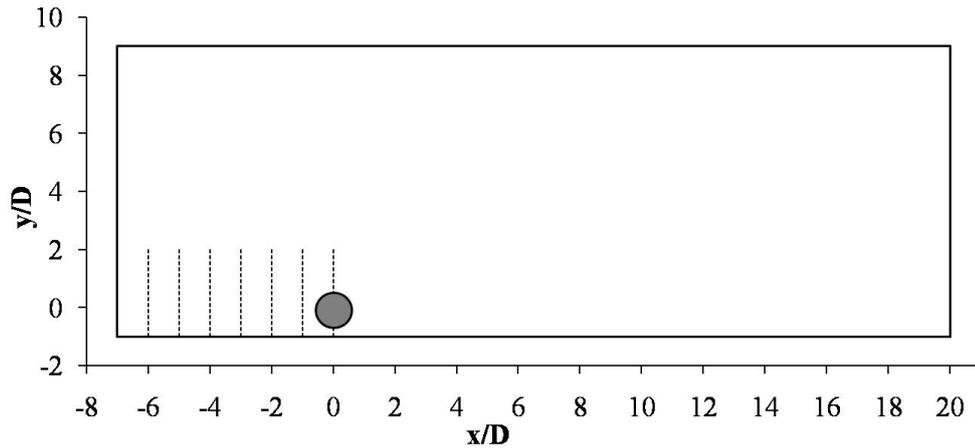


Figura 5.2: Representación de la sección transversal vertical de muestreo indicada con líneas punteadas.

de la capa límite, es decir, para $y \geq \delta$; y es la altura respecto al suelo y α es el exponente de la ley potencial que es igual a 0,11. El perfil de velocidades definido por la Ec. 5.1 se ingresa como condición de entrada por medio de funciones definidas por el usuario (UDF-User Define Function) provisto por el código Ansys Fluent. La comparación de los perfiles de velocidad adimensionalizada con la velocidad de flujo libre U_∞ , que para el caso del perfil de entrada corresponde a U_δ , entre las capas límite experimentales y las simuladas numéricamente se muestran en las Figuras 5.3 y 5.4. Es posible observar un correcto ajuste de los perfiles de velocidad de las simulaciones numéricas con los perfiles obtenidos en los ensayos experimentales por Buresti y Lanciotti (1992).

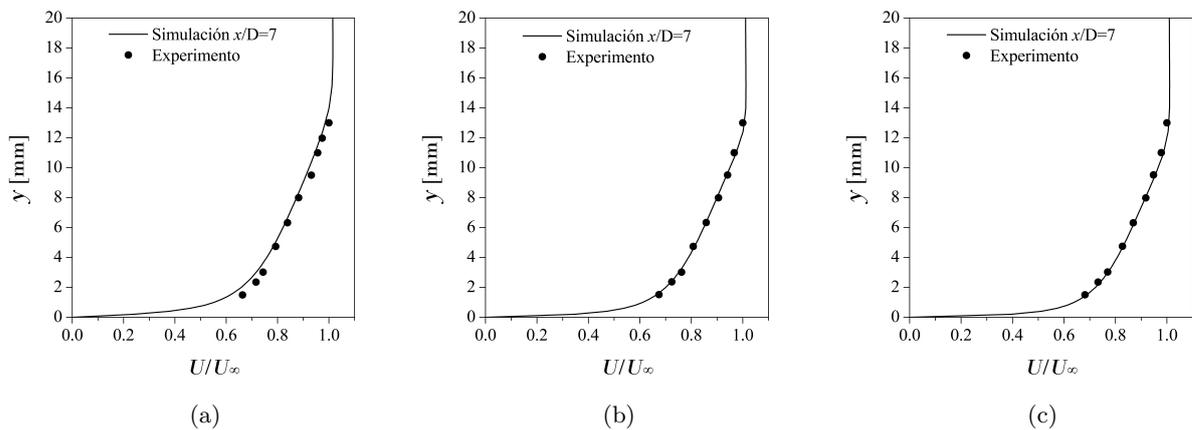


Figura 5.3: Perfil de velocidad promedio normalizado para la capa límite 1 (BL1): (a) $Re = 8,6 \times 10^4$, (b) $Re = 1,89 \times 10^5$, (c) $Re = 2,77 \times 10^5$.

5.4. Análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo

El efecto del tamaño de la malla y la resolución temporal se evalúan comparando los coeficientes de arrastre y sustentación promedio, así como el valor pico del número de Strouhal observado en

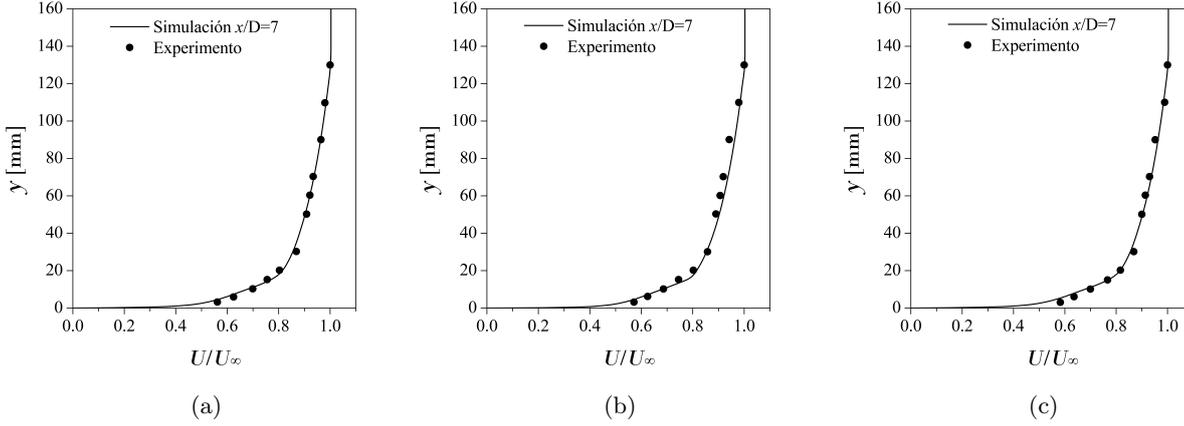


Figura 5.4: Perfil de velocidad promedio normalizado para la capa límite 2 (BL2): (a) $Re = 8,6 \times 10^4$, (b) $Re = 1,89 \times 10^5$, (c) $Re = 2,77 \times 10^5$.

el espectro de la evolución temporal del promediado de conjunto del coeficiente de sustentación (C_L). Este estudio de sensibilidad se realiza para un flujo a $Re = 8,6 \times 10^4$ y para una separación $G/D = 0,4$. La estrategia de mallado adoptada de multibloques produce mallas estructuradas con un refinamiento en la proximidad de la pared del cilindro y sobre la superficie del suelo. Los tamaños de malla adyacente a la pared (AC) se eligieron de tal forma de garantizar que $y_{AC}^+ = y_{AC} \overline{\langle u_\tau \rangle} / \nu < 1$, donde $\overline{\langle u_\tau \rangle}$ denota el promedio en el tiempo de la velocidad de fricción promediada de conjunto local y y_{AC} representa el valor de la distancia normal entre el centro de la celda y la pared.

El análisis de sensibilidad de malla se lleva a cabo de la siguiente manera: primero, se plantean diferentes resoluciones de malla en el plano $x - y$ manteniendo fija la resolución de malla en la dirección z , segundo, se plantean diferentes resoluciones de malla en la dirección z manteniendo fija la resolución de la malla en el plano $x - y$. El caso definido como “Referencia” indica la resolución espacial y de tiempo adoptada como patrón para la comparación. Las tres mallas indicadas por $M1$, $M2$ y $M3$ dentro de la resolución ($x - y$) se definen de tal manera de obtener una relación de refinamiento de malla constante, es decir, el caso $M2$ da como resultado un 50% más de elementos que en la malla $M1$ en cada dirección x e y , mientras que para el caso $M3$, el número de elementos de malla en cada dirección x e y se incrementa en un 50% con respecto a la malla $M2$. Este mismo criterio se aplica para la resolución en z donde la malla $M5$ contiene 50% más de elementos que en la malla $M4$ en la dirección z , mientras que el caso $M6$ contiene un 50% más de elementos en la dirección z con respecto a la malla $M5$. Para las simulaciones realizadas con las diferentes mallas, el paso de tiempo adimensional se mantuvo constante e igual a $\Delta t U_\infty / D = 0,0093$ correspondiente a un número máximo de CFL por debajo de 2 para la malla de “Referencia”, la cual resulta igual a $M2$ y $M5$.

Paralelamente, se llevó a cabo un análisis de sensibilidad de los resultados al valor del paso de tiempo utilizando la malla de “Referencia”. Se consideraron dos pasos de tiempo adimensionales diferentes, $\Delta t U_\infty / D = 0,0093$ y $0,0047$. En el caso de $T2$, el paso de tiempo se reduce a la mitad de $T1$ (que es igual al caso de “referencia”), lo que garantiza un número de $CFL < 1$ en todo el dominio computacional. La Tabla 5.2 reagrupa los diversos resultados que se obtuvieron para este análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo.

Caso	Malla (x,y)	Malla (z)	$\Delta t U_\infty / D$	CD	CL	St
Referencia	27219	20	0,0093	1,039	0,168	0,250
<i>Resolución (x, y)</i>						
$M1$	13839	20	0,0093	1,004	0,176	0,264
$M2(=Referencia)$	27219	20	0,0093	1,039	0,168	0,250
$M3$	55683	20	0,0093	1,019	0,165	0,262
<i>Resolución (z)</i>						
$M4$	27219	10	0,0093	1,062	0,183	0,250
$M5(=Referencia)$	27219	20	0,0093	1,039	0,168	0,250
$M6$	27219	40	0,0093	1,038	0,168	0,275
<i>Resolución temporal</i>						
$T1(=Referencia)$	27219	20	0,0093	1,039	0,168	0,250
$T2$	27219	20	0,0047	1,020	0,181	0,255

Tabla 5.2: Sensibilidad al tamaño de la malla y al paso de tiempo para $Re = 8,6 \times 10^4$ y $G/D = 0,4$.

Por un lado, se puede observar del análisis de la resolución $x - y$ que la convergencia no resulta tan clara. Sin embargo, la diferencia entre los casos $M2$ y $M3$ es menor que entre los casos $M1$ y $M2$, lo que sugiere un cierto grado de convergencia de malla en las direcciones x e y . Al considerar el análisis de resolución en z , se evidencia una clara convergencia en el CD y el CL pero no resulta de la misma manera para St . Por otro lado, los resultados del análisis de sensibilidad del paso de tiempo muestran que las diferencias en los resultados obtenidos entre los casos $T1$ y $T2$ son pequeñas lo que indica que la elección del paso de tiempo $T1$ resulta adecuado para este análisis. En consecuencia, las simulaciones numéricas se realizan utilizando la malla y el paso de tiempo considerado como “Referencia”.

La malla tridimensional se genera realizando una extrusión en la dirección z de la malla bidimensional (2D) mostrada en la Figura 5.5. Esta extrusión se realiza una distancia de dos veces el diámetro (límite más bajo recomendado para los modelos de resolución de turbulencias en [Menter et al. \(2003\)](#)) con 20 elementos ubicados equidistante en la dirección z . De esta manera, la malla

tridimensional resulta aproximadamente en 0,55 millones de elementos hexaédricos.

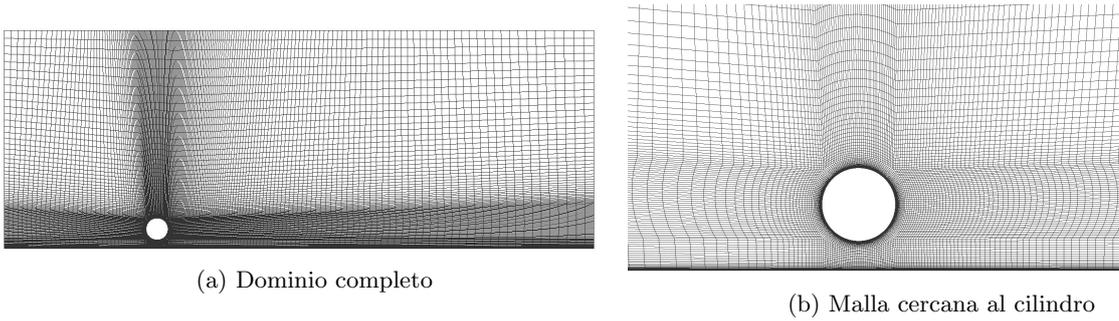


Figura 5.5: Vista de corte 2D de la malla computacional para $G/D = 0,4$.

Para investigar el efecto de la proximidad de un cilindro al suelo, se necesitan crear diferentes mallas, una para cada relación $G/D = 0,2, 0,3, 0,4, 0,8$ y $1,5$. Teniendo en cuenta que la distancia entre el cilindro y el suelo cambia para cada relación G/D es necesario establecer un criterio para generar las mallas. Este criterio consiste en que a medida que el cilindro se aleja del suelo, la cantidad de elementos entre el cilindro y el suelo aumenta y disminuye la cantidad de elementos entre el cilindro y la parte superior del dominio. Esta distribución se define para mantener una relación de aspecto de elementos relativamente similar para cada relación G/D pero sin cambiar el número total de elementos en la dirección vertical y . Por lo tanto, se obtienen 10 mallas diferentes, de las cuales cinco corresponden al modelo tridimensional y las otras cinco al modelo bidimensional. Las mallas bidimensionales (2D) se obtienen sin realizar el proceso de extrusión en la dirección z .

Los resultados se obtienen a partir de realizar simulaciones no estacionarias, donde se realizan entre 3 a 10 iteraciones internas por paso de tiempo para lograr la convergencia de la solución. El proceso de iteración se lleva a cabo hasta que se consigue un patrón de flujo periódico estacionario, y luego se continúa para obtener los datos promediados en el tiempo del campo de flujo y fuerzas sobre el cilindro. Se registraron alrededor de 20 a 30 ciclos de desprendimiento de vórtices para calcular los datos promediados en el tiempo lo suficientemente largos que permitan estadísticas confiables.

5.5. Coeficiente de fuerza y número de Strouhal

Uno de los principales puntos a investigar es el efecto de la proximidad del cilindro a una superficie plana en la fuerza de arrastre (expresada por el coeficiente de arrastre promedio CD) y la fuerza de sustentación (expresada por el coeficiente de sustentación promedio CL) junto con el número de Strouhal St . Las Figuras 5.6 y 5.7 comparan los coeficientes de arrastre y sustentación promediados en el tiempo en función de la relaciones de separación del cilindro respecto al suelo (G/D) con los datos experimentales realizados al mismo número de Re por Buresti y Lanciotti (1992). Se puede

observar en las figuras, que en líneas generales los resultados obtenidos por las simulaciones numéricas 2D-SAS y 3D-SAS se aproximan de forma aceptable a los datos experimentales. De hecho, los valores de CL muestran una mejor precisión con respecto a los datos experimentales, mientras que el comportamiento del arrastre muestra una diferencia ligeramente mayor.

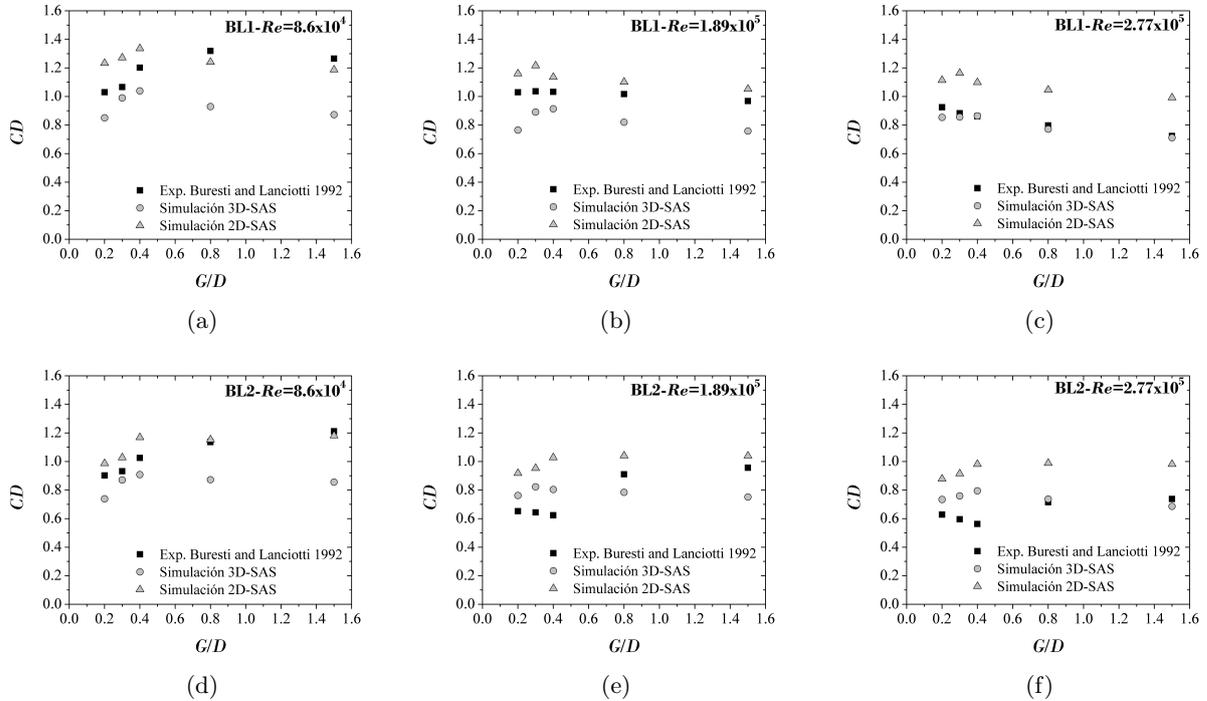


Figura 5.6: Coeficiente de arrastre promedio (CD) en función de la separación G/D .

Teniendo en cuenta el coeficiente de arrastre, los resultados numéricos de 2D-SAS muestran un buen acuerdo con los experimentos para el Re más bajo ($Re = 8,6 \times 10^4$, régimen subcrítico), mientras que los resultados 3D-SAS muestran una buena concordancia con los valores experimentales para el Re más alto ($Re = 2,77 \times 10^5$, régimen crítico). Para el Re intermedio ($Re = 1,89 \times 10^5$), tanto 2D-SAS como 3D-SAS muestran cierta diferencia con los datos experimentales. Otro aspecto a señalar es que la simulación 3D-SAS tiene el inconveniente de la falta de resultados precisos (subestimación de los valores de CD) cuando el cilindro se encuentra alejado del suelo ($G/D > 0,8$) para los Re más bajos, especialmente para $Re = 8,6 \times 10^4$. Esto puede explicarse por el ángulo donde ocurre la separación del flujo, medido desde la posición frontal del cilindro hasta la posición de separación. El comportamiento del flujo para este Re ($Re = 8,6 \times 10^4$ régimen subcrítico) se caracteriza por una separación con capa límite laminar a un ángulo $\theta = 70^\circ - 80^\circ$ desde el punto de estancamiento (Achenbach (1971)). Para $G/D = 1,5$, en donde la influencia del suelo es despreciable y, en consecuencia, la distribución de presión se vuelve simétrica con respecto a la línea horizontal central del cilindro (CL muy cercano a cero en la Figura 5.7 para $G/D = 1,5$), el modelo 3D-SAS predice el punto de separación en un ángulo θ de 95° , lo que explicaría la reducción en el coeficiente

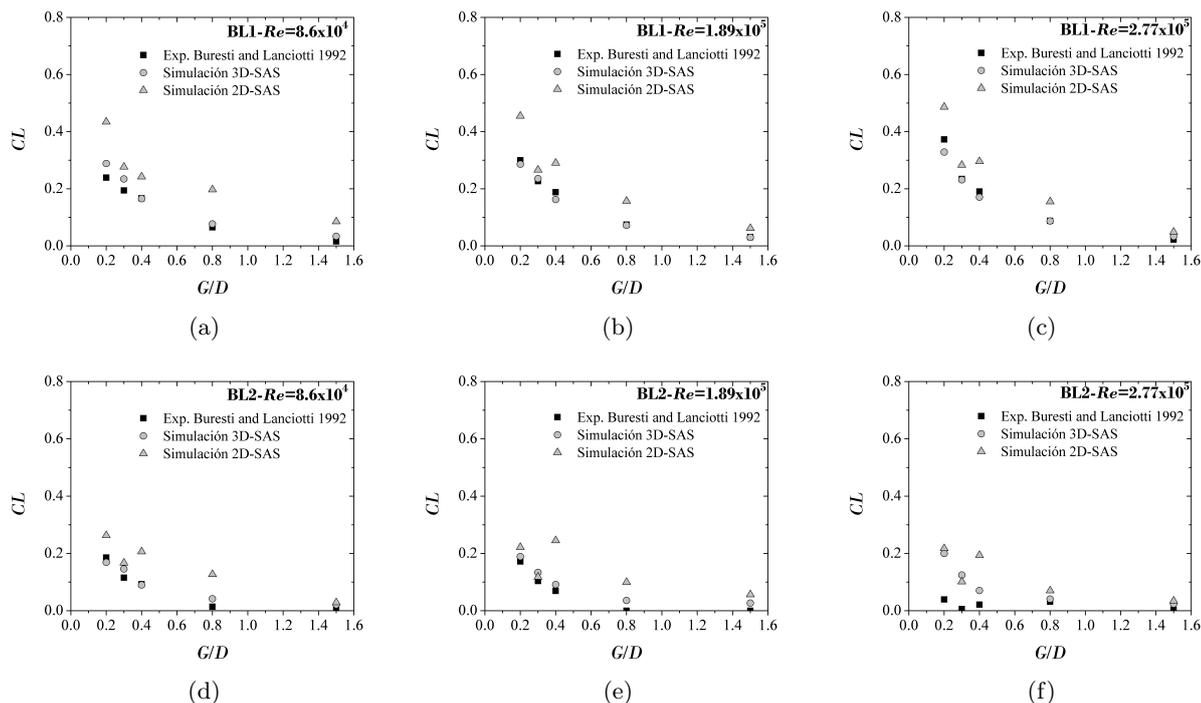


Figura 5.7: Coeficiente de sustentación promedio (CL) en función de la separación G/D .

de arrastre. Un aspecto que resulta interesante notar es que numerosos trabajos realizados a un Re perteneciente al régimen subcrítico, por ejemplo [Lei *et al.* \(1999\)](#), [Nishino *et al.* \(2007\)](#), [Wang *et al.* 2015](#), han concluido que el coeficiente de arrastre depende significativamente de la relación de separación (G/D), lo cual se evidencia en la Figura 5.6 (a) y (d) para el $Re = 8,6 \times 10^4$. Sin embargo, cuando el Re se incrementa y alcanza el régimen crítico ($Re = 2,7 \times 10^5$), esta dependencia del CD con G/D prácticamente desaparece.

Considerando el coeficiente de sustentación, en general, el modelo 3D-SAS muestra una mejor concordancia con los ensayos experimentales de [Buresti y Lanciotti \(1992\)](#). A pesar que las simulaciones 3D capturan adecuadamente la disminución del CL cuando aumenta la relación de separación G/D , la discrepancia para el caso $BL2-Re=2,77 \times 10^5$ entre las simulaciones y los experimentos no resulta del todo clara. Sin embargo, [Goktun \(1975\)](#), quien investigó el flujo alrededor de un cilindro circular cercano a una pared para un número de Reynolds de $2,5 \times 10^5$, informó una variación del CL en función de la relación de separación G/D muy similar a los resultados numéricos 3D-SAS.

En la Figura 5.8 se presenta la variación del número de Strouhal en función de la relación de separación para el número de Reynolds igual a $8,6 \times 10^4$. Los resultados del modelo 2D-SAS y 3D-SAS se comparan con los datos experimentales de [Buresti y Lanciotti \(1992\)](#). Es posible observar que las simulaciones SAS en dos y tres dimensiones muestran un comportamiento muy similar. Si bien los valores numéricos son sobrestimados para todas las separaciones G/D , se observa la misma tendencia cuando se los compara con los datos experimentales. [Rajani *et al.* \(2012\)](#), recientemente

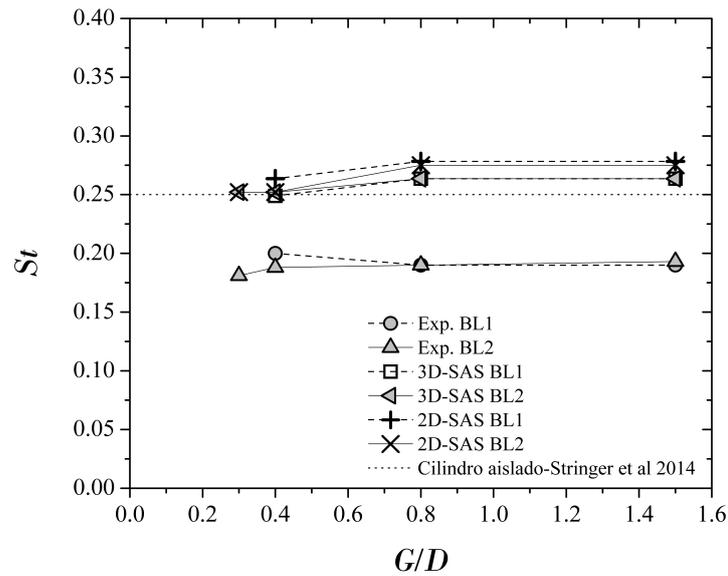


Figura 5.8: Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D para $Re = 8,6x10^4$

informaron un valor del número de Strouhal ($St \approx 0,25$) por encima de los experimentales para un $Re = 1x10^5$, para simulaciones 2D URANS de un cilindro circular inmerso en un flujo libre usando tres modelos de turbulencia, incluido el modelo de turbulencia SST. Por otro lado, se destaca que los números de Strouhal obtenidos para las simulaciones 2D-SAS son levemente superiores a los calculados con 3D-SAS. Una observación a notar es que el número de Strouhal es muy similar entre 2D-SAS y 3D-SAS, lo que sugiere que la frecuencia de desprendimiento de vórtices es insensible a los efectos tridimensionales.

Los resultados del número Strouhal obtenidos por las simulaciones 3D-SAS para los números de Re de $1,89x10^5$ y $2,77x10^5$ se muestran en la Figura 5.9. Así como se observó para $Re = 8,6x10^4$, en la Figura 5.9 el St es prácticamente independiente de la relación G/D , lo que resulta consistente con los resultados publicados previamente por Bearman y Zdravkovich (1978), Taniguchi y Miyakoshi (1990) y Lei *et al.* (1999). Por otra parte, los resultados del St mostraron ser casi independientes del número de Reynolds, aspecto que se ve reflejado en el valor del St para un cilindro solo aislado considerando el mismo rango de Re (Niemann y Hölscher (1990)). Además, se observa que el valor de St no se encuentra afectado por el espesor de la capa límite del suelo.

5.6. Desprendimiento de vórtices y supresión

El desprendimiento de vórtices detrás de un cilindro ubicado a diferentes distancias de separación respecto al suelo se puede analizar examinando el registro en el tiempo de los coeficientes de fuerza (C_D y C_L) y las estructuras del flujo de los desprendimientos de vórtices. Estas estructuras son

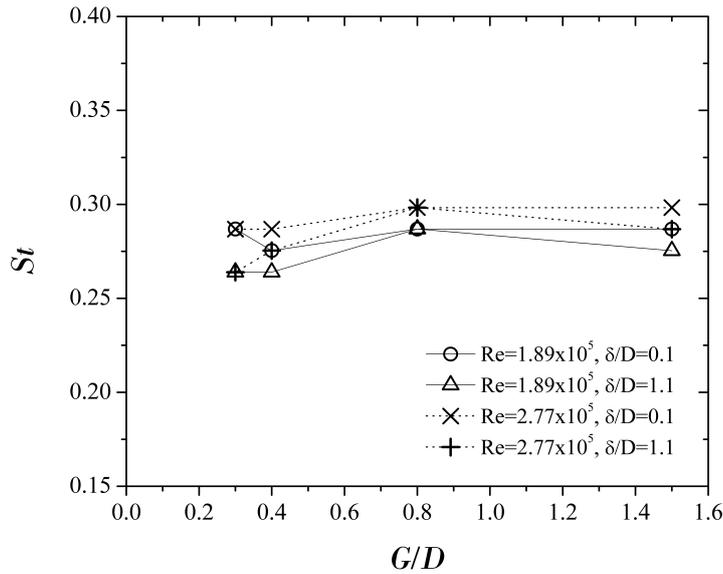


Figura 5.9: Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D para $Re = 1,89 \times 10^4$ y $Re = 2,77 \times 10^4$

posibles de visualizar a través de los contornos del campo de velocidad.

En la Figura 5.10 se muestra las variaciones temporales de los coeficientes de fuerza del cilindro en función del tiempo adimensional, $\Delta t U_\infty / D$, y los contornos instantáneos representativos del campo de velocidad en las secciones del tramo medio del cilindro en la dirección z . Estos resultados corresponden al caso 3D-SAS para diferentes relaciones de separación con el suelo G/D y para el $Re = 8,6 \times 10^4$ con $\delta/D = 0,1$. Las líneas continuas y punteadas representan las variaciones de C_D y C_L , respectivamente. Las gráficas del contorno de velocidad se incluyen en estas figuras para evidenciar las estructuras del flujo en la estela del cilindro.

Al analizar los resultados, se pueden determinar tres regímenes de flujo diferentes en función de G/D : (i) Para grandes relaciones de separación ($G/D > 0,8$), prácticamente la influencia del suelo es despreciable y la característica de desprendimiento de vórtices es similar a la de un cilindro aislado (es decir, cilindro inmerso en un flujo libre); (ii) Para relaciones intermedias de separación ($0,3 < G/D < 0,8$), el desprendimiento de vórtices todavía está presente y la cercanía del cilindro al suelo genera un flujo asimétrico (sobre la dirección x) hacia arriba detrás del cilindro; (iii) Para pequeñas relaciones de separación ($G/D < 0,3$), el desprendimiento periódico de vórtices se suprime, es decir cesan los desprendimientos de vórtices. De esta manera el valor de $G/D = 0,3$ define la relación de separación crítica $(G/D)_c$. Estos regímenes concuerdan adecuadamente con los reportados en Wang y Tan (2008) para un cilindro circular usando velocimetría por imágenes de partículas (PIV, *Particle image velocimetry*) para un número de Reynolds $Re = 1,2 \times 10^4$ con un espesor de capa límite incidente $\delta/D = 0,4$. Además, Nishino *et al.* (2007) y Nishino *et al.*

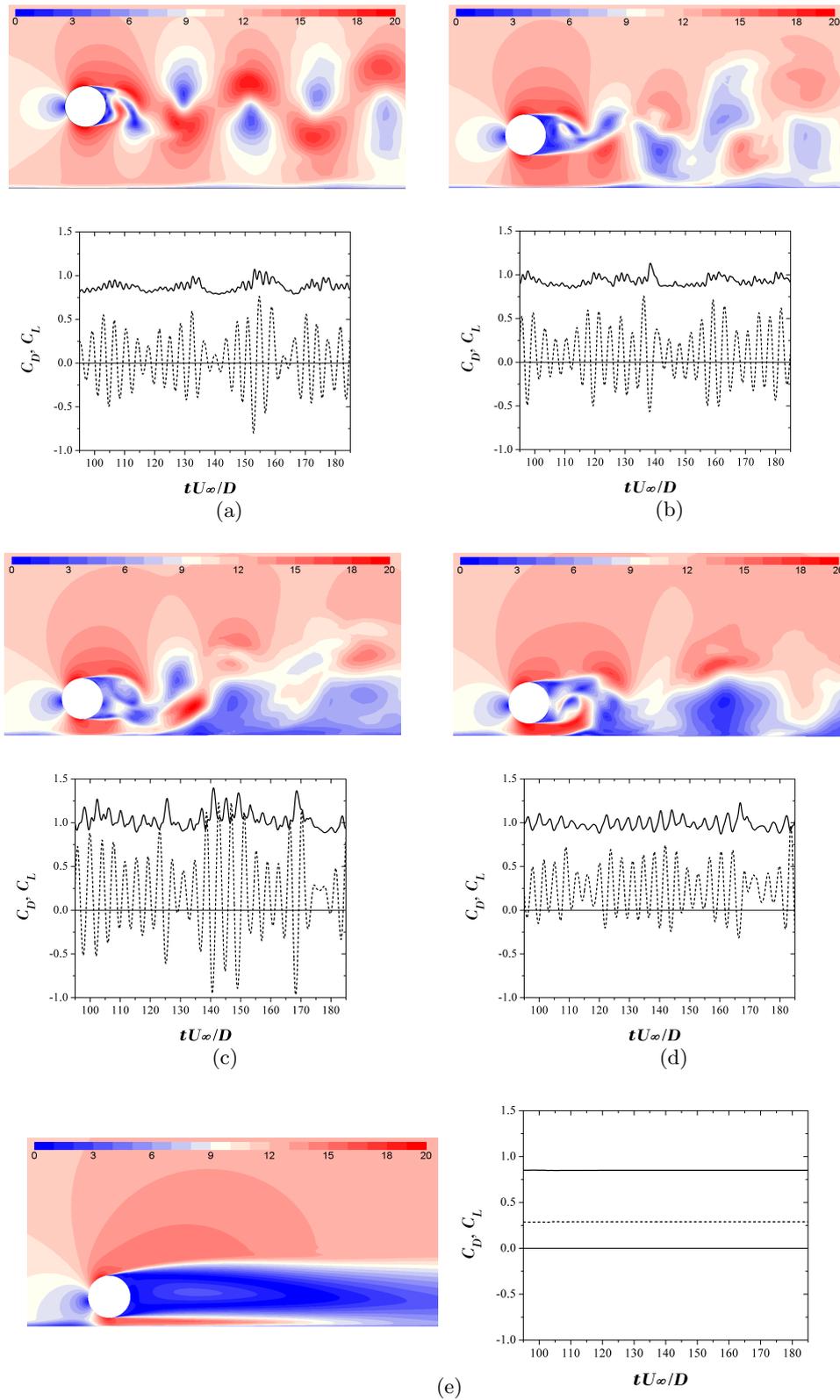


Figura 5.10: Contornos 3D-SAS de la magnitud de velocidad instantánea (m/s) y la variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para BL1 y $Re = 8,6 \times 10^4$; (a) $G/D = 1,5$; (b) $G/D = 0,8$; (c) $G/D = 0,4$; (d) $G/D = 0,3$; (e) $G/D = 0,2$.

(2008) han observado regímenes similares en sus resultados experimentales y numéricos a números de Reynolds similares ($Re = 4 \times 10^4$ y 1×10^5) pero sin considerar ninguna capa límite en el suelo (es

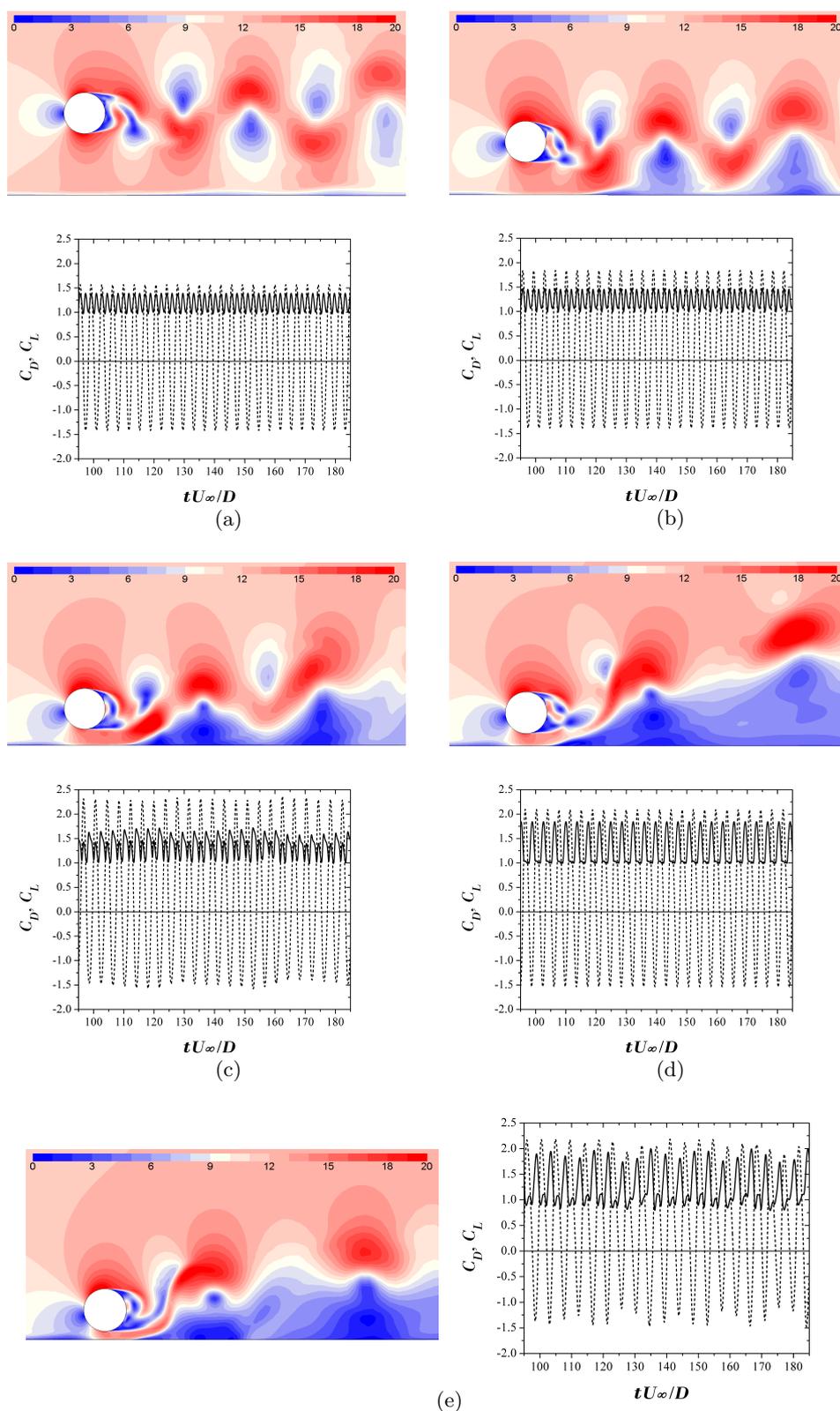


Figura 5.11: Contornos 2D-SAS de la magnitud de velocidad instantánea (m/s) y la variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para BL1 y $Re = 8,6 \times 10^4$; (a) $G/D = 1,5$; (b) $G/D = 0,8$; (c) $G/D = 0,4$; (d) $G/D = 0,3$; (e) $G/D = 0,2$.

decir, tanto el fluido como el piso se movían a la misma velocidad).

En la Figura 5.11 se muestra las variaciones temporales de los coeficientes de fuerza y los

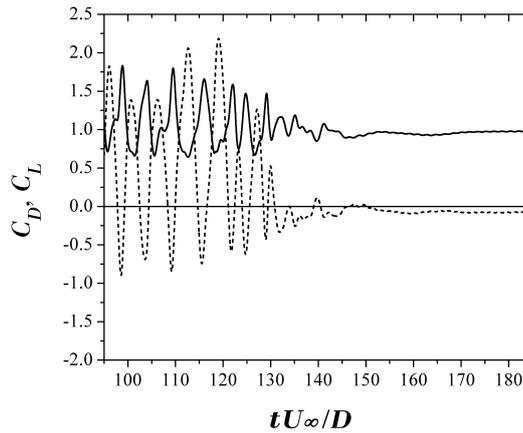


Figura 5.12: Variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para la relación $G/D = 0,1$ para el modelo 2D-SAS considerando la capa límite BL1 y para $Re = 8,6 \times 10^4$.

contornos instantáneos representativos del campo de velocidad obtenidos de las simulaciones 2D-SAS para diferentes relaciones de separación G/D y para el $Re = 8,6 \times 10^4$ con $\delta/D = 0,1$. Las líneas continuas y punteadas representan las variaciones de C_D y C_L , respectivamente. Se puede observar que, en contraste con 3D-SAS, la evolución temporal del coeficiente de sustentación predicho por 2D-SAS oscila regularmente y con una gran amplitud incluso para $G/D = 0,2$, donde se supone que el desprendimiento de vórtices se debería suprimir teniendo en cuenta los datos experimentales de Buresti y Lanciotti (1992). La presencia de vórtices para $G/D = 0,2$ se puede constatar en la Figura 5.11 (e) por medio de la fluctuación de sustentación y por los contornos del campo de velocidad. Debido a que no se obtiene la supresión del vórtices para $G/D = 0,2$ para el caso 2D-SAS se realizó un estudio adicionales para $G/D = 0,1$, obteniendo la supresión del desprendimiento de vórtices como se observa en la Figura 5.12. Esta reducción del valor de separación crítica para el caso 2D-SAS podría deberse a que una mayor amplitud de la fluctuación de sustentación revela una mayor fuerza de los desprendimiento de vórtices detrás de un cilindro, por lo que la supresión de dichos vórtices es más difícil de lograr, lo que resulta en un $(G/D)_c$ menor.

En la Tabla 5.3 se proporciona un resumen del valor de separación crítica para la supresión del desprendimiento de vórtices $(G/D)_c$ para los tres números de Reynolds y para las dos capas límite del suelo consideradas en el presente estudio. Es importante aclarar, que en los casos donde el inicio de la supresión del vórtices corresponde a $(G/D)_c = 0,2$ se realizaron estudios adicionales para $G/D = 0,1$, y así constatar que a $G/D = 0,1$ se producía efectivamente la supresión del desprendimiento de vórtices. Un ejemplo de las variaciones de C_D y C_L para $G/D = 0,1$ se puede ver la Figura 5.13 para el modelo 3D-SAS a un $Re = 2,77 \times 10^5$ y para la capa límite BL2.

Del análisis de la separación crítica obtenida por ambos modelos (2D-SAS y 3D-SAS) en la

Re	δ/D	$(G/D)_c$ (2D-SAS)	$(G/D)_c$ (3D-SAS)	$(G/D)_c$ Buresti y Lanciotti (1992)
$8,6 \times 10^4$	0,1	0,2	0,3	0,4
	1,1	0,2	0,3	0,3
$1,89 \times 10^5$	0,1	0,2	0,3	-
	1,1	0,2	0,2	-
$2,77 \times 10^5$	0,1	0,2	0,2	-
	1,1	0,2	0,2	-

Tabla 5.3: Resumen del $(G/D)_c$ para la supresión del desprendimiento de vórtices.

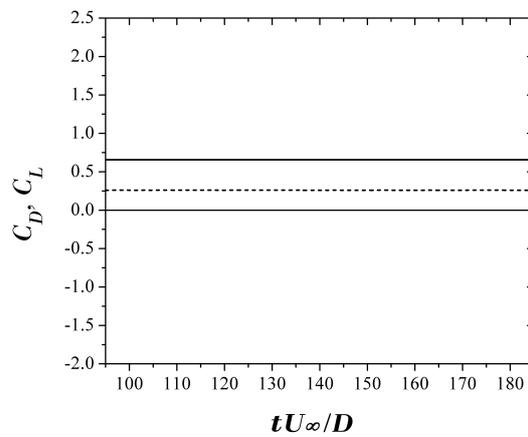


Figura 5.13: Variación temporal del C_D (línea continua) y del C_L (línea punteada) para la relación $G/D = 0,1$ para el modelo 3D-SAS considerando la capa límite BL2 y para $Re = 2,77 \times 10^5$.

Tabla 5.3 se desprende que: para el $Re = 2,77 \times 10^5$ resulta igual en ambos modelos; para el $Re = 1,89 \times 10^5$ aparece una diferencia en $\delta/D = 0,1$; mientras que para $Re = 8,6 \times 10^4$ los resultados de los modelos difieren un poco en ambos espesores de capa límite. Teniendo en cuenta los valores experimentales obtenidos en Buresti y Lanciotti (1992) para $Re = 8,6 \times 10^4$, el modelo 3D-SAS muestra una mejor concordancia con los datos experimentales que el modelo 2D-SAS.

Al analizar el efecto del número de Reynolds en la supresión del desprendimiento de vórtices, se observa en la Tabla 5.3 que $(G/D)_c$ predicho por 2D-SAS permanece sin cambios con Re , mientras que 3D-SAS muestra que $(G/D)_c$ disminuye cuando Re aumenta, es decir, la distancia crítica del cilindro al suelo para la supresión del desprendimiento de vórtices disminuye a medida que aumenta el número de Reynolds. Probablemente, este cambio en $(G/D)_c$ con el Reynolds podría estar relacionado con un cambio en el régimen del flujo (subcrítico a crítico) y no con un cambio en el número de Reynolds en si mismo (Grioni *et al.* (2018)). Las evidencias que llevan a esta interpretación se debe a tres aspectos: primero, que los resultados obtenidos en este trabajo respaldan esa interpretación, segundo, que en el trabajo de Ong *et al.* (2010) obtuvieron para

simulaciones numéricas bidimensional una relación similar: el $(G/D)_c = 0,3$ para un $Re = 1,31 \times 10^4$ (régimen subcrítico) y un $(G/D)_c \approx 0,1 - 0,15$ para un $Re = 3,6 \times 10^6$ (régimen supercrítico), ambas simulaciones con $\delta/D = 0,48$, y finalmente, que numerosos trabajos llevados a cabo a diferentes números de Reynolds pero dentro del régimen subcrítico (Bearman y Zdravkovich (1978), Lei et al. (1999), Taniguchi y Miyakoshi (1990), Wang y Tan (2008)) concluyeron que la relación G/D crítica a la cual se suprimen los vórtices corresponde al un valor $(G/D)_c = 0,3$.

Al considerar el efecto del espesor de la capa límite (δ) en la supresión del desprendimiento de vórtices, Buresti y Lanciotti (1992) encontraron que la relación de separación crítica $(G/D)_c$ es de aproximadamente 0,4 para la capa límite delgada ($\delta/D = 0,1$), mientras que disminuye a aproximadamente a 0,3 para la capa límite más gruesa ($\delta/D = 1,1$) a un $Re = 8,6 \times 10^4$. Estas observaciones están en acuerdo con Lei et al. (1999), quienes demostraron que el desprendimiento de vórtices se suprime en una relación de separación de aproximadamente 0,4 a 0,3, a medida que el espesor de la capa límite aumenta de $\delta/D = 0,14$ a $\delta/D = 2,89$ para un $Re = 1,35 \times 10^4$. Por otro lado, Taniguchi y Miyakoshi (1990) mostraron que $(G/D)_c$ aumenta gradualmente con el aumento de δ : de $(G/D)_c = 0,3$ para $\delta/D \approx 0,4$ a $(G/D)_c = 0,9$ para $\delta/D \approx 1$ a valores comparables del números de Reynolds ($Re = 9,4 \times 10^4$). El presente estudio numérico indica que la distancia crítica no muestra una marcada dependencia del grosor de la capa límite incidente (δ), aunque para $Re = 1,89 \times 10^5$ los resultados obtenidos por el 3D-SAS muestran que $(G/D)_c$ disminuye de 0,3 a 0,2, a medida que δ/D aumenta de 0,1 a 1,1, lo que coincide con la tendencia observada por Buresti y Lanciotti (1992) y Lei et al. (1999).

La magnitud de las fluctuaciones del coeficiente de sustentación puede representarse por su valor de RSM ($C_{L,RMS}$) como se observa en la Figura 5.14. En dicha figura se presenta las variaciones del $C_{L,RMS}$ con la relación de separación y el número de Reynolds predichos por las simulaciones 2D y 3D-SAS, junto con los resultados de los experimentos realizados por Buresti y Lanciotti (1992). La Figura 5.14 (a) muestra los valores para el espesor de capa límite $\delta/D = 0,1$, y la Figura 5.14 (b) muestra los valores para el espesor de la capa límite $\delta/D = 1,1$. Las simulaciones 2D-SAS muestran una sobre predicción de los valores del $C_{L,RMS}$ en comparación con los datos experimentales, mientras que las simulaciones 3D-SAS muestran una buena concordancia con los resultados experimentales. Recientemente, Prsic et al. (2016) mostraron un comportamiento similar para las simulaciones 2D y 3D utilizando un modelo LES para estudiar el flujo alrededor de un cilindro ubicado a una distancia de $G/D = 0,6$ de la pared a un $Re = 1,31 \times 10^4$.

Por último, se expone las estructuras de estela instantánea del cilindro visualizadas con iso-superficies del criterio Q (Q -criterion) coloreada con la magnitud de la relación de viscosidad turbulenta (ν_t/ν) en la Figura 5.15. Se puede observar una clara diferencia en los casos $G/D = 0,8$

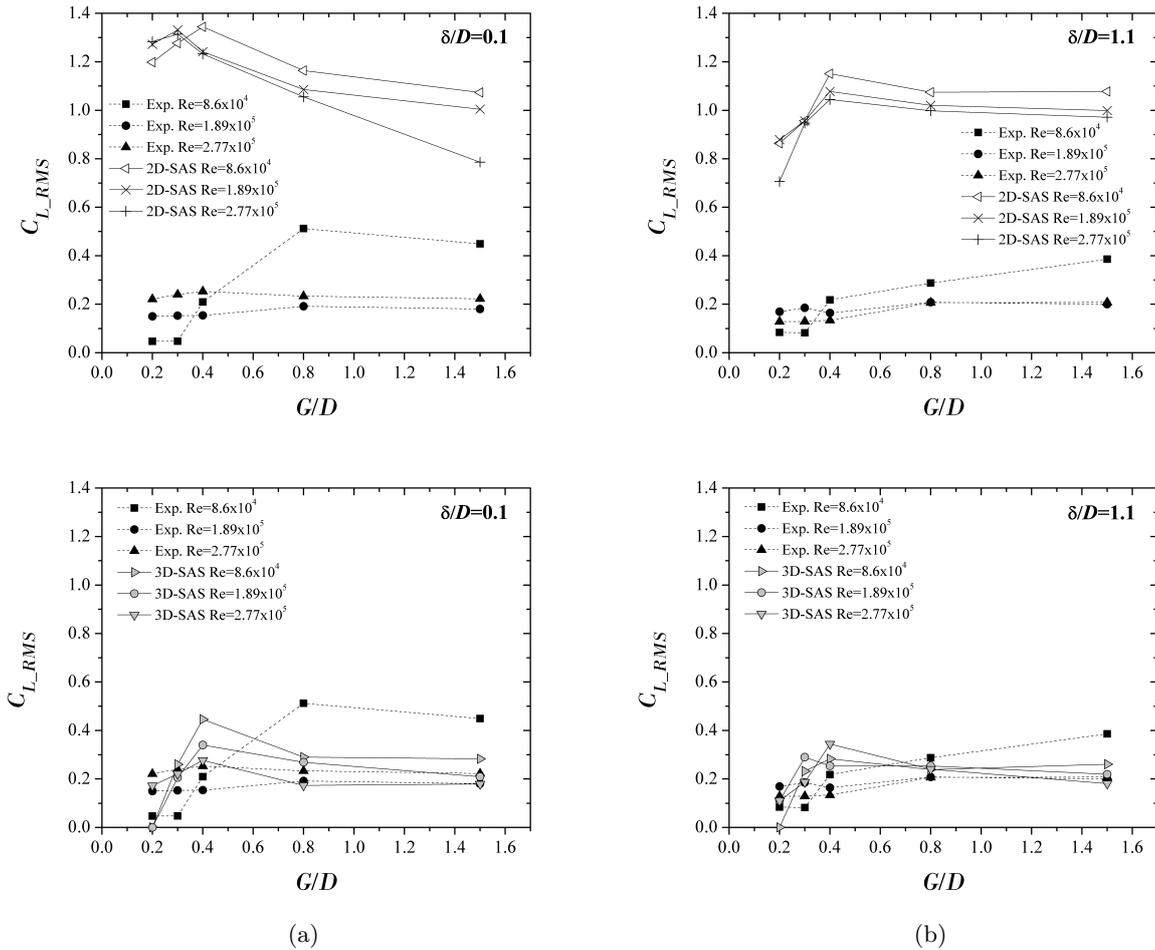


Figura 5.14: Coeficiente de sustentación RMS en función de la relación de separación G/D ; a) espesor de la capa límite $\delta/D = 0,1$, b) espesor de la capa límite $\delta/D = 1,1$.

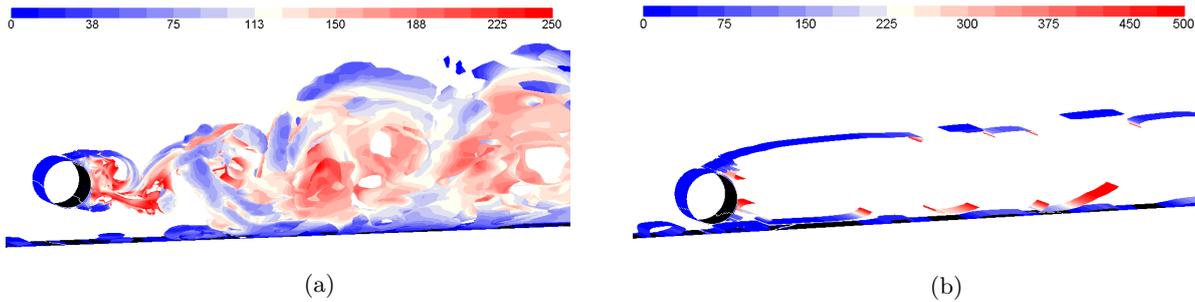


Figura 5.15: Iso-superficies del criterio Q instantáneo ($Q = 1 \text{ s}^{-2}$) para $Re = 8,6x10^4$ y $\delta/D = 0,1$ predicho por 3D-SAS; (a) $G/D = 0,8$; (b) $G/D = 0,2$.

y $G/D = 0,2$. En la Figura 5.15 (a), se ve reflejado el desprendimiento de vórtice alternados tridimensional generados detrás del cilindro para $G/D = 0,8$, mientras que en la Figura 5.15 (b) se puede identificar dos capas de corte a ambos lados del cilindro para $G/D = 0,2$ donde los desprendimiento se encuentran suprimidos.

Capítulo 6

Flujo alrededor de cilindros en tándem

“What is not fully understood is not possessed”

Johann Wolfgang von Goethe, 1749-1832

En este capítulo se presentan los resultados numéricos obtenidos para el caso del flujo alrededor de cilindros en tándem en forma aislada. El objetivo del análisis es estudiar la interferencia del flujo que ocurre cuando dos cilindros se colocan a diferentes distancias uno detrás del otro, comparando los resultados con datos experimentales y con el caso de un cilindro solo en forma aislada.

En primer término se analizan los efectos de la separación entre los cilindros a través de los coeficiente fuerza promedio y fluctuante, y el número de Strouhal. En segundo término se estudian y caracterizan las estructuras de estela de flujo detrás de ambos cilindros. Finalmente, se evalúan la distribución de presión y los puntos de estancamiento sobre la superficie de los cilindros.

6.1. Introducción al efecto de interferencia con una breve revisión

En muchos casos de actividades de ingeniería, los cuerpos cilindros son uno de los componentes estructurales mayormente utilizados y que a menudo se encuentran conformando grupos, como por ejemplo, grupos de chimeneas, cables aéreos de líneas eléctricas, tubos en intercambiadores de calor, torres de reacción química, plataformas marinas, tanques de almacenamiento, entre otros. El efecto de la presencia de más de un cuerpo colocado dentro del flujo de fluido es llamado interferencia de flujo. Un tipo de interferencia de flujo corresponde a cilindros que están alineados uno detrás del otro, es decir en tándem. A este tipo de interferencia se la denomina “interferencia de estela” según [Zdravkovich \(1987\)](#). Dependiendo de la distancia entre los cilindros, se producen diferentes comportamientos de flujo alrededor de ambos cilindros que tienen efectos significativos en los vórtices desprendidos y en la distribución de presión sobre los cilindros, y como consecuencia de esto también ocurrirá lo mismo con las cargas resultantes sobre los mismos. Algunos de los

pioneros en estudiar la clasificación del flujo de dos cilindros en tándem fueron Igarashi (1981), Igarashi (1984) y Zdravkovich Zdravkovich (1987). Estos trabajos identificaron tres regímenes de flujo principales en función de la distancia entre los cilindros expresados como la relación entre la distancia de centro a centro de los cilindros y el diámetro del cilindro, L/D : (i) el régimen de un cuerpo extendido único (*single extended-body regime*) para pequeños separaciones ($1 < L/D < 1,2 - 1,8$), donde el desprendimiento periódico de vórtices de von Kármán aparece sólo detrás del segundo cilindro; (ii) el régimen de re-adherencia (*reattachment regime*) para separaciones intermedias ($1,2 - 1,8 < L/D < 3,4 - 3,8$), donde la capa de corte desprendida del cilindro de adelante se vuelve a adherir en el cilindro de atrás y los vórtice se forman sólo detrás del segundo cilindro; (iii) el régimen de co-desprendimiento (*co-shedding regime*) para grandes distancias adimensionales L/D ($L/D > 3,4 - 3,8$), donde el desprendimiento de vórtices ocurre desde ambos cilindros con la misma frecuencia. La presencia de cada régimen de flujo depende particularmente del valor del número de Reynolds (Zdravkovich (1987)) y la intensidad de la turbulencia de flujo libre (Ljungkrona *et al.* (1991)). Además de estos regímenes, hay una transición entre los regímenes de “reattachment” y “co-shedding” que ocurren de manera intermitente, cambiando entre uno y otro régimen. Este comportamiento es llamado flujo biestable (*bistable flow*) por Igarashi (1981), y las correspondientes distancias adimensionales L/D se las define como críticas $(L/D)_c$.

Durante las últimas décadas, se han realizado numerosos estudios experimentales del problema de la interferencia de flujo cuando se colocan dos cilindros en tándem, por ejemplo Zdravkovich y Pridden (1977), Igarashi (1981), Zhang y Melbourne (1992), Alam *et al.* (2003), Alam (2014) y Wang *et al.* (2018). La mayoría de los experimentos anteriores se llevaron a cabo en el rango de números de Reynolds $1 \times 10^4 < Re < 8 \times 10^4$ los cuales corresponden al régimen subcrítico para un cilindro aislado Niemann y Hölscher (1990). Una revisión exhaustiva de los estudios experimentales para dos cilindros en tándem está dada por Sumner (2010). Por otra parte, un enfoque más reciente ha sido estudiar el flujo alrededor de dos cilindros en configuración tándem usando simulaciones numéricas mediante la dinámica de fluidos computacional (CFD). Algunos de los estudios numéricos del flujo alrededor de cilindros en tándem aislados fueron realizados por Meneghini *et al.* (2001), Carmo y Meneghini (2006), Mittal *et al.* (1997), Liang *et al.* (2009), Palau-Salvador *et al.* (2008) y Kitagawa y Ohta (2008). Meneghini *et al.* (2001) utilizó un método de paso fraccional (*fractional step method*) para un Re desde 100 hasta 200. Carmo y Meneghini (2006) empleó un método de elemento espectral (*spectral element method*) en el rango de Re desde 160 a 320. Por otra parte, Mittal *et al.* (1997) usó una formulación de elementos finitos (FEA) para un $Re = 100$ y 1000, y Liang *et al.* (2009) consideró un flujo laminar para un $Re = 100$. Palau-Salvador *et al.* (2008) y Kitagawa y Ohta (2008) utilizaron LES (*Large Eddy Simulation*) para un $Re = 1500$

y $2,2 \times 10^4$, respectivamente. Sin embargo, muchos de los trabajos están limitados a simulaciones bidimensionales (2D) y están restringidos a números de Reynolds menores a 1000.

El objetivo del presente estudio es doble. El primer objetivo es examinar juiciosamente si estas simulaciones numéricas de última generación que utilizan escalas adaptativas (modelo SST-SAS) pueden reproducir, y con qué precisión, este tipo de flujo de cuerpo romo considerando los efectos de interferencia. El segundo objetivo es investigar los campos de flujo y las cargas aerodinámicas con más detalle y, por lo tanto, proporcionar una mayor comprensión de los mecanismos físicos del efecto de interferencia, así como la razón por la cual SST-SAS puede o no capturar correctamente los efectos de la interferencia.

6.2. Dominio computacional

Un diagrama esquemático del dominio computacional se resumen en la Figura 6.1.

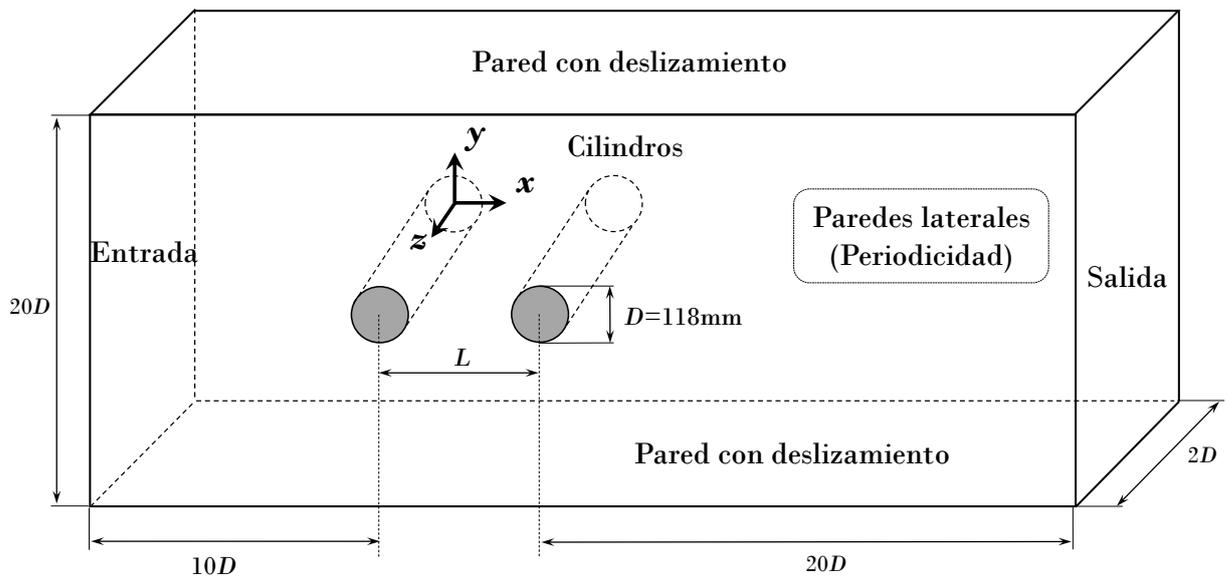


Figura 6.1: Diagrama esquemático del modelo de simulación.

En la entrada del dominio se aplica un flujo constante y uniforme ($U_\infty = 15,35 \text{ m/s}$) con bajo nivel de turbulencia (correspondiente a una intensidad de turbulencia de 0,1% y una relación de viscosidad turbulenta igual a la unidad). A la salida del dominio de simulación, se aplicó una condición de difusión del flujo nula para todas las variables (condición homogénea de Neumann), definida como condición de borde “outflow” en Fluent. Para el límite superior e inferior del dominio se especificó una condición de pared libre ($v = 0$, velocidad nula en la dirección y) y para los contornos laterales una condición de periodicidad sin caída de presión es impuesta en la dirección z . En cuanto a pared del cilindro se usó la condición de no deslizamiento, es decir, la velocidad nula sobre la pared ($u = v = w = 0$).

Se consideran diferentes distancias de centro a centro entre los cilindros L/D desde 1,1 a 7 para un número de Reynolds subcrítico alto ($Re = U_\infty D/\nu$, donde U_∞ es la velocidad de la corriente libre, D es el diámetro de los cilindros, y ν es la viscosidad cinemática del fluido). El número de Reynolds utilizado es $1,2 \times 10^5$, igual al estudio experimental realizado por Zdravkovich y Pridden (1977).

6.3. Análisis de la resolución espacial y temporal

Un estudio de convergencia de malla y paso de tiempo se realiza para el caso de cilindros en tándem para $L/D = 5$. El procedimiento empleado aquí es similar al utilizado en el Capítulo 5 pero sin el análisis de sensibilidad de malla en la dirección z . Siguiendo esta referencia, utilizamos densidades de malla muy similares. Primero, se plantean tres diferentes resoluciones de malla en el plano $x - y$ definidas como $M1$, $M2$ y $M3$ manteniendo fijo la resolución de malla en la dirección z con 20 elementos. Con el fin de obtener una relación de refinamiento de malla constante en el plano $x - y$, en el caso $M1$ el número de elementos en cada dirección (x e y) se estableció de manera que la malla $M2$ resulta en un 50 % más de elementos en cada dirección que en la malla $M1$. Mientras que en la malla $M3$, el número de elementos en cada dirección se incrementó en un 50 % con respecto a la malla $M2$. En las simulaciones realizadas para estas tres mallas diferentes, el paso de tiempo adimensional se mantuvo constante e igual $\Delta t U_\infty / D = 0,01$ correspondiente a un número máximo de CFL por debajo de 2 para la malla $M2$.

Paralelamente, se llevó a cabo un análisis de sensibilidad de los resultados al valor del paso de tiempo utilizando la malla $M2$. Se compara dos pasos de tiempo adimensionales diferentes, $T1 = 0,01$ y $T2 = 0,0052$. En el caso $T2$, el paso de tiempo se reduce aproximadamente a la mitad de $T1$, $\Delta t U_\infty / D = 0,00052$, lo que garantiza un número de $CFL < 1$ en todo el dominio de simulación. La Tabla 6.1 reagrupa los diversos resultados que se obtuvieron para este análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo. El subíndice 1 se encuentra asociado al cilindro de adelante, mientras que el subíndice 2 se refiere al cilindro de atrás.

Por un lado, se puede observar que la convergencia del CD para la resolución (x, y) puede resultar no tan evidente. Sin embargo, la diferencia del CD_1 y CD_2 entre los casos $M2$ y $M3$ es menor que la de los casos $M1$ y $M2$, lo que sugiere un cierto grado de convergencia de malla en las direcciones x e y . Esta convergencia resulta más clara para los números de Strouhal St_1 y St_2 . Por otro lado, respecto al análisis del paso de tiempo, las diferencias entre el caso $T1$ y $T2$ muestran una adecuada convergencia temporal. En consecuencia, se decidió realizar todas las simulaciones utilizando la malla $M2$ con el valor del paso de tiempo $T1$. Esta malla tridimensional $M2$ resulta en una cantidad de $1,19 \times 10^6$ elementos, como se muestra en la Tabla 6.2 para el caso $L/D = 5$.

Casos	Malla (x,y)	Malla (z)	$\Delta t U_\infty / D$	CD_1	CD_2	St_1	St_2
<i>Resolución (x, y)</i>							
$M1$	26155	20	0,01	0,718	0,446	0,246	0,246
$M2$	59496	20	0,01	0,685	0,486	0,257	0,257
$M3$	128172	20	0,01	0,696	0,484	0,257	0,257
<i>Resolución temporal</i>							
$T1$	59496	20	0,01	0,685	0,486	0,257	0,257
$T2$	59496	20	0,0052	0,699	0,457	0,250	0,250

Tabla 6.1: Valores promediados en el tiempo del CD y St para ambos cilindros con diferente resolución espacial y temporal. ($L/D = 5$).

6.4. Definición de mallas en función de L/D

Para investigar los flujos alrededor de dos cilindros circulares dispuestos en tándem, en este trabajo se considera la relación entre los cilindros igual a $L/D = 1,1, 2, 2,5, 3, 3,5, 4, 5, 6$ y 7 . Por lo tanto, es necesario crear una malla para cada relación L/D . A fin de mantener una relación de aspecto de malla similar en el espacio entre los cilindros L para cada malla, a medida que el cilindro de atrás se aleja del cilindro de adelante, el número de elementos de malla entre los cilindros aumenta. De esta manera resulta que el número total de elementos de las malla tridimensionales para cada espaciado L/D varía desde $0,91$ (para $L/D = 1,1$) a $1,31$ (para $L/D = 7$) millones, como se resume en la Tabla 6.2.

L/D	Total Elementos (aprox.)
1,1	$0,91x10^6$
2	$1,00x10^6$
2,5	$1,04x10^6$
3	$1,07x10^6$
3,5	$1,10x10^6$
4	$1,13x10^6$
5	$1,19x10^6$
6	$1,25x10^6$
7	$1,31x10^6$

Tabla 6.2: Resumen de la malla utilizada para cada espaciado L/D .

Las mallas tridimensional se obtienen simplemente extendiendo la malla bidimensional en la dirección z una distancia de 2 veces el diámetro. En la Figura 6.2 (a) se muestra un ejemplo de la

mallas bidimensionales para $L/D = 3$, y en la Figura 6.2 (b) se muestra los detalles de la malla cercana a la superficie del cilindro. Como se puede observar en la Figura 6.2 (b), se aplica un refinamiento cerca de los cilindros y en el espacio entre ellos para capturar correctamente la capa límite en la superficie de los mismos y las estructuras de flujo entre los dos cilindros. El tamaño del primer elemento de malla sobre la superficie de los cilindros es definido de tal manera de asegurar una resolución espacial de $y^+ < 1$ (distancia de pared adimensional) y el espesor de la capa límite es definido con 20 y 30 elementos. Para cada discretización alrededor de los cilindros se utilizaron 160 elementos ubicados equidistantes.

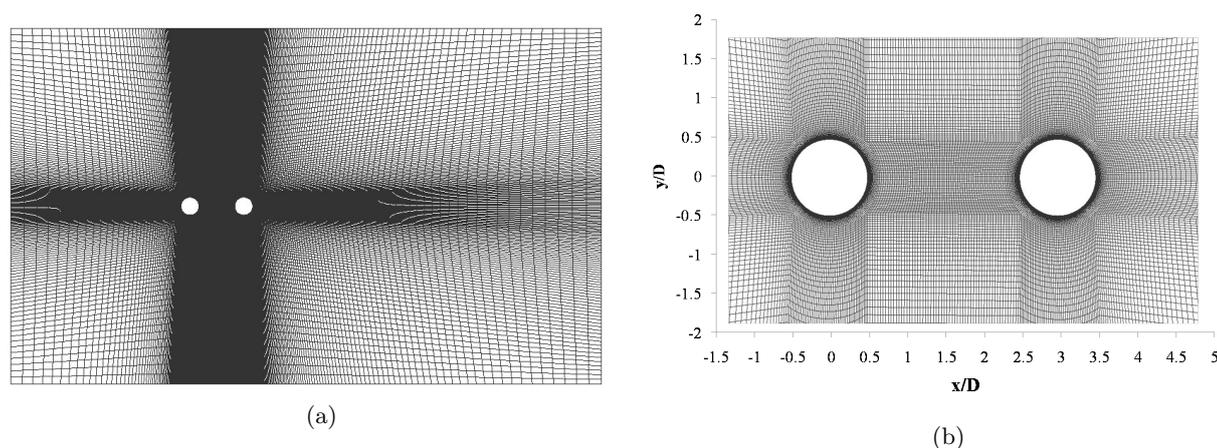


Figura 6.2: Ejemplo de la malla computacional utilizada para el caso $L/D = 3$.

Así, obtenemos un total de 9 mallas diferentes para llevar adelante la investigación de la interferencia de flujos alrededor de dos cilindros circulares dispuestos en tándem. Además de estas mallas, se generó una malla adicional para simular el caso de un cilindro solo y así poder comparar estos resultados con los resultados de dos cilindros en tándem y evidenciar los efectos de la interferencia. Los resultados obtenidos para la simulación de un cilindro solo se detallan en el Apéndice A.

6.5. Coeficientes de Fuerzas aerodinámicas

En esta sección se presenta los resultados del análisis de los coeficientes de arrastre y sustentación por medio de considerar su evolución temporal, sus valores promedio y las fluctuaciones obtenidas de aplicar el *RMS* a dichos coeficientes. Los resultados corresponden a las relaciones de separación entre los cilindros igual a $L/D = 1, 1, 2, 2, 5, 3, 3, 5, 4, 5, 6$ y 7 y para un número de Reynolds de $1,2 \times 10^5$.

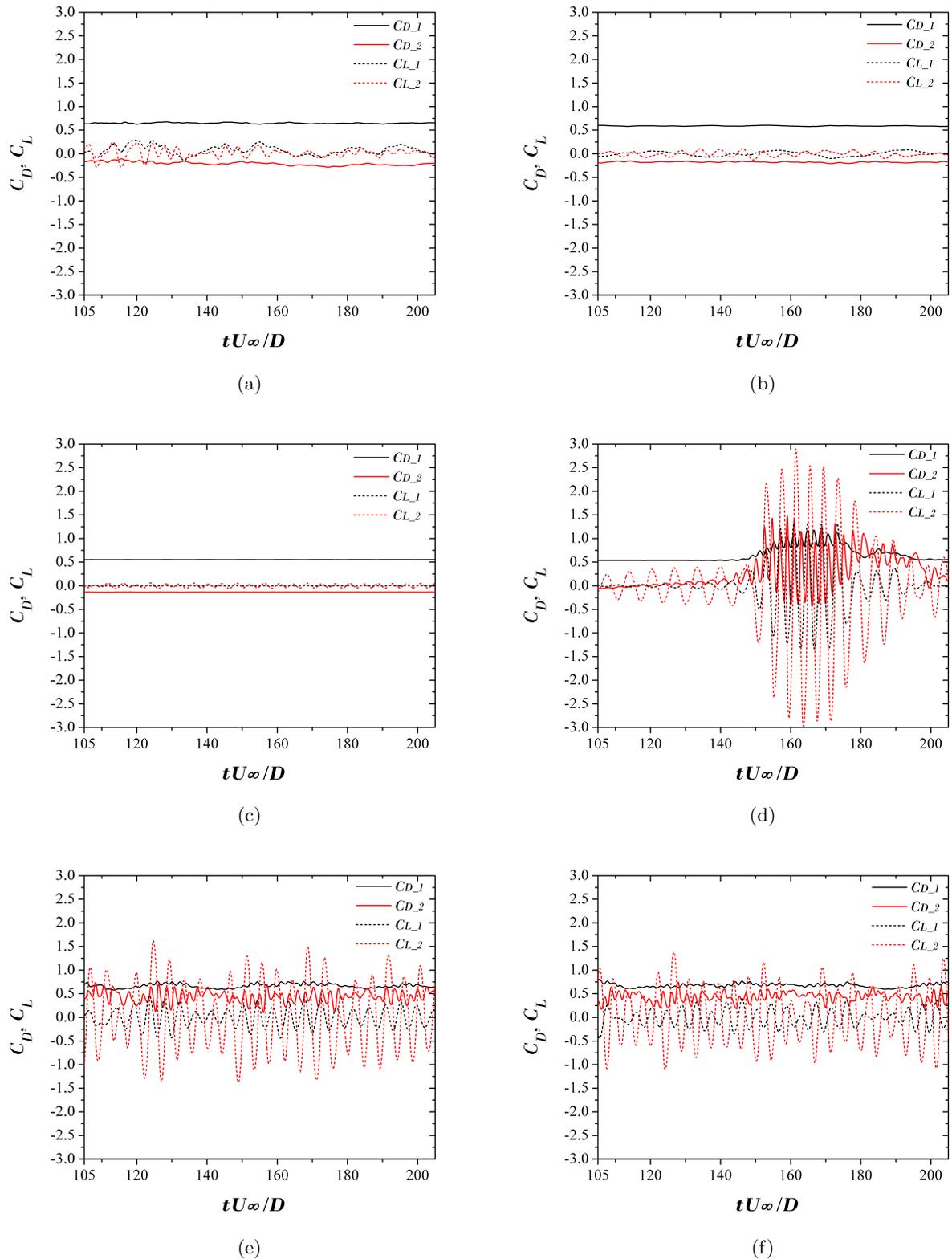


Figura 6.3: Evolución temporal del C_D (línea continua) y C_L (línea punteada) de ambos cilindros: (a) $L/D = 1,1$, (b) $L/D = 2$, (c) $L/D = 2,5$, (d) $L/D = 3$, (e) $L/D = 3,5$, (f) $L/D = 4$, (g) $L/D = 5$, (h) $L/D = 6$, (i) $L/D = 7$, (j) un solo cilindro.

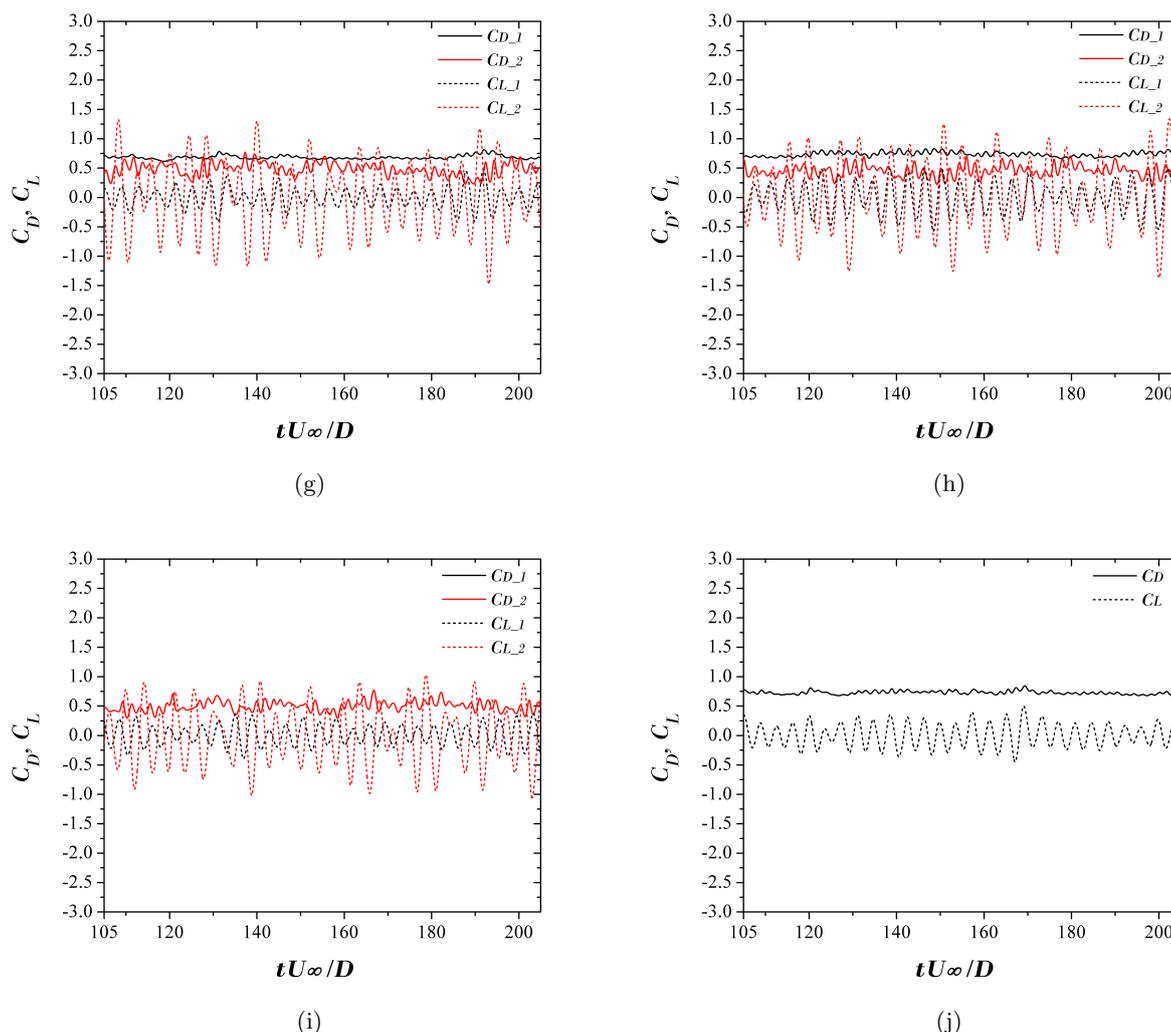


Figura 6.3: (continúa)

6.5.1. Evolución temporal de los coeficientes de fuerza

La evolución temporal de los coeficientes de fuerza (C_D y C_L) de ambos cilindros para el rango de tiempo adimensional $tU_\infty/D = 105 - 205$ se muestra en la Figura 6.3. Estas 100 unidades de tiempo adimensional corresponden al tiempo de registro de aproximadamente 20 a 30 ciclos de desprendimiento de vórtices con el objetivo de alcanzar suficiente información para obtener una estadística confiable. La línea de puntos representa los coeficientes C_L y la línea continua el coeficiente C_D .

Para $L/D < 3$, la fluctuación de los coeficientes de arrastre y sustentación para ambos cilindros (Figura 6.3 (a) - (c)) es más pequeña que la obtenida para un solo cilindro (Figura 6.3 (j)). Esto implica que los cilindros se comportan de manera diferente a cuando están solos, con lo cual se evidencia que los efectos de interferencia están presentes. Las pequeñas fluctuaciones en el C_D y C_L (en comparación con el cilindro solo) se pueden explicar por un lado, debido al poco espacio que hay

entre los cilindros donde no se alcanza a genera el desprendimiento de vórtices correspondiente al cilindro de adelante, y, por otro lado, a que las estructuras de vórtices que se desprende del cilindro de atrás no logran formarse lo suficiente. Por otra parte se puede observar que para $L/D < 3$, las figuras muestran que la amplitud de fluctuación del C_L y C_D para ambos cilindros disminuye cuando aumenta el espacio entre los cilindros, hasta $L/D = 2,5$ donde la fluctuación de C_L y C_D es casi insignificante (sólo visible en el C_L). Sin embargo, para $L/D = 3$ este comportamiento cambia por completo. Esta discusión es retomada cuando se analice el C_{D_RMS} y el C_{L_RMS} .

Al considerar el caso para $L/D = 3$, la Figura 6.3 (d) muestran dos patrones de flujo diferentes. En el rango de 105 – 145, las amplitudes de las fluctuaciones del coeficiente de arrastre y de sustentación forman un patrón momentáneamente similar a $L/D < 3$, mientras que en el rango de 145 – 205 se evidencia otro patrón, el cual es similar al comportamiento del flujo para $L/D > 3$. Este comportamiento indica que la distancia adimensional $L/D = 3$ define un punto de transición y el valor de un espaciado crítico $(L/D)_c$. Esta transición es consistente con la identificada por Igarashi (1981).

Para $L/D > 3$ las Figuras 6.3 (e) - (i) muestran que las fluctuaciones del C_D y del C_L para el cilindro de adelante tiende a asemejarse a la de un solo cilindro, mientras que la amplitud de fluctuación de C_L y C_D en el cilindro de atrás es mayor que en el cilindro de adelante. Además, se puede observar que la frecuencia de fluctuación del C_L para ambos cilindros es parecida, lo que sugiere que ambos cilindros experimentan desprendimiento de vórtice a la misma frecuencia. Este desprendimiento de vórtices se describe con más detalle en la Sección 6.6.1.

6.5.2. Coeficientes de fuerza promedio y fluctuantes

Los coeficientes de arrastre promediados en el tiempo para cada cilindro en función de L/D se muestran en la Figura 6.4. Datos experimentales publicados previamente se incluyen para ser comparados con los resultados obtenidos por las simulaciones SST-SAS. Además, para explorar el efecto de la interferencia, se adicionan los resultados numéricos para un solo cilindro obtenidos del Apéndice A.

Teniendo en cuenta los valores promedios de CD para el cilindro de adelante (CD_1), los resultados numéricos muestran una predicción insuficiente (subestimados) en comparación con los datos experimentales obtenidos por Biermann y Herrnstein Jr (1934) ($Re = 1,1x10^5$) y por Okajima (1979) ($Re = 1,7x10^5$). Así como se explicó en el Capítulo 5, la causa de esta discrepancia en la predicción del CD_1 puede explicarse por el ángulo donde se produce la separación del flujo para el cilindro de adelante. El comportamiento del flujo para este Re (régimen subcrítico alto) se caracteriza por una separación laminar en un ángulo de $\theta_s = 70^\circ - 80^\circ$ desde el punto de estancamiento

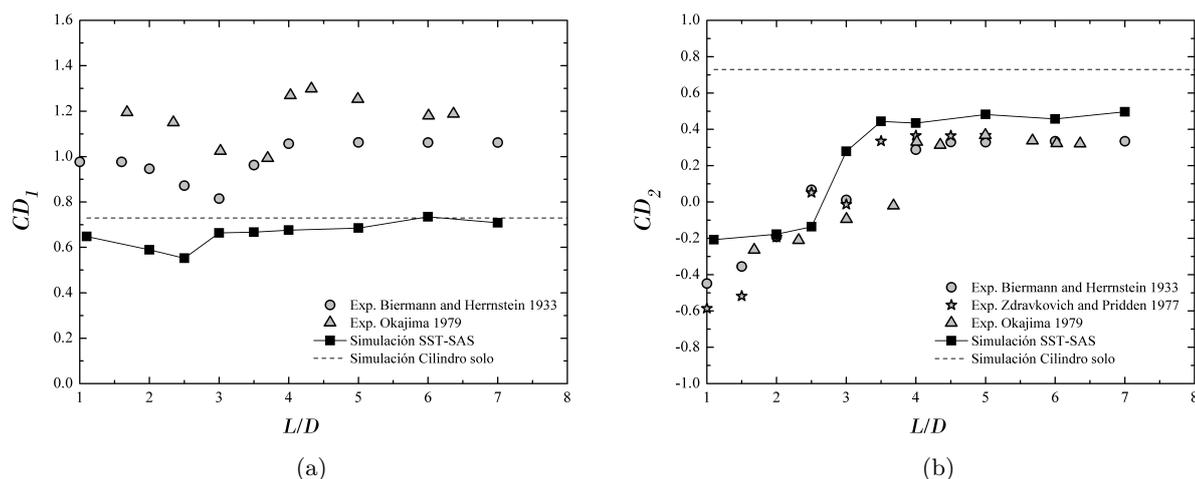


Figura 6.4: Coeficiente de arrastre promedio para los cilindros en tándem como función de la separación L/D . (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.

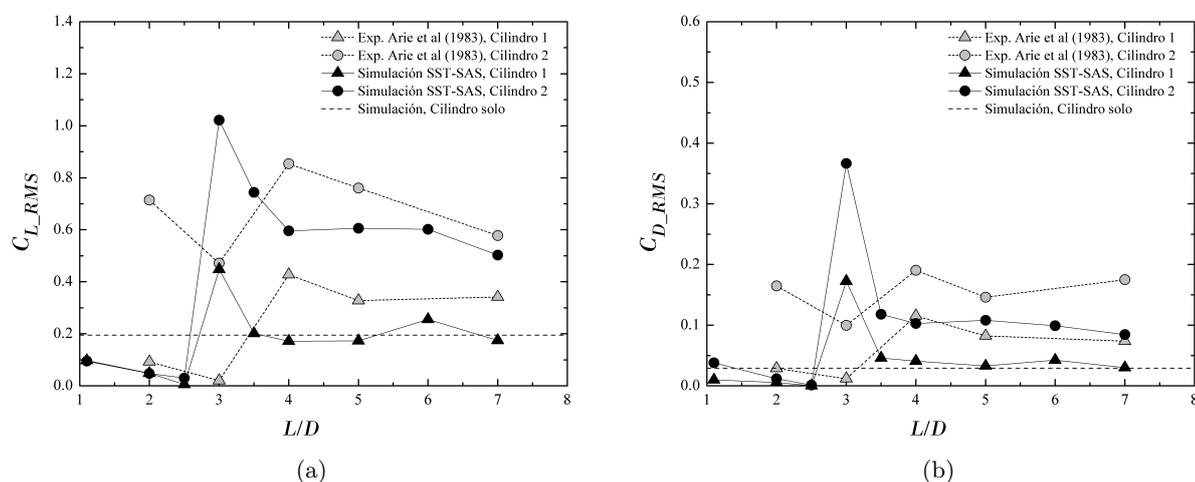


Figura 6.5: RMS del coeficiente de sustentación y arrastre para los cilindros en tándem en relación a la separación L/D : (a) C_{L_RMS} ; (b) C_{D_RMS} .

como se muestra en la Figura 6.9 (a) (resultados del experimento de Arie *et al.* (1983) para un $Re = 1,57 \times 10^5$). Sin embargo, la simulación numérica predice el punto de separación en un ángulo de aproximadamente $95^\circ - 100^\circ$ (ver Figura 6.9 (a)), lo que explicaría la reducción en el coeficiente de arrastre para el cilindro de adelante. Esta conclusión también fue confirmada recientemente por Rajani *et al.* (2012) y Dobrucali y Kinaci (2017), quienes realizaron simulaciones URANS de un cilindro circular en flujo libre utilizando el modelo de turbulencia SST. Un aspecto interesante a tener en cuenta es que existe una tendencia similar en los valores del CD en comparación con los datos experimentales, es decir, una disminución lenta en CD_1 con el aumento de L/D hasta un mínimo y luego se incrementa a valores más altos cercanos al valor para un solo cilindro.

Por otro lado, el coeficiente de arrastre promedio para el cilindro de atrás (CD_2) presenta una buena concordancia entre los resultados numéricos y los datos experimentales. El espacio crítico

$(L/D)_c$ aparece cercano a 3, donde el desprendimiento de vórtices de von Kármán se produce desde el cilindro de adelante. Este resultado es razonablemente consistente con mediciones previas provistas por Zdravkovich y Pridden (1977) y Okajima (1979), quienes indicaron que el espacio crítico varía desde 3,5 a 3,8 diámetros para un número de Reynolds de $1,2 \times 10^5$, y $1,7 \times 10^5$, respectivamente. Kitagawa y Ohta (2008) encontraron que el espacio crítico es alrededor de $L/D_c = 3,25$ a través de simulaciones numéricas utilizando el modelo de turbulencia LES para un $Re = 2,2 \times 10^4$. Por otra parte, para $L/D < 3$ el CD en el cilindro de atrás toma valores negativos, con lo cual en concepto de “arrastre” no resulta del todo claro ya que el cilindro de atrás es empujado hacia adelante con una fuerza proporcional al valor del CD_2 .

Al comparar con el coeficiente de arrastre de un solo cilindro, para $L/D > 3$ el cilindro de adelante se comporta como una entidad individual, es decir, para $L/D > 3$ la fuerza de arrastre promedio ejercida sobre el cilindro de adelante no se encuentra afectada por la presencia del cilindro de atrás. Por otro lado, la fuerza de arrastre del cilindro de atrás es menor que la de un solo cilindro, incluso para $L/D = 7$, es decir, la fuerza de arrastre ejercida sobre el cilindro de atrás es afectada cuando un cilindro de igual dimensión es colocado delante, incluso para $L/D = 7$.

La Figura 6.5 muestra los valores del RMS aplicados sobre los coeficientes de fuerzas de ambos cilindros en función de L/D . Como se puede observar en las figuras, los valores C_{L_RMS} y C_{D_RMS} para el cilindro de atrás son mayores a los valores del cilindro de adelante. Este comportamiento se debe a que el flujo que incide en el cilindro de atrás se encuentra perturbado por el desprendimientos de vórtices que se generan en el cilindro de adelante. Es posible observar en las figuras que para $L/D > 4$, en general, los resultados numéricos mostraron una buena concordancia con respecto a los datos experimentales obtenidos a un número de Reynolds similar ($Re = 1,57 \times 10^5$) por Arie *et al.* (1983). Mientras que, para $L/D < 4$, se observa una diferencia ligeramente mayor con los experimentos, especialmente en el valor de L/D donde aparece el pico de C_{L_RMS} y C_{D_RMS} . Estos valores pico corresponden a $L/D = 3$ en este trabajo y $L/D = 4$ en los resultados experimentales. Una posible explicación de esta diferencia se puede encontrar en la distancia crítica. En Arie *et al.* (1983), la separación crítica se obtuvo cerca de $L/D = 4$, mientras que en este estudio la separación crítica se identifica en $L/D = 3$. Un aspecto interesante de notar es que para el valor de L/D previo al $(L/D)_c$ el C_{L_RMS} y C_{D_RMS} alcanzan un valor mínimo de fluctuación RMS . Este efecto se observa tanto en las simulaciones numéricas como en los ensayos experimentales y se corresponden con la descripción realizada en la Figura 6.3 donde la fluctuación de C_L y C_D en la evolución temporal resultaba casi insignificante previo al $(L/D)_c$.

Por otra parte, el RMS del coeficiente de fuerza obtenido para un solo cilindro detallado en el Apéndice A se adicionan en la Figura 6.5 para su comparación. Un punto a tener en cuenta es que

para espacios grandes ($L/D \geq 3,5$), los coeficientes de fuerza RMS del cilindro de adelante tienden a comportarse como un solo cilindro, mientras que los coeficientes de fuerza RMS del cilindro de atrás muestran valores más altos que para un solo cilindro, incluso para $L/D = 7$. Sin embargo, se puede observar que una cierta tendencia a converger hacia el valor de un solo cilindro ocurre a medida que aumenta la relación L/D .

6.6. Frecuencia de desprendimiento de vórtices

La frecuencia de desprendimiento de vórtices se representa por medio del número de Strouhal que se define como $St = fD/U_\infty$, donde f es la frecuencia pico obtenida en el espectro de la evolución temporal del coeficiente de sustentación. La Figura 6.6 muestra la variación del número de Strouhal de ambos cilindros (St_1 y St_2) para las diferentes separaciones L/D .

Es posible observar que los números de St predichos por las simulaciones numéricas presentan una buena concordancia con los datos experimentales publicados por Jendrzejczyk y Chen (1985) para un $Re = 1 \times 10^5$. También se puede notar que los valores de Strouhal para $L/D \geq 3$ son iguales en ambos cilindros. Este resultado es de esperarse, ya que las separaciones L/D mayores a las críticas corresponden al régimen definido por Zdravkovich (1987) como *co-shedding* donde el desprendimiento de vórtices ocurre desde ambos cilindros y con la misma frecuencia. Para $L/D = 2,5$, el valor del St en el cilindro de adelante es similar al cilindro de atrás y por lo tanto parece indicar la formación de los desprendimiento de vórtices. Sin embargo, al tener en cuenta la Figura 6.3 (c) este comportamiento no se evidencia. La razón por la cual las fluctuaciones no se visualizan en la Figura 6.3 (c) se podría interpretar debido a que la formación de vórtices detrás del cilindro de adelante resulta muy débil producto de los vórtices no logran desarrollarse en el pequeño espacio $L/D = 2,5$, lo que resulta en una amplitud de fluctuación del C_L más bien aplanada. Para $L/D < 2,5$, se puede evidenciar una clara diferencia de los valores de St entre el cilindro de adelante y el cilindro de atrás. Este fenómeno está relacionado con la proximidad entre los cilindros, ya que el desprendimiento de vórtice alternados no se forma detrás del cilindro de adelante y esto sólo ocurre desde el cilindro de atrás. Una observación a tener en cuenta es que los números de Strouhal obtenidos en ambos cilindros para $L/D \geq 5$, se aproximan al valor obtenido para un solo cilindro como se mencionó en Grioni *et al.* (2020).

6.6.1. Estructuras en la estela del flujo

Las estructuras en la estela formada detrás de ambos cilindros se puede analizar a través de los campos de flujo instantáneo. La Figura 6.7 muestra los contornos instantáneos de vorticidad, ω_z , en las secciones media para diferentes relaciones de separación L/D .

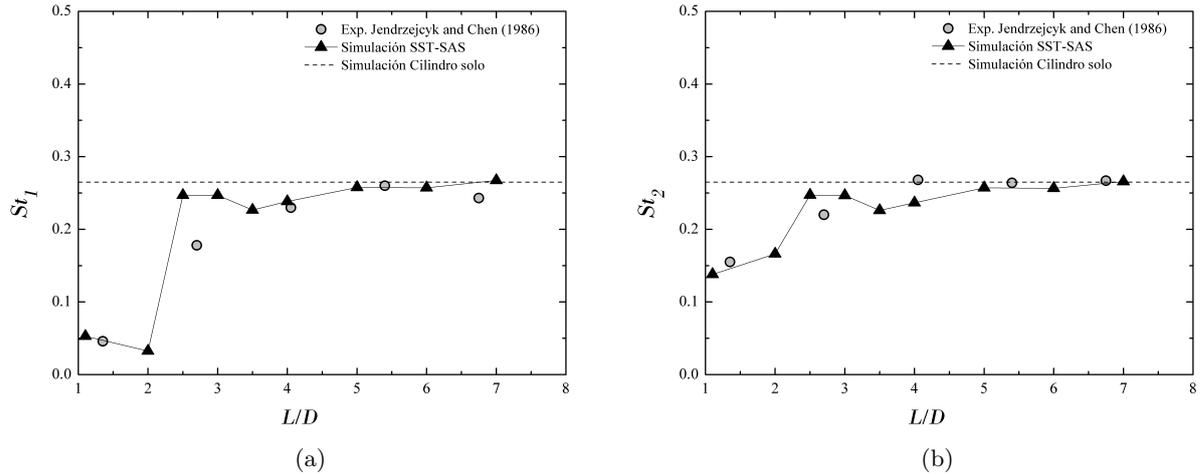


Figura 6.6: Número de Strouhal para ambos cilindros en tándem como función de la separación L/D : (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.

Al analizar estas figuras, se puede observar que para el valor más chico ($L/D = 1,1$) el flujo se parece como un solo cuerpo, donde la región entre los cilindros está estancada y el desprendimiento de vórtice se forma solo detrás del segundo cilindro. Para un aumento adicional de la separación, $L/D = 2$ y $L/D = 2,5$, se puede visualizar una característica en común. Las capas de corte separadas del cilindro de adelante se vuelven a adherir a la superficie del cilindro de atrás y el desprendimiento del vórtices nuevamente se forma solo detrás del segundo cilindro. Además, se puede notar que dentro del régimen definido como *reattachment*, se puede encontrar cierta simetría en la región de estela entre los cilindros. Para $L/D = 3$, los dos patrones de flujo identificados anteriormente en la Figura 6.3 (d) se pueden observar en la Figura 6.7 (d) - (e) correspondiente a $L/D = 3_a$ y $L/D = 3_b$. En el primero se forma una estela cuasi-estacionaria en el espacio entre los cilindros, y en el segundo, el desprendimiento de vórtices se forma detrás de ambos cilindros. Para $L/D \geq 3,5$ se puede identificar un comportamiento de flujo similar, en el cual el desprendimiento de vórtices ocurre detrás de ambos cilindros. Una observación interesante a tener en cuenta es que estos desprendimientos de vórtices se generan a la misma frecuencia, como se observa en la Figura 6.6. Estas características de flujo son consistentes con la clasificación de flujo definida por Igarashi (1981).

Teniendo en cuenta que el modelo SST-SAS resuelve ciertas estructuras turbulentas, esta capacidad se expone en la Figura 6.8 donde se muestran los tres principales regímenes de flujo a través de las estructuras de estela tridimensionales instantáneas visualizadas a partir de iso-superficies del criterio Q coloreada con la magnitud de la relación de viscosidad turbulenta ν_t/ν . El régimen *extended-body* está representado por $L/D = 1,1$, el régimen de *reattachment* por $L/D = 2,5$ y el régimen de *co-shedding* por $L/D = 5$. Se puede ver una clara diferencia en los tres regímenes, donde las estructuras de estela se ven fuertemente afectadas por la distancia entre los cilindros.

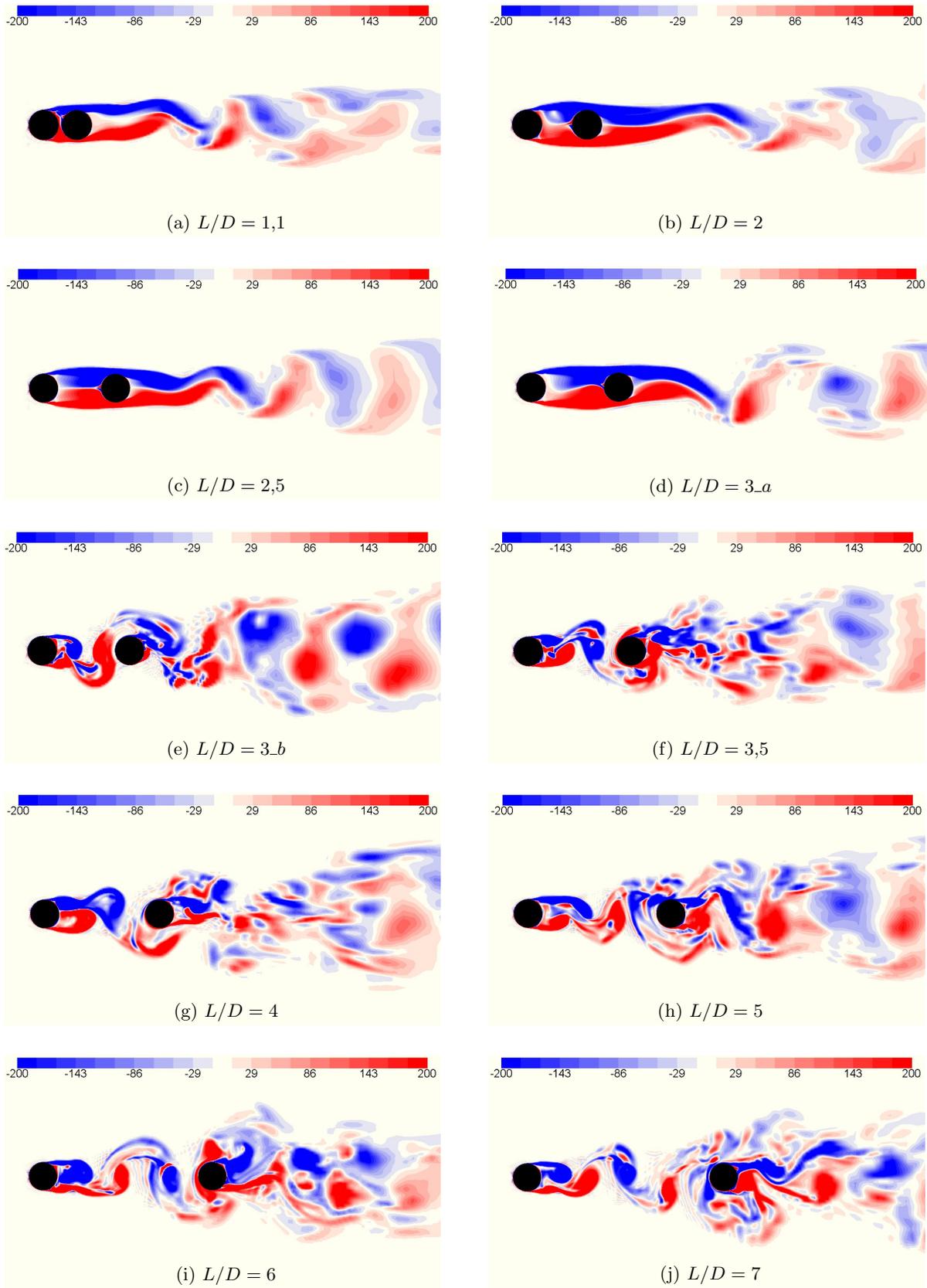


Figura 6.7: Contornos del campo de vorticidad z instantáneos en las secciones media de los cilindros para diferentes L/D .

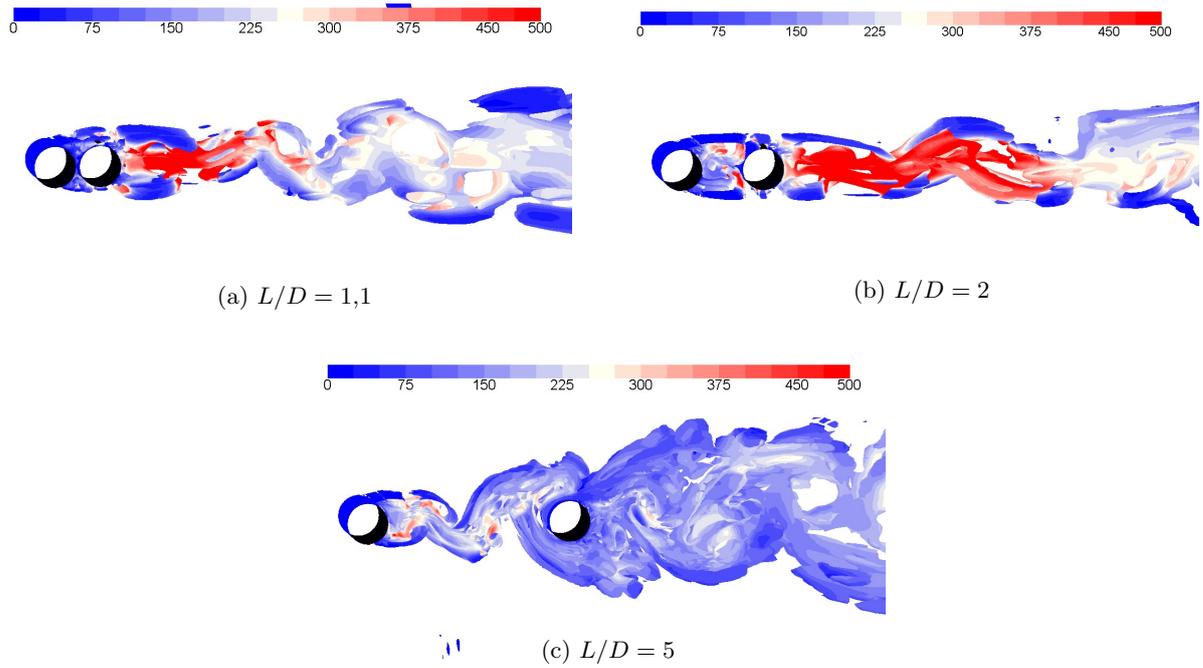


Figura 6.8: Isosuperficies instantánea del criterio Q ($Q = 1 \text{ s}^{-2}$).

6.7. Distribución de presión promedio

En la Figura 6.9 se muestra la distribución del coeficiente de presión C_P en la superficie de ambos cilindros para $L/D = 2, 3$ y 4 ; y para un solo cilindro. En los ejes horizontales, el símbolo θ indica el ángulo medido desde la posición delantera hacia la posición trasera de los cilindros en el sentido de las agujas del reloj. Además, los resultados experimentales obtenidos por [Arie et al. \(1983\)](#) para un $Re = 1,57 \times 10^5$ se trazan en estas figuras para su comparación (los valores se representan con símbolos sólidos). Como se puede ver en la Figura 6.9, los coeficientes de presión promedio para el cilindro de atrás muestran una precisión razonable con respecto a los resultados experimentales. Mientras tanto, el C_P para el cilindro de adelante muestra una diferencia ligeramente mayor con los experimentos. Estos resultados pueden atribuirse al hecho de que el punto de separación se mueve hacia la parte posterior del cilindro ($\theta_s \approx 95 - 100^\circ$). Considerando que no se han encontrado datos experimentales disponibles para comparar las otras distancias L/D , en las Figuras 6.10 y 6.11 se muestran el C_P para el cilindro de adelante y el cilindro de atrás, respectivamente, para todas las distancias L/D obtenidas por las simulaciones numéricas en este trabajo.

A partir de las Figuras 6.10 y 6.11 es posible describir el comportamiento del flujo. Para $L/D = 1,1$ no hay evidencia del punto de re-adherencia (*reattachment*) en el cilindro de atrás, lo cual se explica a partir de que la presión aumenta hasta un valor máximo en la parte posterior del cilindro de atrás ($\theta = 180^\circ$). Esto indica que los dos cilindros se comportan como un cuerpo extendido (*extended-body*) porque la capa de corte separada del cilindro de adelante no se adhiere en el

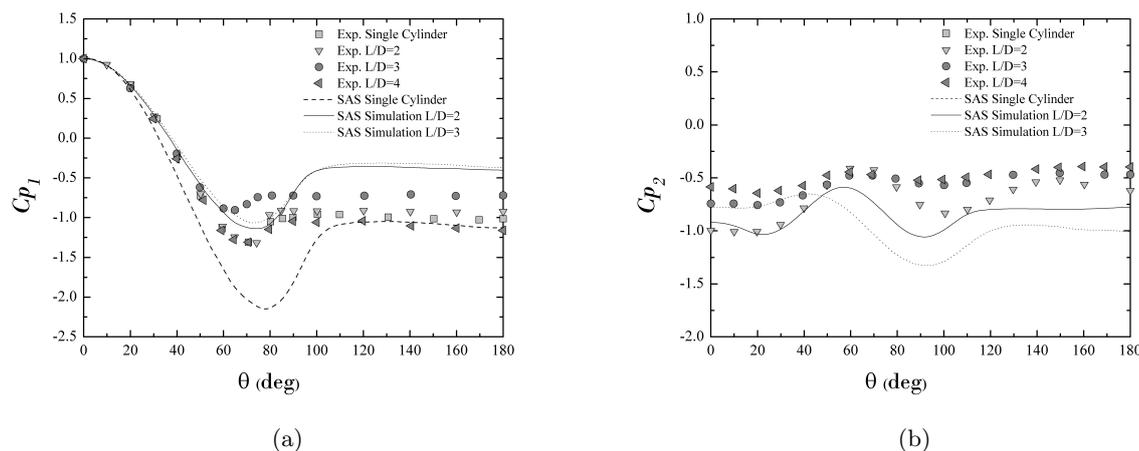


Figura 6.9: Distribuciones de presión promediadas en el tiempo sobre la superficie del cilindro de adelante y de atrás: (a) cilindro de adelante, (b) cilindro de atrás.

cilindro de atrás. Para $L/D = 2$ y $2,5$, la curva C_P del cilindro de atrás tiene un comportamiento similar entre sí, con un valor máximo en la distribución de presión para un ángulo $\theta r = 68^\circ$ y 60° para $L/D = 2$ y $2,5$, respectivamente. Estos picos de C_P corresponden a la adherencia de flujo en la superficie del cilindro de atrás (Zdravkovich y Pridden (1977)), y determina el régimen de *reattachment*. El valor de θ donde tiene lugar el valor máximo se define como el ángulo de adherencia (θr). Por otra parte, es posible observar que para el cilindro de adelante los valores de C_P para $L/D = 2$ y $2,5$ son similares entre sí, y difieren de las curvas para las otras distancias L/D . Para la distancia crítica $L/D = 3$, se puede notar que el C_P en el cilindro de atrás es diferente a la distribución de presión para $L/D > 3$ y $L/D < 3$, lo que define a esta separación L/D como una distancia que separa dos comportamientos completamente diferentes. Para $L/D \geq 3,5$, la distribución de presión alrededor del cilindro de atrás muestra una presión positiva cerca del lado frontal del cilindro y el ángulo de adherencia aparece en $\theta r = 0^\circ$. Las distribuciones de presión para $L/D \geq 3,5$ muestra una curva con una tendencia similar a la de un solo cilindro. Estos separaciones L/D definen el régimen *co-shedding*.

Por último, se presentan en la Figura 6.12 el ángulo del punto donde el flujo se adhiere (θr) en el cilindro de atrás en función de L/D . Además, la figura muestra los resultados de los experimentos realizados para un número de Reynolds inferior ($Re = 1 \times 10^4$) por Ishigai *et al.* (1972) y para Re mayor ($Re = 2,1 \times 10^5$) por Zdravkovich y Pridden (1977). Considerando los resultados numéricos obtenidos para $Re = 1,2 \times 10^5$, se observa una buena concordancia con los datos experimentales. Sin embargo, los resultados numéricos se desvían ligeramente de los resultados de los experimentos cerca de la distancia crítica, que en este estudio se encuentra para $L/D = 3$ y en los experimentos, el espaciado crítico varía de $L/D = 3,5$ a $3,8$.

Con este último análisis se da por finalizado el estudio del flujo alrededor de cilindros en tándem.

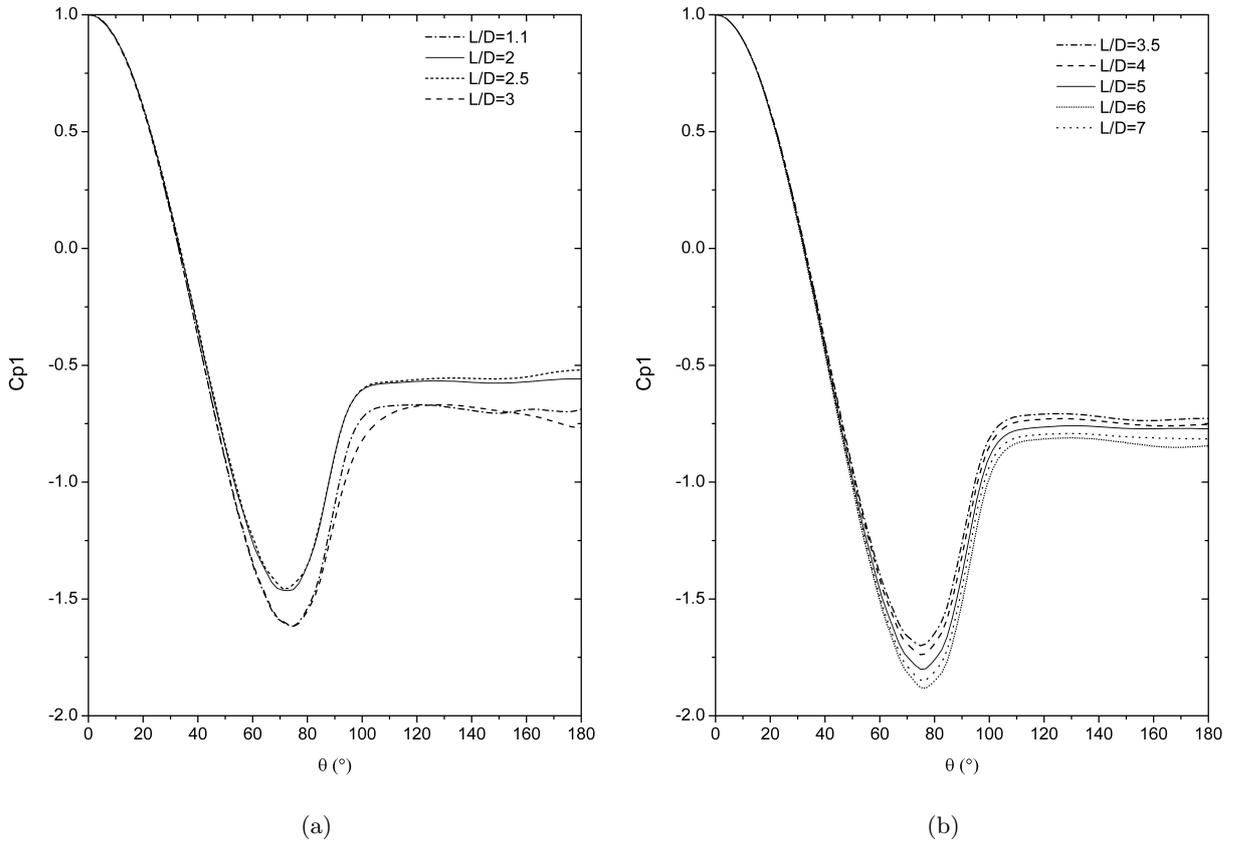


Figura 6.10: Distribución de presión media en el tiempo a lo largo de la superficie del cilindro de adelante: (a) $L/D = 1,1, 2, 2,5$ y 3 ; (b) $L/D = 3,5, 4, 5, 6$ y 7

Se concluye a partir de los resultados obtenidos que la interferencia de estela de los cilindros modifica considerablemente su comportamiento en comparación con la configuración de un solo cilindro solo y que la distancia de separación entre los cilindros define significativamente las cargas y el campo de flujo sobre los cilindros. En el capítulo siguiente se presentan un estudio de cilindros en tándem pero considerando además su proximidad con el suelo.

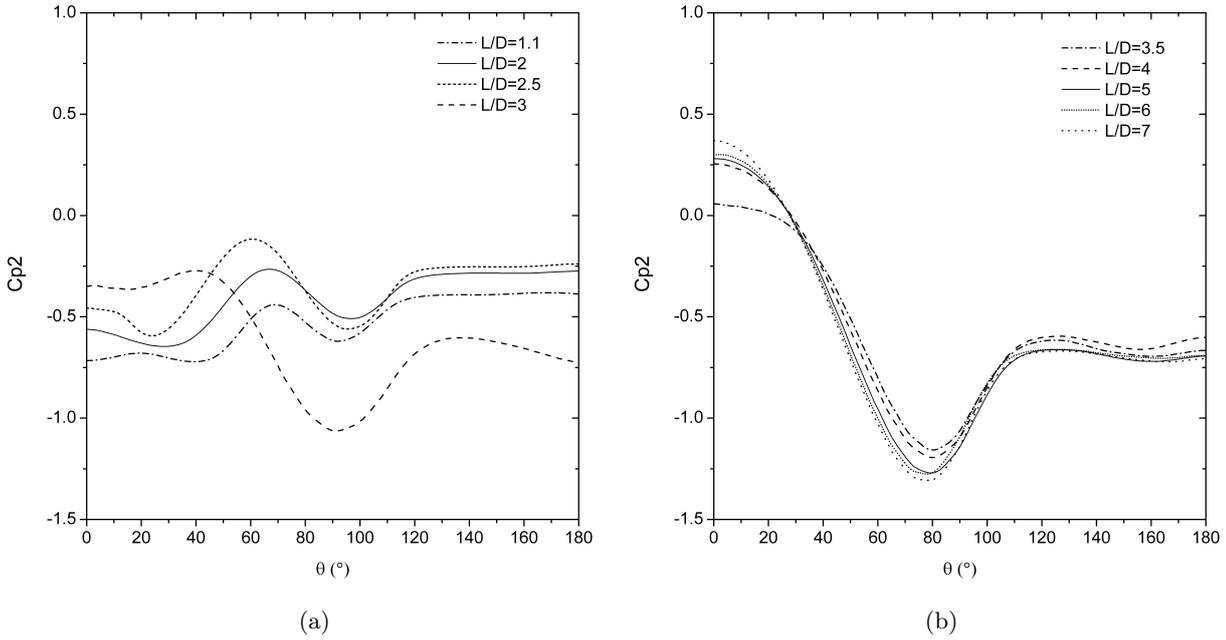


Figura 6.11: Distribución de presión media en el tiempo a lo largo de la superficie del cilindro de atrás: (a) $L/D = 1, 1, 2, 2, 5$ y 3 ; (b) $L/D = 3, 5, 4, 5, 6$ y 7 .

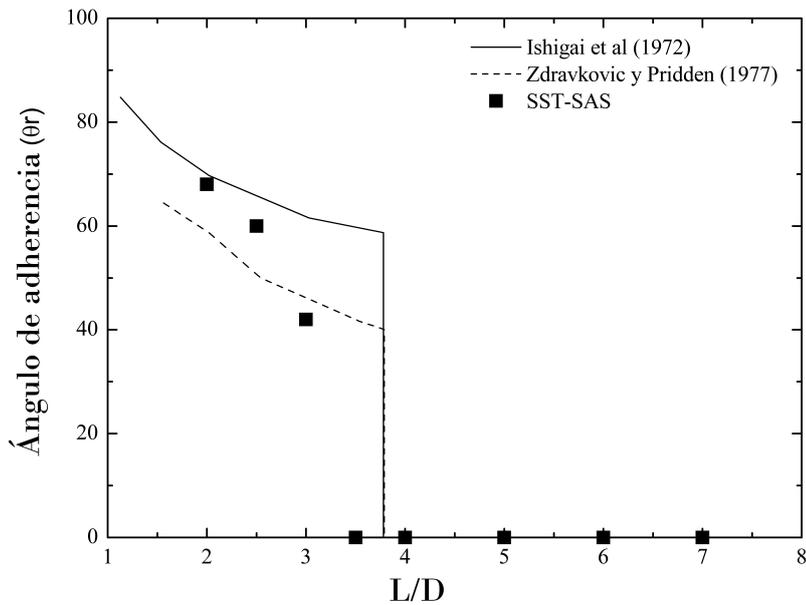


Figura 6.12: Posiciones del ángulo en la que el flujo se adhiere en el cilindro de atrás en función de L/D .

Capítulo 7

Estudio de cilindros circulares en tándem considerando su proximidad con el suelo

“Science is more than a body of knowledge. It’s a way of thinking.”

Carl Sagan, 1934-1996

En el capítulo anterior se presentó el comportamiento del flujo cuando dos cilindros se encuentran interactuando entre si en forma aislada. Un aspecto remarcable que se obtuvo es que la interferencia entre los cilindros tiene efectos significativos en los vórtices desprendidos y en la cargas que se generan sobre ellos.

En este capítulo se presenta el estudio de la interferencia entre cilindros en tándem pero cuando se encuentran cercanos al suelo. La proximidad con el suelo introduce una complejidad adicional en lo patrones de flujo, ya que los efectos presentes en la interferencia de flujo entre los cilindros (Capítulo 6) deben interactuar con los efectos producto de la proximidad con el suelo (Capítulo 5). Bajo este contexto se estudian las influencias de la cercanía entre los cilindros junto con la proximidad con el suelo sobre los parámetros aerodinámicos como el C_p , C_D y C_L , y las características del flujo detrás de los cilindros como el desprendimiento de vórtices. Además, se estudia el flujo cercano a los cilindros y la posición del punto de estancamiento.

7.1. ¿Por qué estudiar este tipo de configuración?

Es frecuente encontrar estructuras cilíndricas dispuestas conformando grupos, donde los efectos de la interferencia de flujo entre las estructuras cilíndricas están presente. Un caso típico de interferencia entre estructuras cilíndricas corresponde a cuando se encuentran alineadas una detrás de otra (tándem) con respecto a la dirección del flujo. Esta interferencia tiene efectos significativos en los vórtices desprendidos y la distribución de presión sobre estas estructuras, y como consecuen-

cia de esto también ocurrirá lo mismo con las cargas resultantes (ver Capítulo 6). Por otra parte, cuando estas estructuras cilíndricas en tándem se encuentran cercanas al suelo, la proximidad a la misma introduce una complejidad adicional a los patrones de flujo que se obtienen para cuando se encuentran alejadas del suelo (flujo libre).

Una amplia variedad de los trabajos referidos al caso de un cilindro cercano al suelo y al caso de dos cilindros en tándem en forma aislada han sido mencionados y discutidos en los Capítulos 5 y 6 respectivamente. Sin embargo se cuenta con limitada información disponible y por lo tanto se tiene poco conocimiento sobre el comportamiento del flujo y las cargas que actúan sobre el cilindros en tándem cercanos al suelo. Algunos de estos trabajos son estudios muy recientes realizados por Wang *et al.* (2015), D'Souza *et al.* (2016), Li *et al.* (2018) y Ozdil y Akilli (2019). En Wang *et al.* (2015) investigaron las características del flujo alrededor de dos cilindros en tándem y cercanos a una pared plana. En este estudio experimental, el número de Reynolds se seleccionó igual a 6300 según el diámetro de los cilindros. D'Souza *et al.* (2016) estudiaron en forma numérica la dinámica y la estabilidad de estela para el flujo que pasa por cilindros en tándem en las proximidades de una pared plana en movimiento para un $Re = 200$. Por otra parte, Li *et al.* (2018) utilizaron LES para analizar el flujo alrededor de cilindros en tándem en la vecindad de una pared plana a un $Re = 1,31 \times 10^4$. En Ozdil y Akilli (2019) estudiaron por PIV las características de flujo alrededor de un cilindro horizontal y cilindros horizontales en tándem en aguas poco profundas para un $Re = 5000$ basado en el diámetro del cilindro.

A la fecha, existen muy pocos estudios numéricos sobre el flujo alrededor de cilindros en tándem cerca de una pared, particularmente en relaciones de cercanía al suelo muy pequeñas y para $Re > 1000$. Si bien el flujo analizado en este capítulo corresponde a $Re = 10000$, este valor resulta un tanto inferior a los números de Reynolds de las posibles aplicaciones ingenieriles para este tipo de configuración. El motivo de realizar este estudio a un $Re = 10000$ se debe a que para este valor de Reynolds se cuenta con trabajos previos para poder comparar. Por otro parte, este trabajo sirve como un paso adelante para comprender la física del flujo involucrada en el flujo que pasa por dos cilindros en tándem colocados muy cerca de una pared. Es decir que puede ser considerada como un paso necesario hacia estudios de la interferencia de flujo de cilindros en tándem cercanos al suelo para Reynolds más altos utilizando la misma metodología de trabajo. El análisis se lleva a cabo sobre el flujo alrededor de dos cilindros en tándem separados a diferentes distancias considerando distintas proximidades con el suelo. Teniendo en cuenta los flujos complejos que se desarrollan bajo estas configuraciones se presenta el estudio por medio del modelo de turbulencia SST-SAS.

7.2. Descripción del problema

Un esquema del dominio computacional y de las condiciones de contorno empleadas en este trabajo se muestra en la Figura 7.1. En la entrada del dominio se aplica un flujo constante y uniforme ($U_0 = 1,28 \text{ m/s}$) con bajo nivel de turbulencia (correspondiente a una intensidad de turbulencia $I_u = 0,1\%$ y una relación de viscosidad turbulenta igual a la unidad). Al imponer una velocidad uniforme en la entrada se obtiene en la posición del cilindro de adelante, cuando los cilindros son removidos del volumen de control, una capa límite del suelo con un espesor relativo al diámetro del cilindro, δ/D , igual a 0,25. El proceso resulta de la siguiente manera: se extraen los cilindros, se genera la malla de todo el dominio, se realiza una simulación hasta obtener resultados estabilizados y luego se determina el perfil de velocidad en la posición a $10D$ desde la entrada. De esta forma queda definida la capa límite utilizada en este trabajo. A la salida del dominio de simulación, se aplicó una condición de difusión del flujo nula para todas las variables (condición de borde “outflow” en Fluent). Para el límite superior del dominio (Top) se especificó una condición de pared con deslizamiento y para los contornos laterales una condición de periodicidad es impuesta en la dirección z . En cuanto a la condición de pared de los cilindros y el piso del dominio, se consideraron condiciones de no deslizamiento, es decir, velocidad nula sobre la pared.

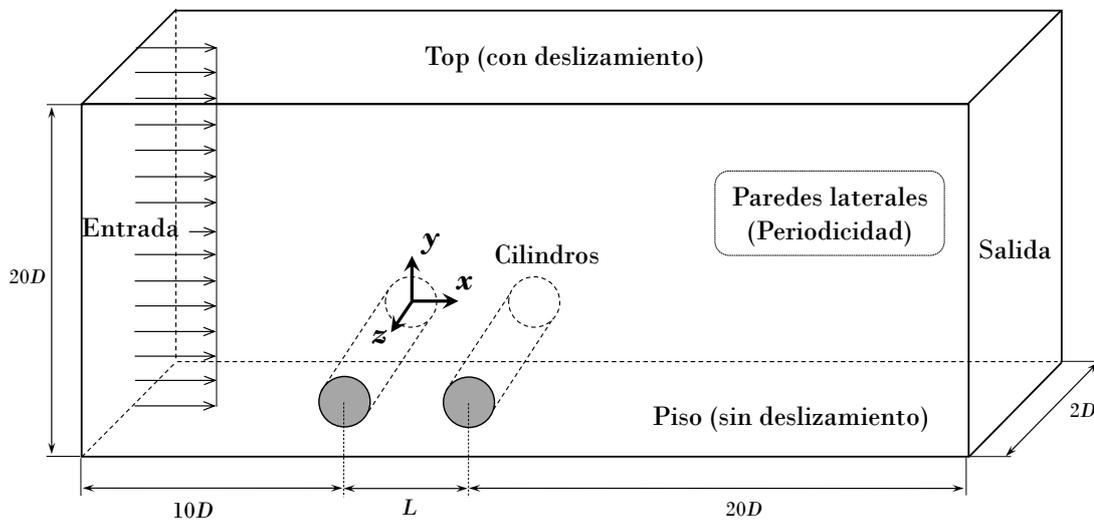


Figura 7.1: Diagrama esquemático del modelo de simulación.

En la Figura 7.2 se muestra un esquema de los dos cilindros tándem ubicados cerca de la pared. El estudio se lleva a cabo para relaciones de separaciones entre los centros de los cilindros $L/D = 2$ y 5, y para relaciones de proximidades de los cilindros con el suelo $G/D = 0,15, 0,2, 0,3$ y 0,6. Por lo tanto, un total de 8 casos son considerados en este trabajo.

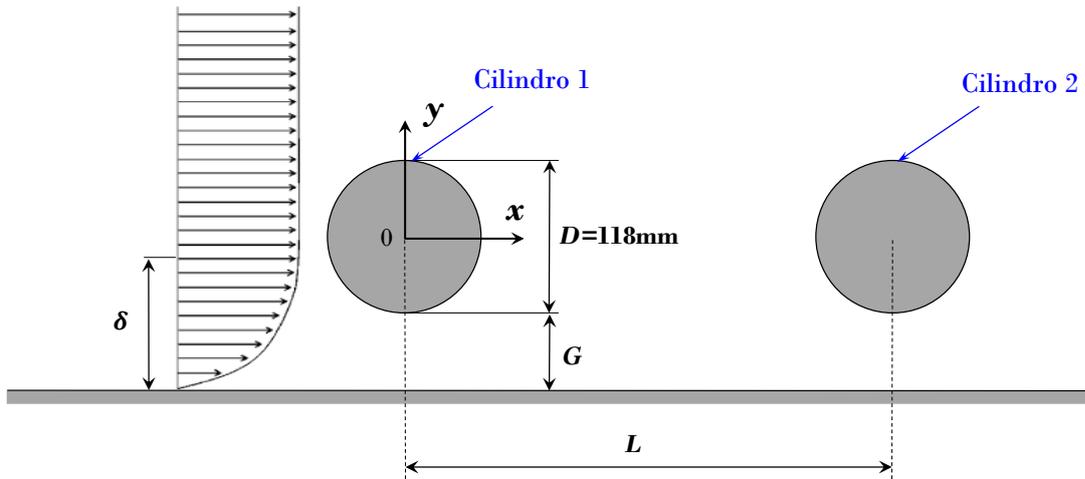


Figura 7.2: Esquema del flujo alrededor de dos cilindros en tándem cerca de la pared.

7.2.1. Malla computacional y paso de tiempo

Las mallas estructuradas multibloques 3D utilizadas se crearon por medio del programa ICEM Ansys. En este capítulo no se consideró necesario realizar un análisis de malla y paso de tiempo, ya que los análisis realizados en los Capítulos 5 y 6 permiten establecer una malla y paso de tiempo que se ajuste a este tipo de configuración. De esta manera, es posible obtener una malla para cada relación G/D y L/D por medio de una combinación de las mallas de un cilindro cercano al suelo y cilindros en tándem. El caso $L/D = 2$ y $G/D = 0,3$ se muestra como ejemplo de la malla resultante para llevar a cabo las simulaciones numéricas (ver Figura 7.3 (a)). Como se observa en la Figura 7.3 (b), se establece un refinamiento cerca de los cilindros para asegurar una resolución espacial de $y^+ < 1$ con 20 y 30 elementos en la región de la capa límite. El refinamiento del espacio entre los dos cilindros para cada relación L/D se basa en el refinamiento generado en el Capítulo 6, mientras que el refinamiento entre los cilindros y el suelo sigue el obtenido en el Capítulo 5. En la discretización del cilindro, se utilizaron 200 elementos equidistantes y la malla tridimensional simplemente es obtenida extendiendo la malla lograda en el plano $x - y$ en la dirección z .

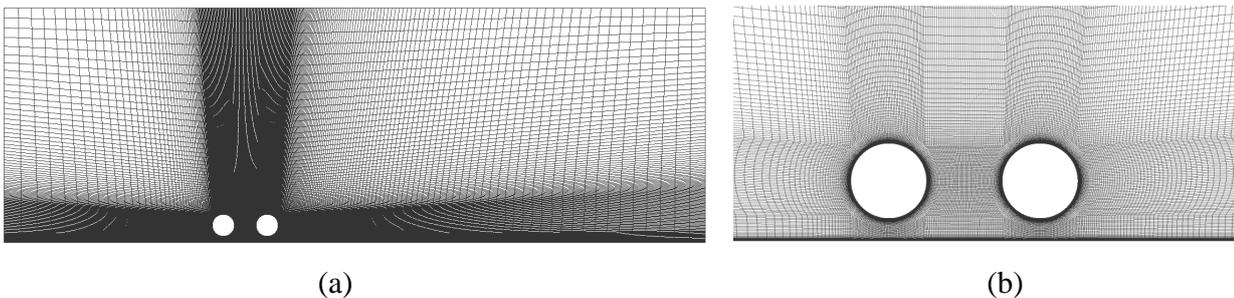


Figura 7.3: Malla computacional para $L/D = 2$ y $G/D = 0,3$; (a) vista de corte 2D, (b) resolución de malla en la zona de los cilindros y el suelo.

Los números de Reynolds para estudiar el cilindro cercano al suelo (Capítulo 5) fueron $Re = 0,86 \times 10^5 - 2,77 \times 10^5$ y para el caso de cilindros en tándem (Capítulo 6) fue $Re = 1,2 \times 10^5$, que resultan ser diferente al Re de este capítulo ($Re = 1 \times 10^4$). Sin embargo, el paso de tiempo computacional adoptado es $\Delta t = 0,001$ s, con lo cual el tiempo adimensional $\Delta t U_\infty / D = 0,011$ resulta similar al obtenido en los trabajos anteriores $\Delta t U_\infty / D \approx 0,01$. De esta manera, considerando que las mallas y que los tiempos adimensionales son similares a las del caso del cilindro cercano al suelo y cilindros en tándem, el valor del CFL resulta ser similar al usado en los Capítulos 5 y 6. Para la mayoría de las simulaciones transitorias en este estudio se necesitaron entre 5 y 15 iteraciones internas por paso de tiempo para lograr la convergencia de la solución. El proceso iterativo se lleva a cabo hasta que se consigue un patrón de flujo periódico estacionario, y luego se continúa para obtener los datos promediados en el tiempo del campo de flujo. Se registraron alrededor de 20 a 30 ciclos de desprendimiento de vórtices para alcanzar datos promediados en el tiempo de forma tal que permitan estadísticas confiables.

7.3. Cilindro solo cercano al suelo

En esta sección se ha examinado los efectos de la proximidad de la pared en un cilindro solo para un $Re = 1 \times 10^4$. El objetivo de obtener estos resultados radica en comparar el comportamiento de cilindros en tándem cercanos al suelo con el caso de un cilindro solo a un mismo número de Reynolds para poder comprender los efectos de la interferencia.

El dominio computacional es similar al dominio definido en la Figura 7.1 pero sin el cilindro de atrás y para $L = 0$. Además, las condiciones de contorno empleadas en este estudio son las mismas que las definidas en la Figura 7.1. La resolución de malla y el método de múltiples bloques estructurados son consistentes con las mallas de un cilindro en tándem cercano al suelo (Capítulo 5) con un número total de 0,64 millones de elementos. Teniendo en cuenta que para investigar el efecto de la proximidad de un cilindro al suelo, se necesitan crear diferentes mallas, una para cada relación $G/D = 0,2, 0,3, 0,6, 0,8$ y $1,2$, es necesario establecer un criterio para generar las mallas. Este criterio consiste en que a medida que el cilindro se aleja del suelo, la cantidad de elementos entre el cilindro y el suelo se aumenta y se disminuye la cantidad de elementos entre el cilindro y la parte superior del dominio, pero sin cambiar el número total de elementos en la dirección vertical y . Por lo tanto, se obtienen 5 mallas diferentes.

Los efectos de la proximidad de un cilindro a una pared se pueden analizar a partir de los resultados del coeficientes de fuerza dinámica (CD , CL , CD_{RMS} y CL_{RMS}). La Figura 7.4 muestra los resultados obtenidos de la variación de los coeficientes de arrastre y sustentación promedio (CD y CL) en función de G/D , junto con los datos reportados por [Lei et al. \(1999\)](#) y [Wang et al. \(2015\)](#)

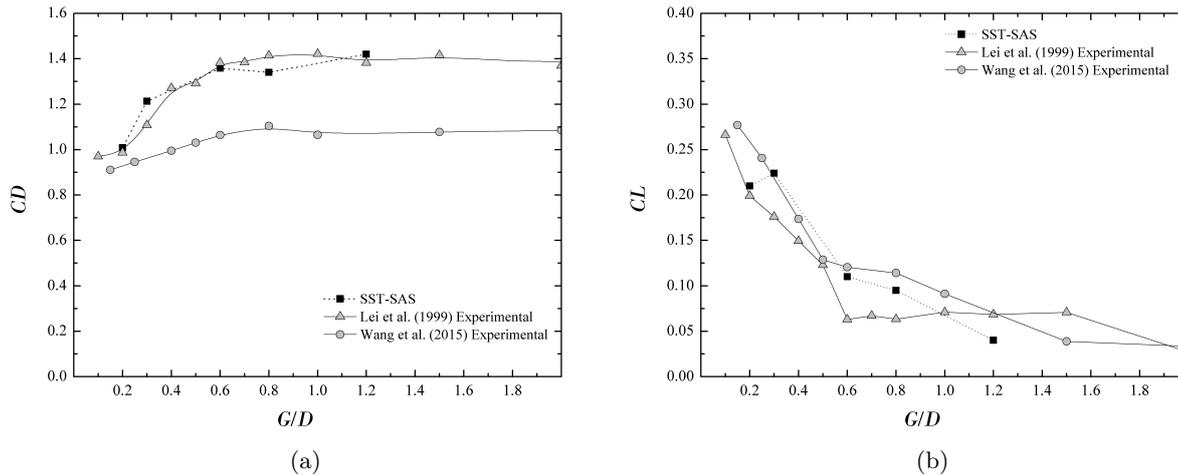


Figura 7.4: Variación del coeficiente de arrastre y sustentación promedio con G/D para el cilindro solo cercano a una pared: (a) coeficiente de arrastre promedio (CD); (b) coeficiente de sustentación promedio (CL).

en forma experimental. Como se muestra en la figura, una característica que se destaca es que el cambio más notable de CD se produce para los valores de G/D menores a 0,6, mientras que, por el contrario, para valores $G/D > 0,6$ permanece aproximadamente constante, lo que indica que los efectos de la pared comienzan a ser menos importantes. Esta tendencia es similar en mayor medida para el coeficientes RMS del CD y no tan evidente en el coeficientes RMS del CL como se muestra en la Figura 7.5. Por otra parte, se observa que los valores obtenidos por Wang et al. (2015) son considerablemente más bajos que los obtenidos por el modelo SST-SAS y Lei et al. (1999), especialmente los valores del CL_{RMS} . Wang et al. (2015) argumenta que probablemente la discrepancia se atribuya a la diferencia en las técnicas de medición, ya que en Lei et al. (1999) se basaron en la distribución de la presión alrededor de la circunferencia del cilindro para un sección elemental, mientras que Wang et al. (2015) midieron la fuerza total en todo el largo del cilindro, que siempre tiene una magnitud menor debido a los efectos de las tapas extremas (West y Apelt (1997)). En las simulaciones numéricas consideramos condiciones de periodicidad en el sentido de la longitud del cilindro con lo cual esta forma de medición está mas alineada con la obtenida por Lei et al. (1999).

Por otra parte la Figura 7.4 (b), muestra la variación del CL en función de G/D . Se observa que el cilindro experimenta una fuerza promedio positiva ($CL > 0$) para G/D chicos, lo que sugiere que el cilindro es empujado hacia arriba desde la pared. El coeficiente de sustentación promedio presenta un máximo para la relación $G/D = 0,3$, y luego disminuye monótonicamente hasta alcanzar un valor que tiende a volverse asintótico en $CL = 0$. Al considerar los valores del CL se observa una buena concordancia entre los resultados numéricos y los datos experimentales.

La variación del número de Strouhal (St) en función de la relación de separación G/D se

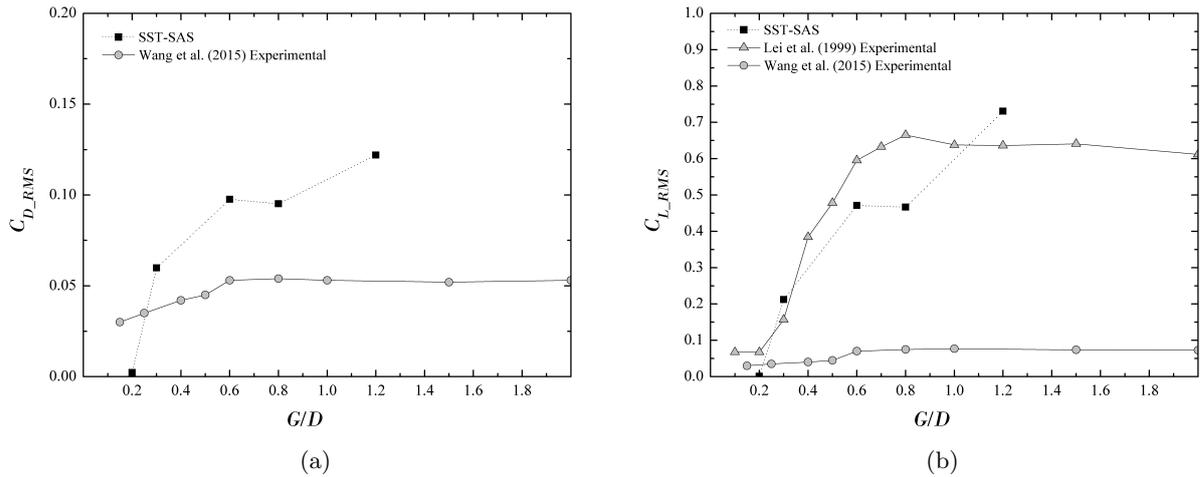


Figura 7.5: Variación del RMS del coeficiente de arrastre y sustentación con G/D para el cilindro solo cercano a una pared: (a) RMS del coeficiente de arrastre ($C_{D,RMS}$); (b) RMS del coeficiente de sustentación ($C_{L,RMS}$).

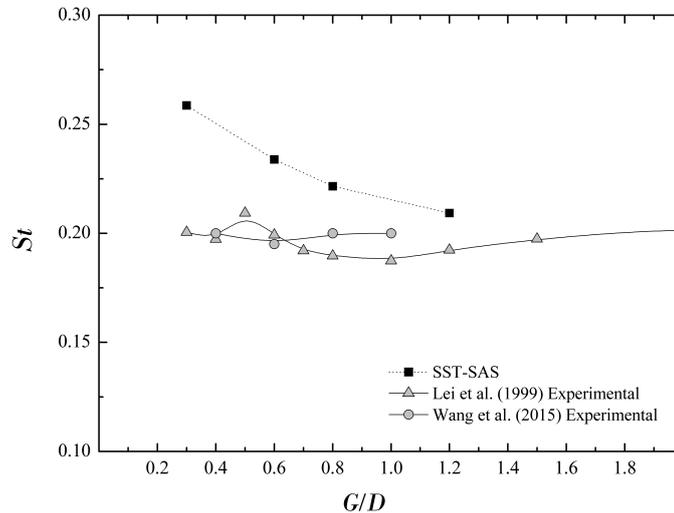


Figura 7.6: Número de Strouhal en función de la relación de separación G/D .

presenta en la Figura 7.6. Este valor del número de Strouhal corresponde al valor pico observado en el espectro de la evolución temporal del coeficiente de sustentación (C_L). Nuevamente, los resultados de las simulaciones numéricas se comparan con los datos reportados por [Lei et al. \(1999\)](#) y [Wang et al. \(2015\)](#) en forma experimental. Se puede observar que los valores numéricos sobrestiman los valores obtenidos en los ensayos experimentales e incluso aparece una tendencia a disminuir en forma monótonica hasta alcanzar un valor que tiende a ser asintótico, no visible en los datos experimentales. Sin embargo, en [Lei et al. \(1999\)](#) es posible observar que para $G/D > 0,5$ hasta $G/D = 1$ se evidencia una disminución paulatina en los valores de St para luego en $G/D = 1,2$ recuperarse hacia su valor prácticamente sin cambios. En el caso de las simulaciones numéricas, el valor obtenido para $G/D = 1,2$ coincide con el valor obtenido para un cilindro solo en forma aislada

(al mismo Re) en la Sección 4.2 lo que sugiere que para $G/D \geq 1,2$ los efectos de la presencia del suelo no afectan el St .

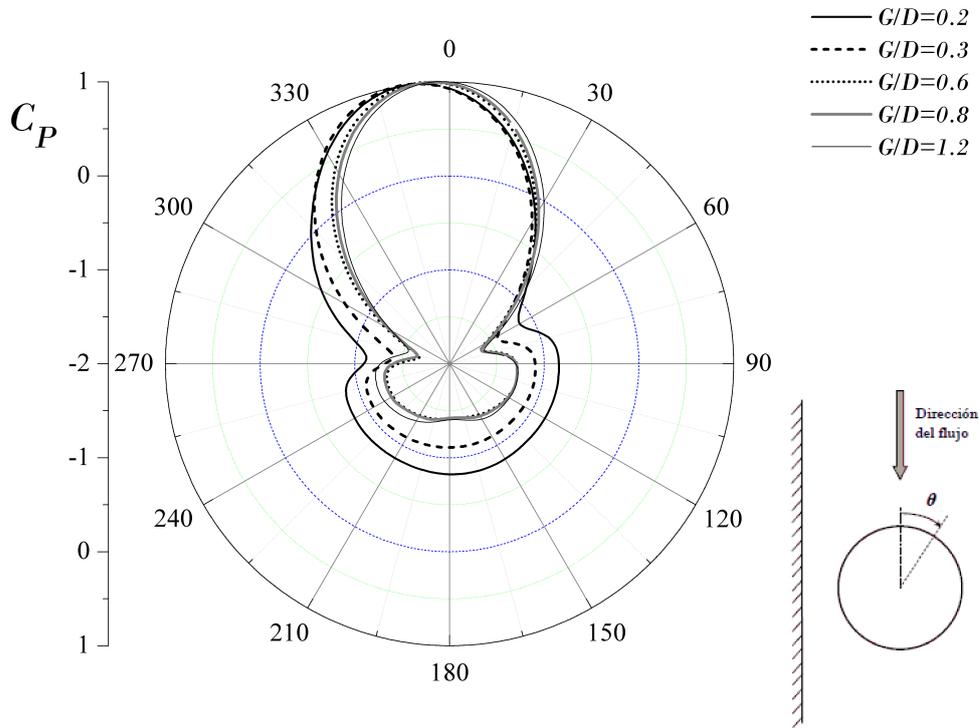


Figura 7.7: Distribución de presión para un cilindro solo cercano al suelo.

El coeficiente de presión, C_P , sobre el plano medio del cilindro se define como $C_P = (p - p_\infty)/(0,5\rho U_\infty^2)$ donde p_∞ es la presión estática promedio en la entrada sobre una sección media transversal desde $(-10D, -D/2, 1D)$ a $(-10D, D/2, 1D)$ y p denota la presión promedio (es decir, la presión promediada en el tiempo durante el período de tiempo de registro) medida sobre la superficie del cilindro en función del ángulo periférico de dicho cilindro, θ , en el sentido de las agujas del reloj desde el punto de la superficie frontal. En la Figura 7.7 se muestra la distribución del coeficiente de presión promedio obtenido sobre la superficie del cilindro, donde en el eje vertical se tiene el coeficiente de presión, mientras que en el eje circunferencial se representa el ángulo θ . Es posible observar que la distribución de presión para $G/D \geq 0,6$ son muy similares y el C_P comienza a tornarse simétrico arriba y abajo del cilindro con lo cual los efectos de la cercanía con el suelo comienzan a tener menos influencia.

En la Figura 7.8 se presenta el campo de presión promedio en el tiempo sobre el plano medio de la longitud del cilindro junto con las líneas de corriente promedio en el tiempo del flujo para el cilindro solo en función de las proximidades con el suelo. El análisis de la distribución de presión, puntos de estancamiento y líneas de corrientes serán discutidas en la Sección 7.4.2.

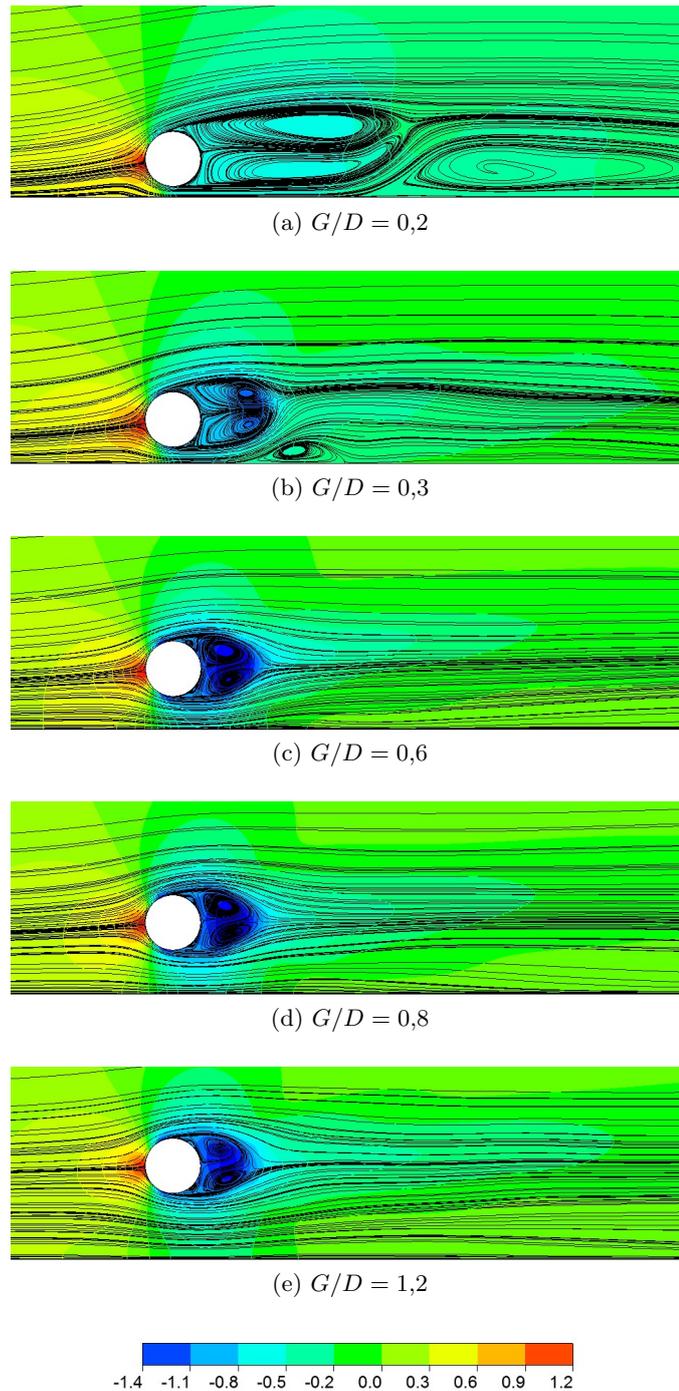


Figura 7.8: Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para el cilindro solo: (a) $G/D = 0,2$, (b) $G/D = 0,3$, (c) $G/D = 0,6$, (d) $G/D = 0,8$ y (e) $G/D = 1,2$. Unidad de escala de color para la presión en Pa .

7.4. Cilindros en tándem cercanos al suelo

Los efectos de la interferencia entre los cilindros y proximidades con el suelo se analizan por medio de las fuerzas aerodinámicas, distribución de presión y el comportamiento del desprendimiento de vórtices. Las fuerzas aerodinámicas se comparan a partir del coeficiente de arrastre promedio (CD) y el de sustentación promedio (CL) y además, se usa la magnitud de la fluctuación de las

fuerzas de sustentación y arrastre sobre los cilindros que es representada por su valor medio cuadrático o *RMS* (*Root Mean Square*). Dicho *RMS* es aplicado sobre la diferencia entre la fluctuación de la fuerza y su valor promedio, como se explica en la Sección 2.2.1. De ahora en adelante, el subíndice 1 se encuentra asociado al cilindro de adelante, mientras que el subíndice 2 se refiere al cilindro de atrás.

7.4.1. Coeficiente de arrastre y sustentación

En la Figura 7.9 se muestra el coeficiente de arrastre promedio en el tiempo en ambos cilindros para $L/D = 2$ y 5 en función de las distintas separaciones con el suelo G/D . Datos publicados recientemente en forma experimental por Wang *et al.* (2015) para $Re = 0,6 \times 10^4$ y resultados numéricos presentados por Li *et al.* (2018) para un $Re = 1,3 \times 10^4$, junto con los valores obtenidos numéricamente para un cilindro solo cercano al suelo son incluidos para su comparación. En el cilindro de adelante se puede observar que el coeficiente de arrastre obtenido por las simulaciones numéricas con SST-SAS son comparables con los resultados numéricos de Li *et al.* (2018) con el modelo de turbulencia LES. Por otro parte, se puede observar que cuando los cilindros se encuentran cerca entre sí ($L/D = 2$) el CD en el cilindro de adelante prácticamente no es afectado por la proximidad con el suelo. Sin embargo, cuando los cilindros se alejan una distancia $L/D = 5$ la caída del CD es más marcada a medida que los cilindros se acercan al suelo, lo cual se evidencia para el caso de un solo cilindro ubicado cercano a una pared. Es decir, a medida que los cilindros se alejan entre sí, el CD del cilindro de adelante tiende a comportarse de forma similar al CD de un solo cilindro cuando se considera la proximidad al suelo.

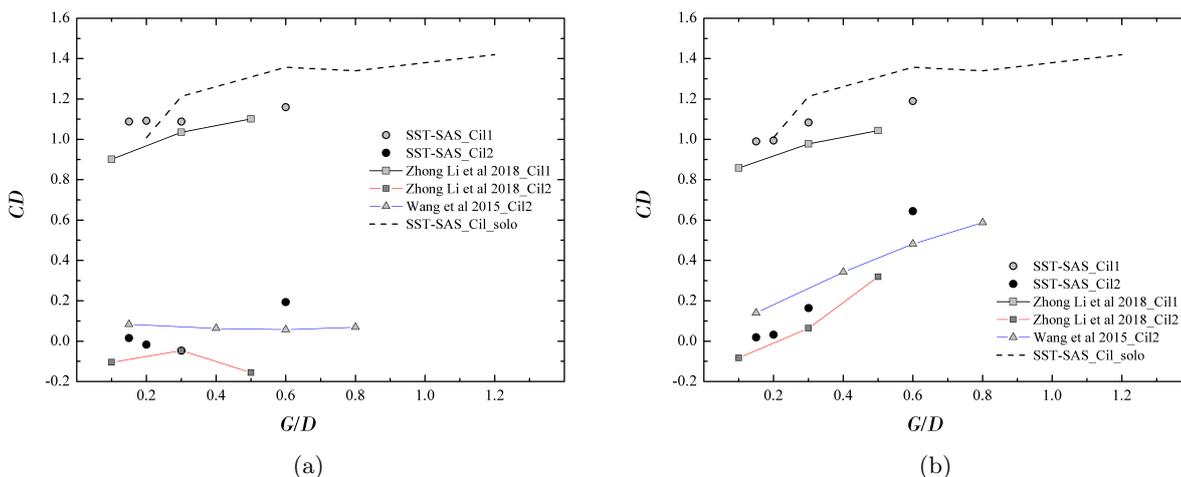


Figura 7.9: Coeficiente de arrastre para ambos cilindros en función de G/D ; (a) $L/D = 2$, (b) $L/D = 5$.

Al analizar el CD para el cilindro de atrás, se destaca que el coeficiente de arrastre es considerablemente menor que el CD del cilindro de adelante. Para $L/D = 2$, los resultados predichos por las

simulaciones numéricas SST-SAS muestran una mejor concordancia con los datos experimentales. Por otro lado, para $L/D = 5$, el CD en el cilindro de atrás muestra una muy buena concordancia entre los resultados de este trabajo y los resultados de Wang *et al.* (2015) y Li *et al.* (2018). La interpretación que se puede hacer respecto a los resultados obtenidos es que cuando los cilindros se encuentran cerca entre sí ($L/D = 2$), la separación con respecto al suelo (G/D) no influye considerablemente en los valores del coeficiente de arrastre. Mientras que, cuando los cilindros se encuentran mas separados ($L/D = 5$), la distancia con respecto al suelo afecta en mayor medida el coeficiente de arrastre de los cilindros. Al relacionar el CD del cilindro de atrás con el obtenido en el Capítulo 6 es posible observar que para cilindros en tándem en forma aislada para $L/D = 2$ el cilindro de atrás experimenta un CD negativo (fuerza de empuje). Sin embargo, esto no ocurre en el cilindro de atrás de la Figura 7.9 (a) debiéndose probablemente al efecto de la presencia del suelo.

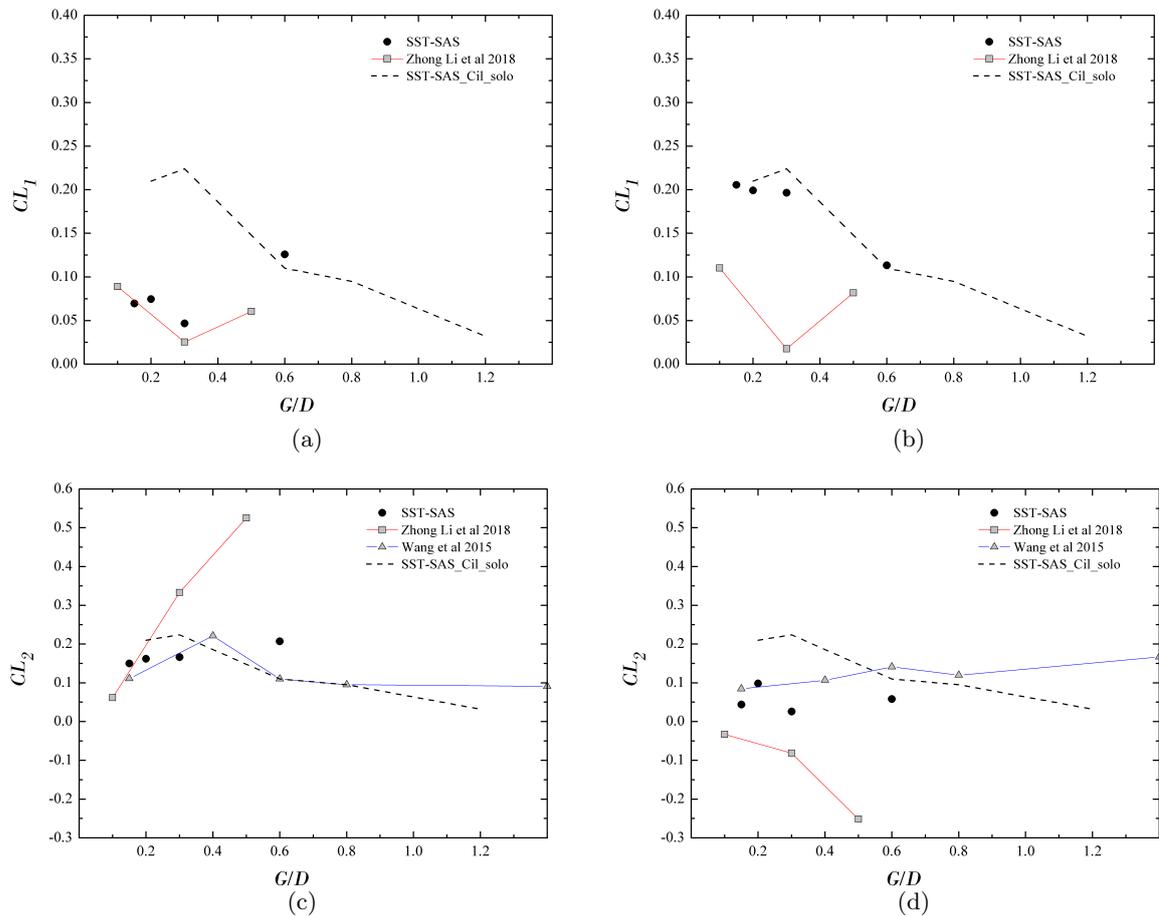


Figura 7.10: Coeficiente de sustentación para ambos cilindros en función de G/D : Arriba - CL del cilindro de adelante (CL_1): (a) $L/D = 2$, (b) $L/D = 5$. Abajo - CL del cilindro de atrás (CL_2): (c) $L/D = 2$, (d) $L/D = 5$.

La Figura 7.10 presenta el CL promedio de ambos cilindros en función de la separación con el suelo G/D para las distintas relaciones L/D . Para la comparación del cilindro de adelante (CL_1)

solo se dispone de información obtenida por Li *et al.* (2018), ya que en Wang *et al.* (2015) sólo instrumentaron el cilindro de atrás. En el cilindro de adelante se puede observar que para $L/D = 2$ (Figura 7.10 (a)) los valores del CL predicho por las simulaciones SST-SAS son comparables a las obtenidas por Li *et al.* (2018) utilizando LES. Sin embargo, esto no ocurre para el caso $L/D = 5$ (Figura 7.10 (b)), donde los valores del CL entre el modelo SST-SAS y LES resultan muy diferentes. Pero, considerando que a medida que los cilindros se alejan entre sí, el cilindro de adelante tiende a comportarse como un cilindro solo (como se demostró en el Capítulo 6), esta afirmación se corresponde con los resultados obtenidos en este trabajo, ya que los valores del CL del cilindro de adelante son muy similares a la de un cilindro solo considerando la proximidad al suelo. Esta misma interpretación se obtiene en Grioni *et al.* (2019) al comparar los resultados con Lei *et al.* (1999).

Al considerar los resultados del CL sobre el cilindro de atrás en la Figura 7.10 (c) - (d), se puede observar que los valores correspondiente al modelo SST-SAS presentan una buena concordancia con los ensayos experimentales realizados por Wang *et al.* (2015). De la misma manera que ocurre para un cilindro solo cercano a una pared, el cilindro de atrás experimenta una sustentación positiva ($CL > 0$), pero el valor del CL se encuentra menos afectado por la presencia de la pared (poco cambio del CL al cambio de G/D). En este caso sería interesante considerar a futuro relaciones de G/D mayores a las consideradas en este trabajo y así evaluar el comportamiento del CL cuando los cilindros se alejan aún mas del suelo. Esta interpretación se basa en que el efecto de tender a un valor asintótico de $CL = 0$ para $G/D > 1$ en el caso de un cilindro solo cercano al suelo, no se estaría evidenciando en los valores de G/D considerados para los cilindros en tándem.

Las Figuras 7.11 y 7.12 representan la variación del C_{D_RMS} y C_{L_RMS} (RMS aplicado a la fluctuación del coeficiente de arrastre y de sustentación C_D y C_L) en ambos cilindros. Como se observa en dichas figuras los resultados obtenidos en este trabajo muestran que las tendencias de variación del C_{D_RMS} y el C_{L_RMS} en función de G/D son similares. Sin embargo, es posible observar que las escalas son diferentes, siendo la escala del C_{L_RMS} mayor como ocurre para un cilindro solo (ver Figura 7.5 (a) y (b)). Las Figuras 7.11 y 7.12 muestran que para valores chicos de G/D el RMS del coeficiente de arrastre y sustentación son muy cercanos a cero con lo cual las fluctuaciones del arrastre y de la sustentación son muy pequeñas o despreciables. Esto indica que no se desprenden vórtices regulares del cilindro produciéndose la supresión o cesación de los vórtices. Un aspecto interesante a mencionar es que la separación con el suelo donde se inicia la supresión de los vórtices depende de la separación entre los cilindros, ya que para $L/D = 2$ la supresión se evidencia para $G/D < 0,6$ mientras que para $L/D = 5$ esto aparece para $G/D < 0,3$. Otra interpretación extraída de las Figuras 7.11 y 7.12 es que las tendencias de las fluctuaciones

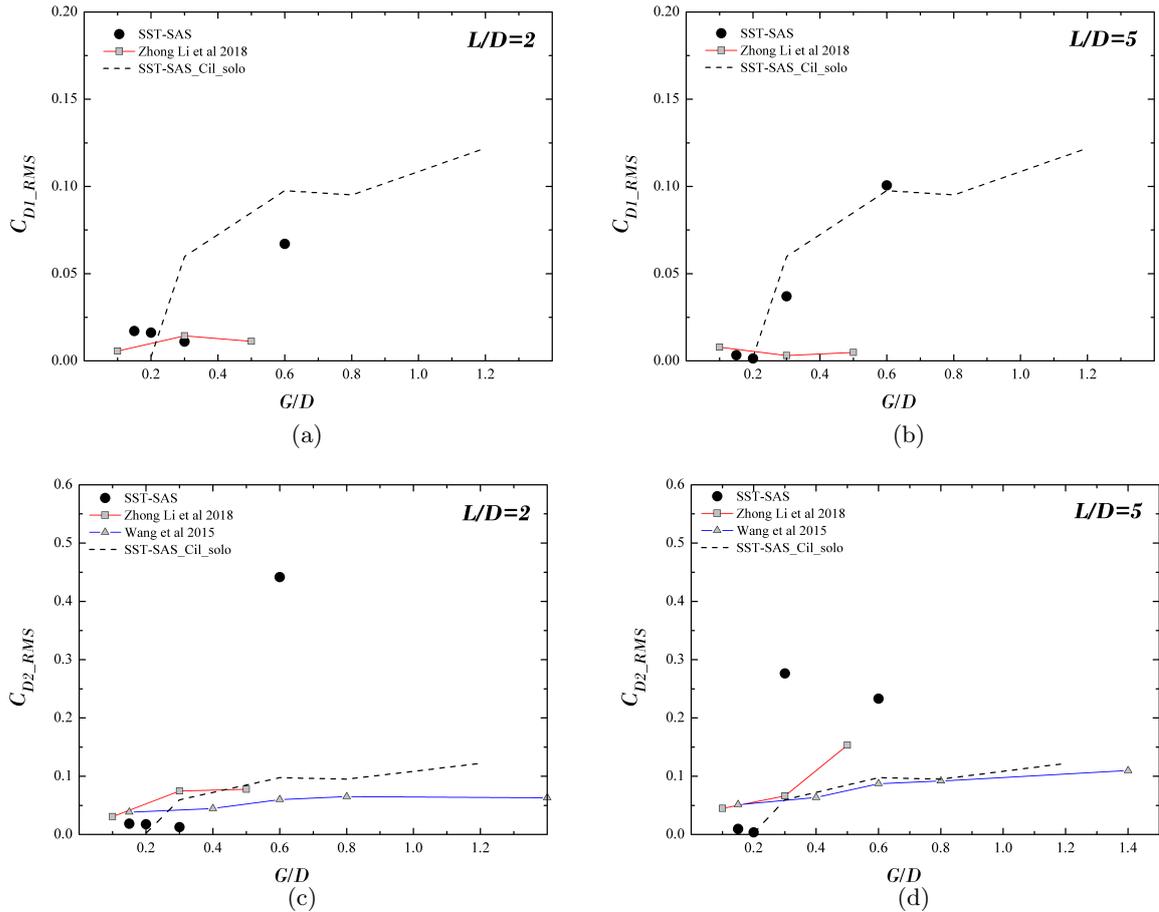


Figura 7.11: RMS del coeficiente de arrastre de los cilindros en función de G/D : Arriba - RMS del C_D del cilindro de adelante (C_{D1_RMS}): (a) $L/D = 2$ y (b) $L/D = 5$. Abajo - RMS del C_D del cilindro de atrás (C_{D2_RMS}): (c) $L/D = 2$ y (d) $L/D = 5$.

del cilindro de adelante y del cilindro de atrás son similares para cada L/D . Sin embargo, las magnitudes de las fluctuaciones del cilindro de atrás son mayores, debido a que este se encuentra inmerso en la turbulencia de estela del cilindro de adelante. De hecho, las fluctuaciones obtenidas en el cilindro de atrás resultan ser mayores a la de un cilindro solo, mientras que las fluctuaciones en el cilindro de adelante se asemejan a las obtenidas para un cilindro solo. Además, cuando los cilindros se encuentran alejados entre sí ($L/D = 5$) el C_{L_RMS} de ambos cilindros se aproxima al comportamiento de un solo cilindro cercano al suelo pero con la diferencia que los valores de las fluctuaciones del cilindro de adelante son un poco menores y las fluctuaciones del cilindro de atrás un poco mayores al C_{L_RMS} del cilindro solo. Por otra parte, si bien el comportamiento del C_{L_RMS} del cilindro de atrás resulta ser un poco mayor al de un solo cilindro, el parámetro que es realmente afectado por la presencia del cilindro de adelante es el C_{D_RMS} que resulta ser hasta de 5 veces más grande que para un cilindro solo (ver Figuras 7.11 (d)).

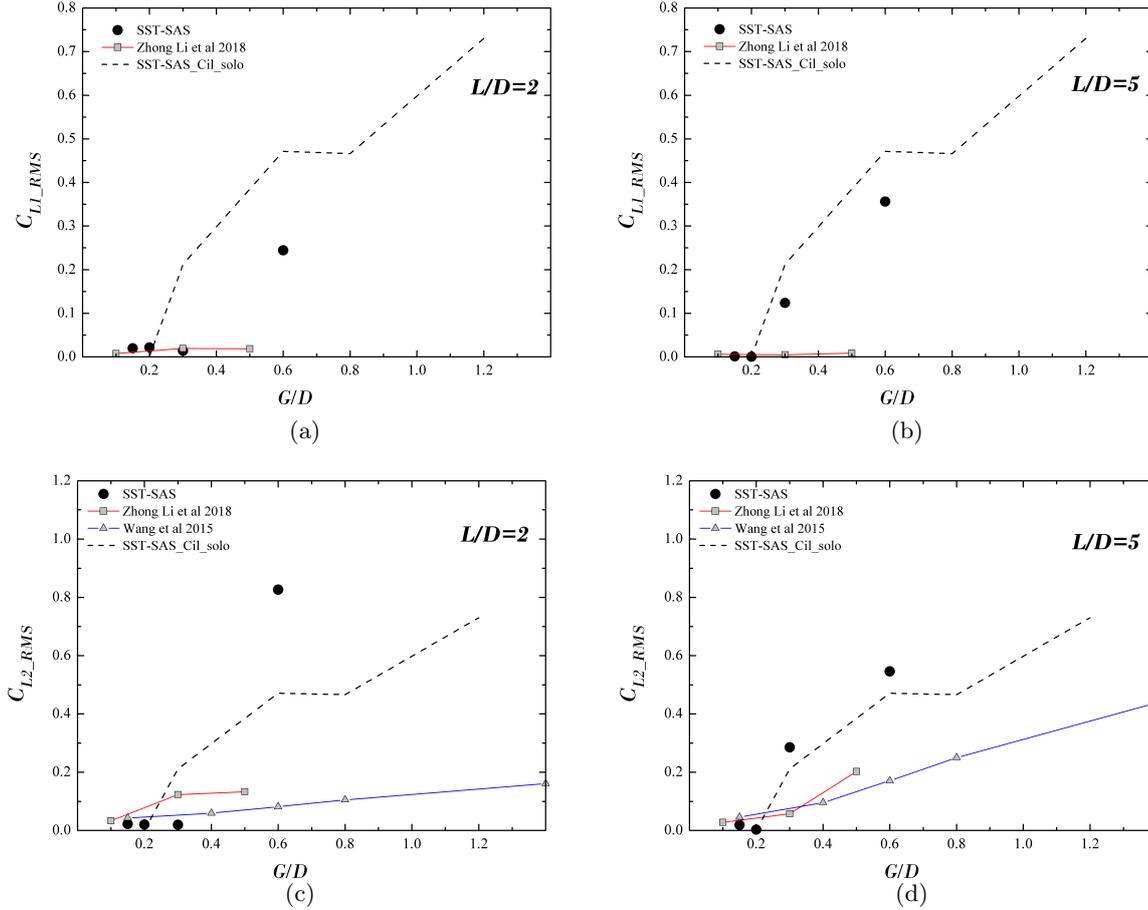


Figura 7.12: RMS del coeficiente de sustentación de los cilindros en función de G/D : Arriba - RMS del C_L del cilindro de adelante (C_{LL_RMS}): (a) $L/D = 2$ y (b) $L/D = 5$. Abajo - RMS del C_L del cilindro de atrás (C_{L2_RMS}): (c) $L/D = 2$ y (d) $L/D = 5$.

7.4.2. Distribución de presión sobre los cilindros

El coeficiente de presión, C_P , sobre el plano medio de los cilindros se define como $C_P = (p - p_\infty)/(0,5\rho U_\infty^2)$ donde p_∞ es la presión estática promedio en la entrada sobre una sección media transversal desde $(-10D, -D/2, 1D)$ a $(-10D, D/2, 1D)$ y p denota la presión promedio (es decir, la presión promediada en el tiempo durante el período de tiempo de registro) medida sobre la superficie de los cilindros en función del ángulo periférico de los mismos, θ , en el sentido de las agujas del reloj desde el punto de la superficie frontal.

Las Figuras 7.13 y 7.14 muestran las distribuciones del coeficiente de presión promedio obtenidas sobre la superficie de ambos cilindros para $L/D = 2$ y 5. Para poder comparar los efectos de la interferencia se presenta en la Figura 7.7 la distribución del C_P para el caso del cilindro solo a diferentes separaciones con el suelo G/D . En los ejes verticales se tiene el coeficiente de presión, mientras que en los ejes circunferenciales se representa el ángulo θ .

Al analizar la distribución de C_P en el cilindro de adelante se observa que las discrepancias para los distintas separaciones G/D son reducidas, incluso el C_{P1} entre las distintas separaciones

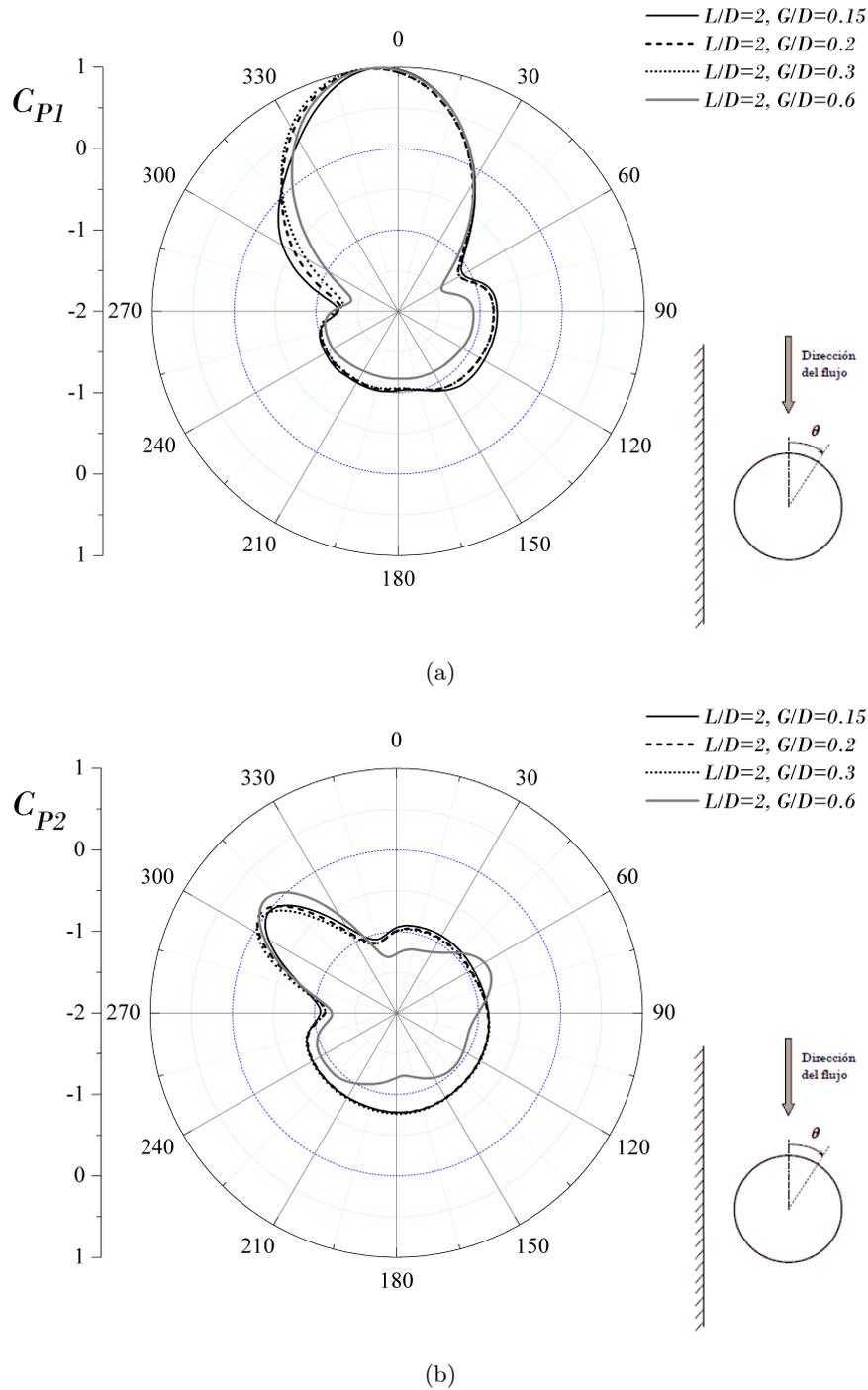


Figura 7.13: Coeficiente de presión para ambos cilindros para $L/D = 2$ en función de G/D ; (a) Cilindro de adelante, (b) Cilindro de atrás.

$L/D = 2$ y 5. Por otro parte, el C_{P1} presenta una buena concordancia con el C_P de un cilindro solo en lo respecta a la forma de la distribución de C_P , al punto de estancamiento, valores máximos y mínimos.

En cambio, para el cilindro de atrás las diferencias para las distintas proximidades con el suelo G/D y separaciones entre cilindros L/D son más marcadas. Este comportamiento se evidencia en la Figura 7.14 (b) donde el C_{P2} para $L/D = 5$ resulta diferente para las distintas proximidades

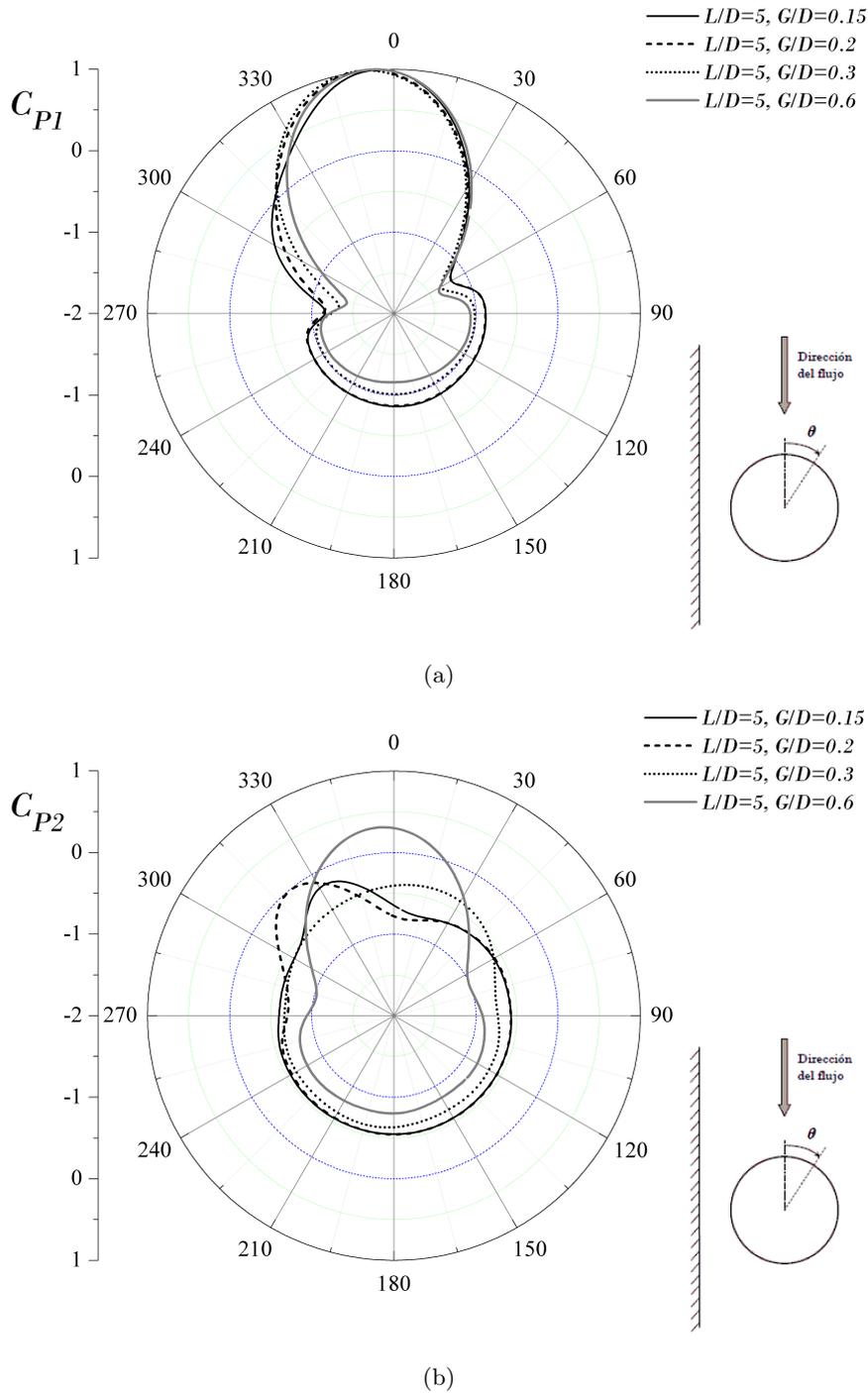


Figura 7.14: Coeficiente de presión para ambos cilindros para $L/D = 5$ en función de G/D ; (a) Cilindro de adelante, (b) Cilindro de atrás.

G/D y además, con respecto al C_{P2} para $L/D = 2$ en la Figura 7.13 (b). Además, al comparar el C_P del cilindro de atrás con el C_P del cilindro solo, se puede observar que sus valores son muy diferentes salvo para el caso cuando los cilindros se alejan lo suficiente entre si ($L/D = 5$) y con el suelo ($G/D = 0,6$) el C_{P2} tiene una forma similar, un punto de estancamiento y valores máximos y mínimos al de un cilindro solo.

La variación del punto de estancamiento donde la velocidad es cero sobre los cilindros en función

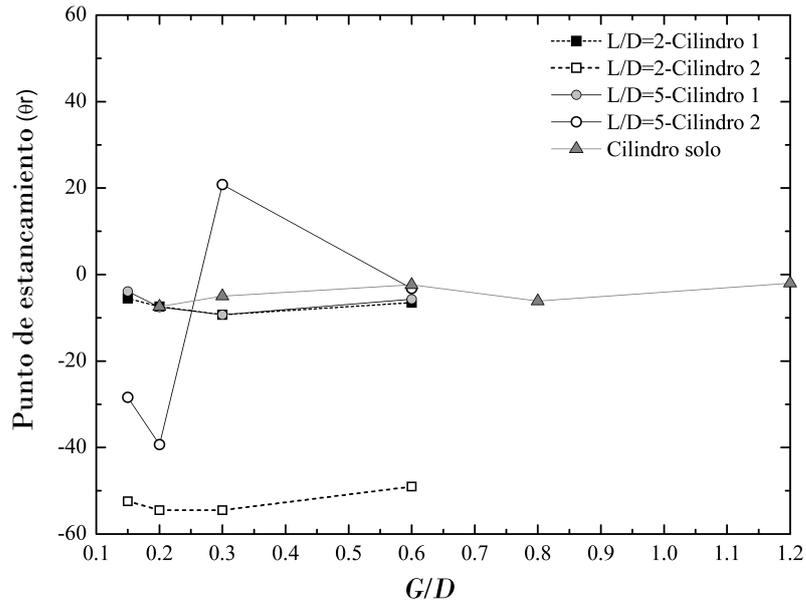


Figura 7.15: Posiciones del ángulo en la que la velocidad es cero en los cilindros en función de G/D .

de G/D se presenta en la Figura 7.15. El punto de estancamiento, definido como el ángulo (θ_r), se determina como la ubicación en la que el C_P es máximo. Para facilitar la presentación gráfica, (θ_r) se considera como $\theta_r = \theta - 360^\circ$ si θ se encuentra entre 270° y 360° . De esta manera, valores positivos de θ_r indican que el punto de estancamiento se desplaza hacia arriba y valores negativos que el punto de estancamiento o de adherencia se desplaza hacia abajo con respecto a la línea central de los cilindros en $y = 0$ desde la superficie frontal de los cilindros.

Para el cilindro de adelante es posible observar que el punto de estancamiento se mueve hacia abajo para todos los valores G/D analizados, con valores similares a lo obtenidos para un cilindro solo. Esta asimetría en el flujo del cilindro de adelante explica los valores positivos en el CL mostrados en la Figura 7.10 (a) - (b). Además, al comparar los puntos de estancamiento para el cilindro de adelante, se observa que los valores prácticamente son muy similares para ambas separaciones L/D .

Por otra parte, el cilindro de atrás experimenta cambios importantes en el punto de estancamiento respecto al cilindro solo. Cuando los cilindros se encuentran cercanos entre sí ($L/D = 2$) se puede observar que los valores del punto de estancamiento son alrededor de $\theta \approx -50^\circ$, incluso para cuando los cilindros se alejan del suelo para una relación $G/D = 0,6$. Este valor tiene sentido, si tenemos en cuenta que en el Capítulo 6 concluimos que para cilindros en tándem en forma aislada separados a una distancia $L/D = 2$ el ángulo de estancamiento o adherencia en el cilindro de atrás fue de $\theta \approx \pm 68^\circ$ (ver Figura 6.12). El signo \pm hace referencia a que para un cilindro aislado el flujo es simétrico y por lo tanto el punto de adherencia aparece tanto arriba como abajo de la línea

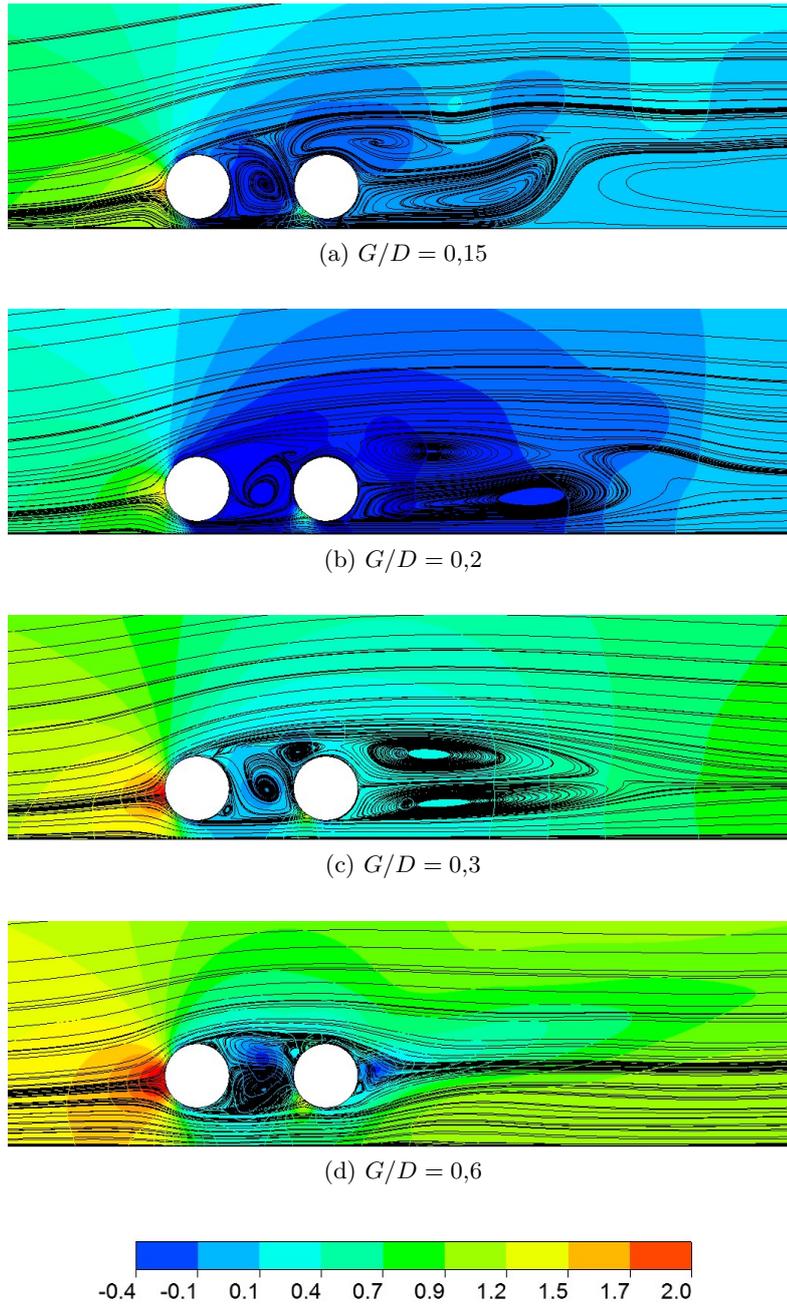


Figura 7.16: Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para $L/D = 2$: (a) $G/D = 0,15$, (b) $G/D = 0,2$, (c) $G/D = 0,3$ y (d) $G/D = 0,6$. Unidad de escala de color para la presión en Pa

central del cilindro. Pero, en la Figura 7.13 (b) es posible observar que para $G/D = 0,6$ comienza a formarse un nuevo pico de presión a un ángulo de aproximadamente 60° . Esto, hace presuponer que cuando el cilindro de atrás se aleje más del suelo este nuevo pico crezca y sea simétrico con el pico ya desarrollado ($\theta \approx -50^\circ$ para $G/D = 0,6$) y así se comporte de forma similar al caso de cilindros en tándem en forma aislada.

Al analizar el punto de estancamiento para el cilindro de atrás para $L/D = 5$ es posible observar en la Figura 7.15 que cuando los cilindros se encuentran cerca del suelo ($G/D = 0,15$ y $0,2$) los

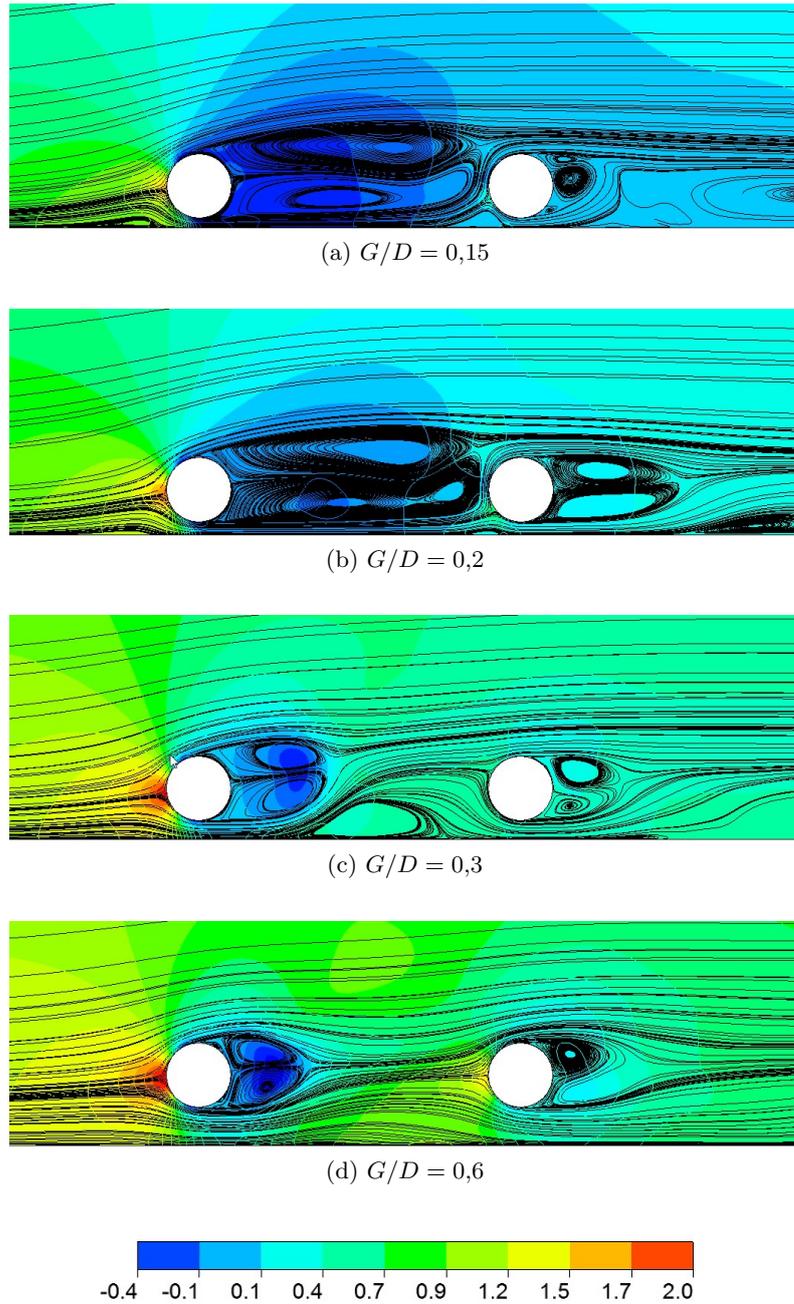


Figura 7.17: Líneas de corriente del flujo promedio en el tiempo sobre el plano medio con campo de presión promedio en el tiempo para $L/D = 5$: (a) $G/D = 0,15$, (b) $G/D = 0,2$, (c) $G/D = 0,3$ y (d) $G/D = 0,6$. Unidad de escala de color para la presión en Pa

puntos de estancamiento se desplazan hacia abajo hasta un ángulo θ cercano a -30° , lo que resulta en valores positivos del CL obtenidos en la Figura 7.10 (c) - (d). Para cuando los cilindros se alejan lo suficiente del suelo $G/D = 0,6$ el ángulo θ resulta cercano a cero pero negativo debido a cierta influencia del suelo. Este valor es similar al valor del punto de estancamiento de un cilindro solo para $G/D = 0,6$ y al valor de $\theta = 0$ obtenido para cilindros en tándem en forma aislada para $L/D = 5$ en la Figura 6.12 del Capítulo 6. Sin embargo, el valor del punto de estancamiento para $G/D = 0,3$ presenta un comportamiento diferente al resto con un desplazamiento del punto de estancamiento

hacia arriba de la parte frontal del cilindro. El flujo que se desprende del cilindro de adelante, en la espacio entre los cilindros, está sesgado hacia arriba con respecto a la línea central de los cilindros ($y = 0$), que al encontrarse con el flujo principal que fluye por encima de los cilindros, interactúan entre sí dando lugar a un flujo resultante que termina adheriéndose en el cilindro de atrás para un ángulo $0^\circ < \theta_r < 90^\circ$. Este efecto se puede evidenciar claramente en la Figura 7.17 (c) donde se muestran las líneas de corriente del flujo promedio junto con el campo de presión.

7.4.3. Desprendimiento de vórtices y estructuras de estela del flujo

En esta sección se realiza un análisis del desprendimiento de vórtices y de la estructuras de flujo de estela para las distintas separaciones entre los cilindros y la proximidad con el suelo. La Figura 7.18 muestra la presencia o supresión de los vórtices en el cilindro de atrás. Del gráfico se puede identificar la combinación crítica entre la separación con el suelo (G/D) y la distancia entre los cilindros (L/D) en donde comienza a producirse la propagación periódica de vórtices en el cilindro de atrás. La línea de trazos delimita la región de desprendimiento de vórtices para el cilindro de atrás obtenida por Wang et al. (2015), en donde hacia arriba de la línea se encuentra la región con desprendimientos de vórtices y hacia abajo la región sin desprendimiento de vórtices. Si bien más cantidad de puntos serían necesarios para tener una descripción más consistente de este comportamiento, los resultados de este trabajo refuerzan los obtenidos por Wang et al. (2015) respecto de la presencia o ausencia del desprendimiento de vórtices.

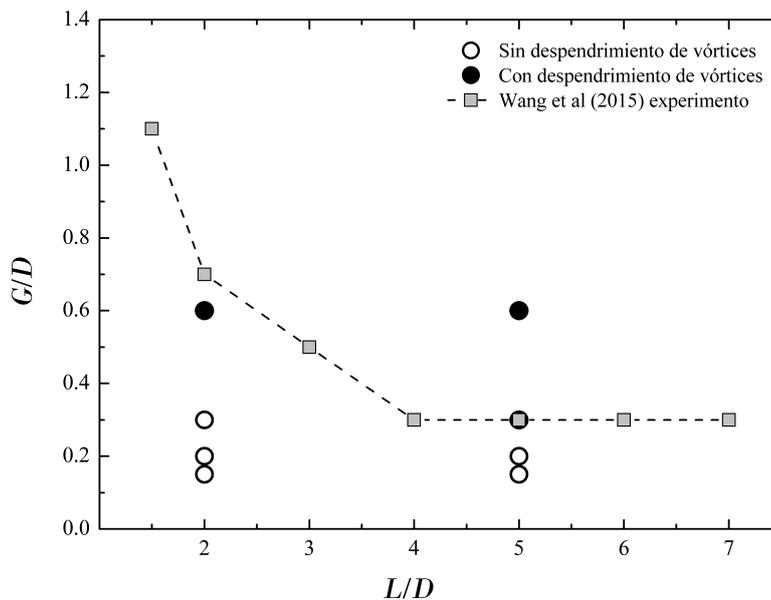


Figura 7.18: Desprendimiento de vórtices en el cilindro de atrás.

Teniendo en cuenta que la Figura 7.18 determina en que región aparecen los desprendimientos de vórtices (círculos completamente negros) es posible determinar los respectivos números de Strouhal

asociados a la frecuencia de esos desprendimientos como se expone en la Tabla 7.1.

G/D	Cilindro de adelante		Cilindro de atrás		Cilindro solo
	$L/D = 2$	$L/D = 5$	$L/D = 2$	$L/D = 5$	
0,3	-	0,217	-	0,217	0,253
0,6	0,177	0,227	0,177	0,227	0,247

Tabla 7.1: Número de Strouhal para los cilindros en tándem y para el cilindro solo.

Como se observa en la tabla, el número de St es igual para el cilindro de adelante y el cilindro de atrás, es decir que las frecuencias con la que los vórtices se desprenden es igual en ambos cilindros. Sin embargo, los valores del C_{L_RMS} mostrados en la Figura 7.12 indicarían que la intensidad de los vórtices es mayor en el cilindro de atrás. Por otra parte, al comparar estas frecuencias con la del cilindro solo es posible ver que la interferencia entre los cilindros genera una reducción en las frecuencias de desprendimiento de los vórtices. A medida que los cilindros se separan entre sí el St tiende a acercarse más al valor del St del cilindro solo. Un aspecto interesante de notar es que Wang *et al.* (2015) obtuvo de los ensayos experimentales en el cilindro de atrás para $L/D = 2$ y $G/D = 0,6$ un valor de St igual 0,18 lo que es coincidente con el obtenido en este trabajo. Sin embargo, para $L/D = 5$ y $G/D = 0,6$ declaró en el cilindro de atrás un $St = 0,19$ siendo en este trabajo un poco más grande ($St = 0,227$).

Al analizar los patrones de flujo alrededor de los cilindros se puede observar en la Figura 7.19 las estructuras en la estela para las distintas separaciones entre los cilindros y con el suelo representadas por medio de contornos del campo de vorticidad instantánea en z . Del análisis de los gráficos se puede ver que los patrones de flujo dependen de la relación G/D y L/D . Para $G/D = 0,15$ y $G/D = 0,2$ la capa de corte superior que se desprende del cilindro de adelante pasa por encima del cilindro de atrás, mientras que la capa de corte inferior recircula en el espacio entre ambos cilindros. Este efecto produce la deflexión en el flujo lo cual explica los valores positivos en el CL. Para $G/D = 0,3$, se puede observar que cuando los cilindros se encuentran cercanos entre sí ($L/D = 2$), el comportamiento del flujo es muy similar a $G/D = 0,15$ y $G/D = 0,2$. En cambio, cuando los cilindros se alejan ($L/D = 5$) comienza a identificarse estructuras vorticosas relativamente grandes detrás de ambos cilindros, indicando la aparición del desprendimiento de los vórtices. Este comportamiento para $G/D = 0,3$ puede observarse en las gráficas del C_{D_RMS} y C_{L_RMS} (Figuras 7.11 y 7.12, respectivamente). Para $G/D = 0,6$, si bien los efectos de la pared aún persisten pero en menor medida, los patrones de flujo comienzan a tener un cierto comportamiento semejante al caso de dos cilindros en tándem inmersos en un flujo libre (ver Figura 6.7 del Capítulo 6). Es decir, para $L/D = 5$ la formación de vórtices se produce desde ambos cilindros y cierta asimetría

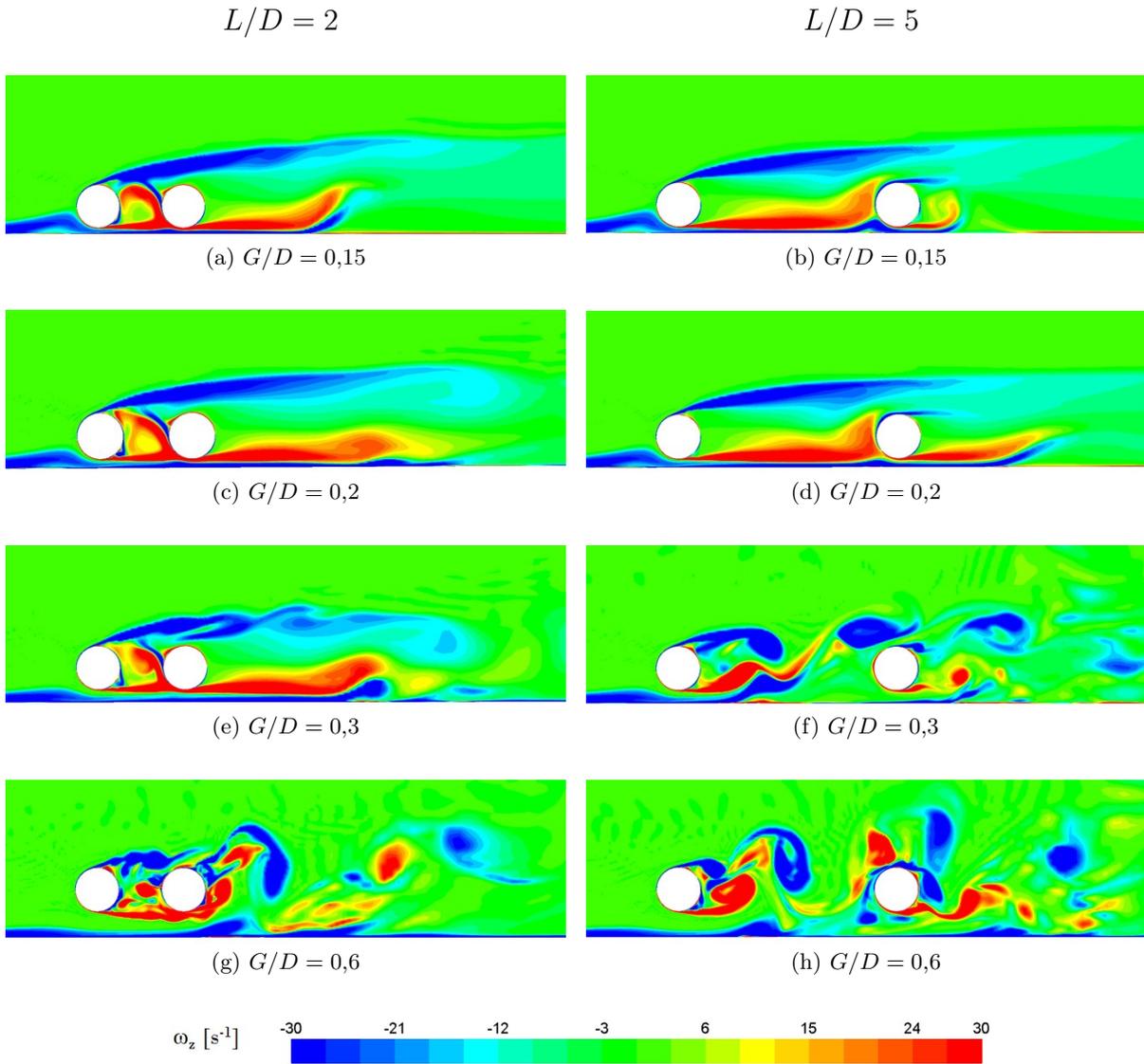


Figura 7.19: Contorno de vorticidad (z) instantánea en la sección media de los cilindros para un tiempo adimensional $tU_\infty/D = 163$.

hacia arriba es observada en los patrones de flujo producto de una persistencia del efecto del suelo. En cambio, para la separación $L/D = 2$ las capas límites del cilindro de adelante que se desprenden se vuelven a adherirse en el cilindro de atrás pero, la formación de los vórtices alternados aparece tanto en el cilindro de adelante como en el cilindro de atrás. Este fenómeno de la formación de vórtices en el cilindro de adelante para $L/D = 2$, no está presente en el caso de cilindros tándem en forma aislada. Esta formación de vórtices en el cilindro de adelante podría estar asociada a ciertos efectos de la presencia del suelo que favorecerían dicha formación. Sin embargo, es posible notar que los valores del C_{L_RMS} para $G/D = 0,6$ para el cilindro de adelante (Figura 7.12 (a)) es mucho menor al del cilindro de atrás (Figura 7.12 (b)) indicando que la intensidad de los vórtices se encuentra bien definida en el cilindro de atrás.

A partir de este último análisis se concluye que la disposición de cilindros cercanos entre si

y cercanos al suelo modifica el comportamiento de los cilindros en comparación con la configuración de un cilindro solo cercano al suelo e incluso con la configuración de cilindros en tándem en forma aislada. Estas combinaciones de G/D y L/D definen las cargas promedios resultantes, las fluctuaciones de estas cargas, la distribución de presión y la frecuencia con la que los vórtices se desprenden, así como la supresión o cese de dichos desprendimientos.

Capítulo 8

Flujo a través de un arreglo de tubos

“If you can’t explain it simply, you don’t understand it well enough”

Albert Einstein, 1879-1955

Un caso de validación desafiante para los modelos de turbulencia actuales es el arreglo de tubos, ya que el flujo a través de los tubos exhibe un comportamiento de desprendimiento de vórtices y transiciones de flujo similares a los de un solo tubo, pero con la complejidad adicional de las interacciones de estela entre los tubos. Por otra parte, este arreglo de tubos es de interés práctico ya que esto se encuentra en diferentes aplicaciones de ingeniería, como por ejemplo, resulta en una configuración bastante estándar en intercambiadores de calor para los cuales, obviamente, la predicción precisa de sus características de intercambio de calor es de suma importancia. En ese sentido, los experimentos realizados por [Simonin y Barcouda \(1986b\)](#) y [Simonin y Barcouda \(1988\)](#) representan un caso de prueba atractivo para la validación de simulaciones de flujo a través de arreglos de tubos.

El objetivo del presente capítulo es realizar el análisis del flujo sobre arreglos de tubos utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS junto con la triple descomposición del campo de velocidad inestable para obtener el tensor de tensión de Reynolds total. En la primera parte, se presenta un análisis de sensibilidad que incluyen la tolerancia de los residuos de las ecuaciones, el efecto del tamaño de la malla y la resolución temporal, y el efecto del número de ciclos de desprendimiento de vórtices registrados para el promedio temporal.

En la segunda parte de este capítulo se visualizan las inestabilidades del flujo y las contribuciones de la parte resuelta y modelada del tensor de tensiones total. Luego se realiza una comparación con los datos experimentales, junto con otras estrategias de modelado, en términos de velocidad media y cantidades de turbulencia. En este caso, se presenta además un criterio objetivo de puntuación para clasificar los resultados de los diferentes modelos. A diferencia de la inspección visual cualitativa, este criterio permite una evaluación cuantitativa de los resultados.

8.1. Antecedentes de simulaciones numéricas

El flujo a través de un arreglo de tubos ha sido estudiado por otros investigadores utilizando RANS, URANS, LES e incluso DNS. Las simulaciones de RANS fallaron en producir predicciones confiables del flujo debido a la pobre estimación del comportamiento de la energía cinética turbulenta (Paul *et al.* (2008) y Ridluan y Tokuhiko (2008a)). Por otro lado, resultados de simulación URANS utilizando un modelo RSM (*Reynolds Stress Model*) mostraron una mejor concordancia con los datos experimentales que los modelos RANS (Johnson (2008)), aunque aún persistían algunas discrepancias cuando se trataba de reproducir el comportamiento de las tensiones de Reynolds normales (Ridluan y Tokuhiko (2008b)). LES parece mostrar los resultados más prometedores (Rollet-Miet *et al.* (1999) y Hassan y Barsamian (2004)), aunque algunos estudios que comparan LES con algunos modelos de menor costo computacional sugirieron que la diferencia en las capacidades predictivas de estas diferentes metodologías era bastante marginal (Benhamadouche y Laurence (2003) y Minelli *et al.* (2017)). De hecho, tanto LES como un enfoque URANS basado en RSM pudieron proporcionar resultados bastante satisfactorios (Benhamadouche y Laurence (2003)) en comparación con los experimentos, aunque el primero fue ligeramente más consistente con resultados de DNS. Un estudio reciente que utilizó PANS (*Partially-Averaged Navier Stokes*) y LES informaron que ambos métodos predijeron el flujo en un acuerdo relativamente bueno y similar con los datos experimentales, aunque la simulación PANS se aplicó en una malla mucho más gruesa que LES (Minelli *et al.* (2017)). No es sorprendente que los resultados de las simulaciones de DNS (Moulinec *et al.* (2004)), aunque se realizaron a un número de Reynolds más bajo para limitar el costo computacional, también demostraron estar en línea con los datos experimentales.

Por lo tanto, parece que el método más apropiado para ser seleccionado depende de las expectativas del ingeniero relacionadas con la precisión de los resultados y los requisitos computacionales que el usuario dispone para invertir en el problema. Teniendo en cuenta esto, el modelo SST-SAS representa un buen compromiso entre precisión y costo computacional que lo hace suficientemente atractivo como para justificar validarlo en el flujo a través de un arreglo de tubos.

8.2. Descripción del problema

Los experimentos llevados a cabo por Simonin y Barcouda utilizados durante el segundo y tercer Workshop ERCOFTAC-IAHR (ERCOFTAC-IAHR-Workshop (1993) ERCOFTAC-IAHR-Workshop (1994)), consisten en un flujo isotérmico bidimensional a través de una matriz de arreglos de tubos escalonados. De ahora en adelante este experimento se denominará generalmente el experimento S&B. La configuración de flujo correspondiente se representa esquemáticamente en la

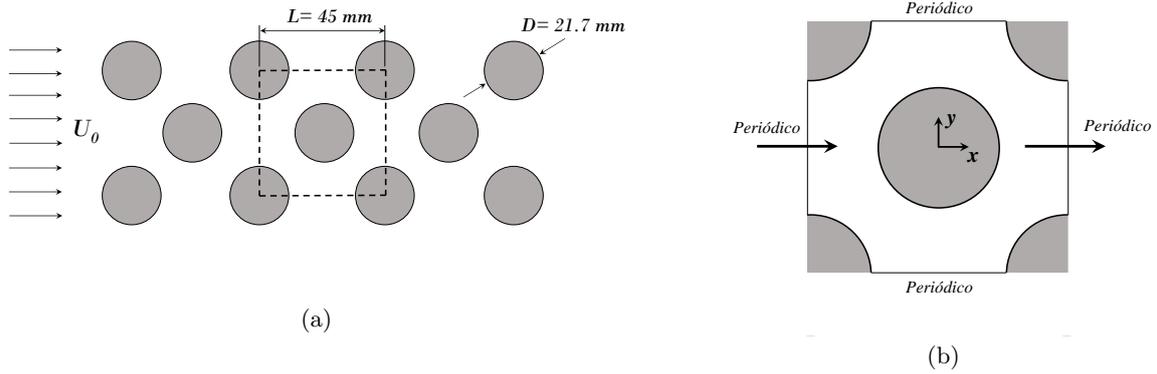


Figura 8.1: (a) Descripción general de la configuración de arreglos de tubos investigada experimentalmente por [Simonin y Barcouda \(1986b\)](#) y [Simonin y Barcouda \(1988\)](#), (b) Detalle de la zona utilizada para comparación en el presente trabajo.

Figura 8.1 (a). El arreglo de tubos consta de siete columnas escalonadas de tubos con un diámetro $D = 21,7 \text{ mm}$. Los tubos escalonados se espaciaron uniformemente tanto en la dirección del flujo como en la transversal con una distancia de separación $L = 45 \text{ mm}$ en cualquier dirección. El fluido de los ensayos era agua que fluía a través del arreglo con una velocidad de entrada uniforme de $U_0 = 1,06 \text{ m/s}$ correspondiente a un número de Reynolds $Re = U_0 D / \nu_{water}$ de 18000. El modelo utilizado en este trabajo consiste en una celda unitaria como se muestra en la Figura 8.1 (b).

En la base de datos de [Simonin y Barcouda \(1986a\)](#), los resultados experimentales se proporcionan en varias ubicaciones para los componentes Ox y Oy de la velocidad promediada en el tiempo, así como para las tensiones de Reynolds relacionadas. En particular, se eligen tres perfiles para la comparación que se muestrean y promedian en $x = 0 \text{ mm}$, $x = 11 \text{ mm}$ e $y = 0 \text{ mm}$ durante la simulación (ver Figura 8.2). La ubicación en $x = 0 \text{ mm}$ consiste en la región donde se acelera el flujo. El perfil en $x = 11 \text{ mm}$ involucra la zona de recirculación detrás de un tubo, el flujo principal y la zona de estancamiento frente a un tubo. El flujo a lo largo de la línea $y = 0 \text{ mm}$ implica la estela detrás de un cilindro.

Para obtener el tensor de tensión de Reynolds se adoptó la triple descomposición del campo de velocidad inestable con lo cual el tensor de tensión total se obtiene como suma de la tensión de Reynolds modelada (contribución de las fluctuaciones de turbulencia) y las tensión de Reynolds resuelta asociadas a las contribución de la fluctuaciones coherentes (ver Sección 3.2).

8.3. Configuración numérica

Todos los parámetros geométricos, las condiciones de flujo y las mediciones del experimento S&B proporcionados por la base de datos ERCOFTAC ([Simonin y Barcouda \(1986a\)](#)) se utilizaron para configurar las simulaciones numéricas.

Las mediciones se llevaron a cabo en una región (desde la cuarta fila en adelante) donde el flujo presentaba un desarrollo completo caracterizado por la periodicidad del campo de velocidad promediado en el tiempo. Suponiendo que la periodicidad se cumple también para el campo de velocidad promedio de conjunto, el dominio computacional se restringió a una celda unitaria elemental como se muestra en la Figura 8.2. Se aplicaron condiciones de contorno periódicas al campo de velocidad en las direcciones transversal Oy y en la dirección normal Oz . Para respetar el caudal másico experimental medio, $\dot{Q} = \rho_{agua} U_{bulk} S$, la periodicidad en la dirección de la corriente Ox se impuso entre la sección $x = -L/2 = -22,50 \text{ mm}$ y la $x = +L/2 = +22,50 \text{ mm}$. La superficie $S = 1,011 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ corresponde a la sección de paso del flujo (en el plano oyz) en $x = -L/2 = -22,50 \text{ mm}$ donde debe determinarse U_{bulk} . En ausencia de mediciones en $x = -22,50 \text{ mm}$, el perfil de la componente de la velocidad en la dirección del flujo en $x = 0 \text{ mm}$ (con la misma sección de paso de flujo que en $x = -22,50 \text{ mm}$) se integró para obtener finalmente el valor $U_{bulk} = 1,780 \text{ m/s}$, el cual representa un excelente acuerdo con el valor de $1,752 \text{ m/s}$ utilizado por Johnson (2008). Vale la pena señalar que para ser lo más precisos posible, los datos experimentales faltantes cerca de la pared del tubo se complementaron con los resultados proporcionados por DNS en Moulinec *et al.* (2004). Por lo tanto, con $\rho_{agua} = 998,2 \text{ kg/m}^3$, el caudal másico objetivo resulta $\dot{Q} = 1,8 \text{ kg/s}$.

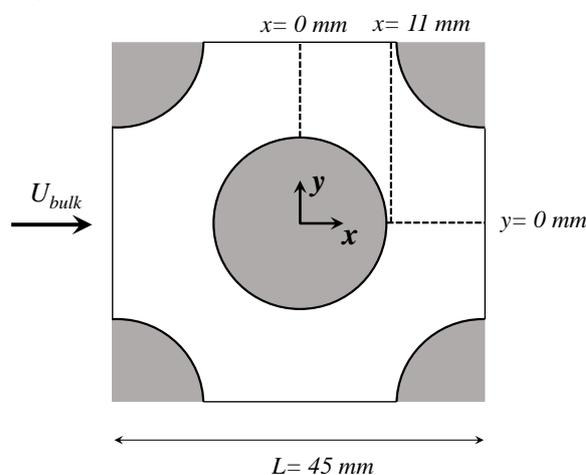


Figura 8.2: Dominio computacional (en blanco) y condiciones de contorno. Acercamiento en la zona investigada experimentalmente con indicaciones de las líneas de medición utilizadas para la comparación en el presente estudio.

8.4. Elección de parámetros de simulación

8.4.1. Tolerancia residual

Se llevó a cabo un estudio de la sensibilidad de los resultados a los máximos niveles de tolerancias de los residuos de las ecuaciones. Además del valor predeterminado de 10^{-3} , se consideraron dos valores más estrictos 10^{-4} y 10^{-5} . La reducida sensibilidad de los resultados al cambio de los máximos niveles de residuos se ilustra en la Figura 8.3. Se muestra el perfil de la componente de velocidad media en sentido de la corriente (U_{velocity}) para la posición $x = 0 \text{ mm}$, así como la gráfica del espectro de energía cinética turbulenta (k) en función del número de Strouhal $St = fD/U_{\text{bulk}}$, donde f es la frecuencia de la señal energía cinética turbulenta registrada en la estela del cilindro central en el punto $[0,77D, 0D, 1D]$. Como se puede inferir del análisis de ambas gráficas, la elección predeterminada de 10^{-3} es perfectamente adecuada. Por lo tanto, este valor de tolerancia de los residuos se mantuvo para todas las simulaciones posteriores para las cuales se encontró que de 3 a 10 iteraciones SIMPLE internas por paso de tiempo eran suficientes para resolver el acoplamiento presión-velocidad.

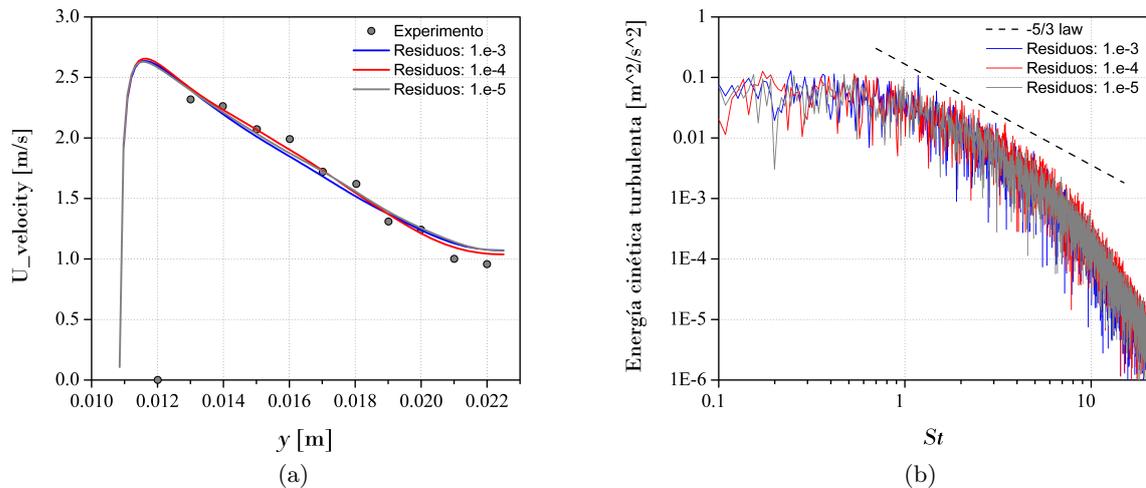


Figura 8.3: Sensibilidad en la elección de la tolerancia de los residuos: (a) Perfil de la velocidad media en sentido de la corriente para $x = 0 \text{ mm}$ y (b) Espectro de energía de turbulencia en el punto $[0,77D, 0D, 1D]$ en función del número de Strouhal $St = fD/U_{\text{bulk}}$.

8.4.2. Análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo

El efecto del tamaño de malla y la resolución temporal se evalúan comparando el coeficiente de arrastre medio $CD = \frac{F_D}{0,5\rho U_{\text{bulk}}^2 A}$ y el coeficiente de sustentación $CL = \frac{F_L}{0,5\rho U_{\text{bulk}}^2 A}$ así como el valor pico del número de Strouhal observado en el espectro de la evolución temporal del coeficiente de sustentación instantáneo. F_D y F_L son las fuerzas de arrastre y sustentación ejercidas sobre el

tubo central del área proyectada A , respectivamente. La estrategia de mallado adoptada produjo mallas estructuradas de tipo-O multibloques con un refinamiento en las proximidades de las paredes de los tubos. Se eligió el tamaño de las celdas adyacentes a la pared (AC) para garantizar que ($y^+_{AC} = y_{AC}u_\tau/\nu < 1$) donde u_τ denota la velocidad de fricción local y y_{AC} representa la distancia normal entre el centro de la celda y la pared. Las tres mallas consideradas se indican con \mathcal{M}_1 (malla gruesa, 420000 celdas), \mathcal{M}_2 (malla intermedia, 850000 celdas) y \mathcal{M}_3 (malla fina, 1700000 celdas), respectivamente. Para las simulaciones realizadas para estas tres mallas, el paso de tiempo adimensional se mantuvo constante e igual a $\Delta t = 0,0082D/U_{bulk}$ correspondiente a un número máximo de CFL por debajo de 2 para la malla \mathcal{M}_2 .

Paralelamente, se llevó a cabo un análisis de sensibilidad de los resultados al valor del paso de tiempo utilizando la malla intermedia \mathcal{M}_2 . Se consideraron tres pasos de tiempo adimensionales diferentes $\Delta t U_{bulk}/D = 0,0164, 0,0082$ y $0,0041$. Para la malla \mathcal{M}_2 , el último valor de paso de tiempo aseguró un $CFL < 1$ en todo el dominio computacional. La Tabla 8.1 reagrupa los diversos resultados que se obtuvieron para este análisis de sensibilidad de malla y paso de tiempo.

Casos	Números de elementos (millones)	$\Delta t U_{bulk}/D$	CD	St
<i>Tamaño de malla</i>				
Gruesa (\mathcal{M}_1)	$\sim 0,42$	0,0082	0,49	0,40
Intermedia (\mathcal{M}_2)	$\sim 0,85$	0,0082	0,51	0,42
Fina (\mathcal{M}_3)	$\sim 1,7$	0,0082	0,51	0,41
<i>Resolución temporal</i>				
Grande	$\sim 0,85$	0,0164	0,52	0,43
Intermedio	$\sim 0,85$	0,0082	0,51	0,42
Pequeño	$\sim 0,85$	0,0041	0,50	0,41

Tabla 8.1: Sensibilidad al tamaño de la malla y los valores de los intervalos de tiempo.

Por un lado, se puede observar que la diferencia entre los resultados obtenidos para las mallas \mathcal{M}_2 y \mathcal{M}_3 son similares, mientras que los obtenidos con la malla \mathcal{M}_1 son notablemente diferentes. Por otro lado, los resultados del análisis de sensibilidad del paso de tiempo muestran una convergencia evidente tanto de CD como de St , lo que indica que la elección del paso de tiempo intermedio representa un buen compromiso. Como consecuencia de estos resultados, se decidió realizar todas las simulaciones utilizando la malla \mathcal{M}_2 con el valor de paso de tiempo intermedio. Esta malla tridimensional \mathcal{M}_2 se generó extruyendo en la dirección z una distancia de dos veces el diámetro del tubo ($2D$) la malla bidimensional mostrada en la Figura 8.4, que es el límite más bajo recomendado en [Menter *et al.* \(2003\)](#). En la dirección z se colocaron 42 elementos equidistantes.

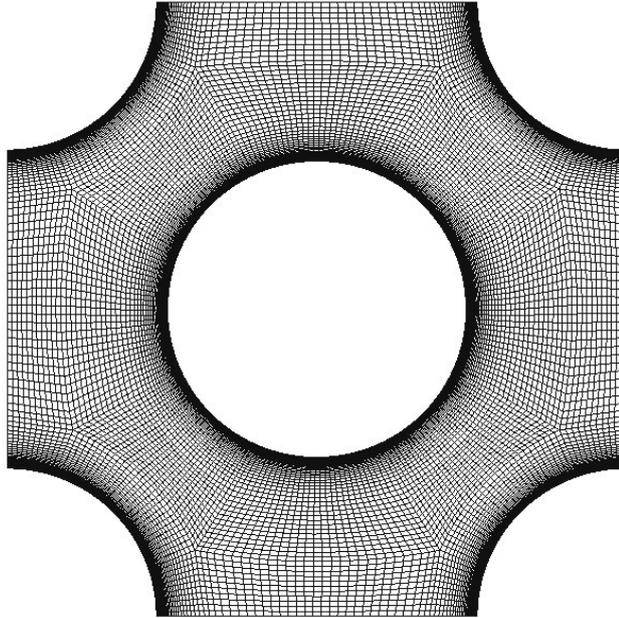


Figura 8.4: Ejemplo de una malla estructurada tipo-O utilizada en el presente estudio (vista de corte 2D de la malla \mathcal{M}_2).

8.4.3. Cálculo de los promedios de tiempo

La duración mínima adecuada durante la cual debe realizarse el promedio de tiempo se determinó por un análisis preliminar de la sensibilidad de los promedios al número de períodos contenidos en el intervalo de tiempo de integración. Se consideraron cuatro duraciones diferentes de registro de datos (correspondientes a cuatro cantidades distintas de desprendimiento de vórtices cuyo valor se rastreó a partir de las fluctuaciones del coeficiente de sustentación (C_L)) para calcular las componentes de velocidad media U y V en la posición $x = 0 \text{ mm}$. Se puede inferir de los resultados mostrados en la Figura 8.5 que una integración en un intervalo de tiempo correspondiente al menos de 48 ciclos de desprendimiento de vórtices es suficiente para asegurar una convergencia justa de los estimadores promedio. En consecuencia, el procedimiento empleado fue el siguiente: las simulaciones transitorias se ejecutaron primero hasta que el flujo alcanzó un régimen permanente de inestabilidad, es decir, una vez que se estableció un patrón de periodicidad regular. Luego, se llevó a cabo la simulación durante un período de tiempo correspondiente a aproximadamente 50 ciclos de desprendimiento de vórtices para calcular datos promediados en el tiempo confiables.

8.5. Ilustración de la inestabilidad del flujo

La inestabilidad del flujo se ejemplifica en primer lugar presentando la evolución en el tiempo de dos componentes de la velocidad en el punto $(-L/2, -0,32D, 1D)$. Como se puede ver en la Figura 8.6 (arriba), estas señales de tiempo de 1,4 s exhiben grandes fluctuaciones de amplitud y

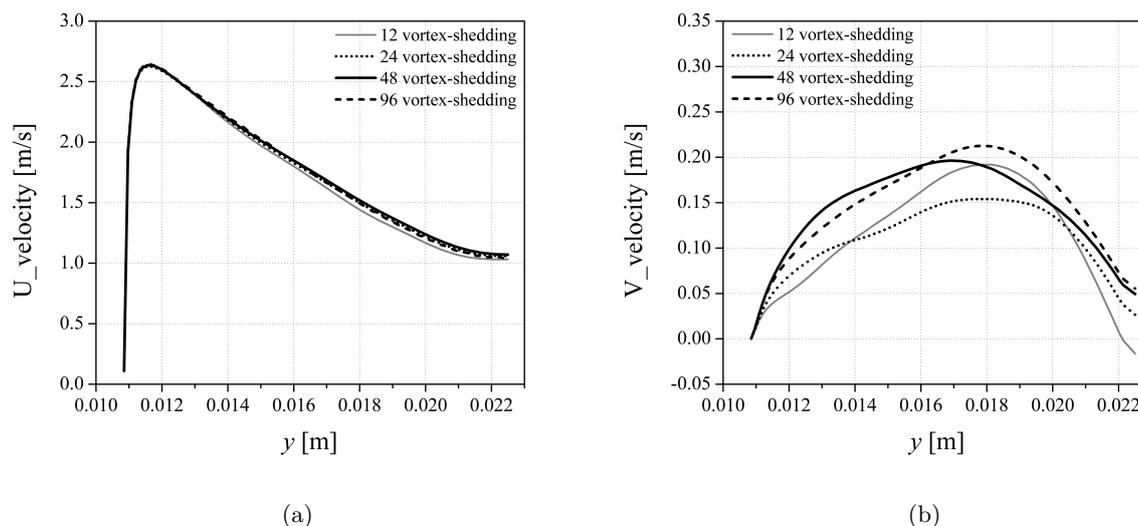


Figura 8.5: Sensibilidad del promediado en el tiempo de la velocidad promedio de conjunto en $x = 0 \text{ mm}$ respecto al número de ciclos durante los cuales se realiza el promediado en el tiempo: (a) componente longitudinal, (b) componente normal.

son, en ese sentido, muy similares a las mostradas por [Minelli et al. \(2017\)](#) en la misma posición. La densidad del espectro de potencia correspondiente de estas señales que se muestra en la Figura 8.6 (abajo) presenta un pico distintivo en la frecuencia $f_{\text{peak}} = 33,86 \text{ Hz}$ que corresponde a un número de Strouhal de aproximadamente 0,41, un valor similar al obtenido para el coeficiente de elevación promedio del conjunto.

La inestabilidad del flujo a gran escala se puede ilustrar cualitativamente observando series de tiempo de instantáneas sucesivas tomadas en el plano Oxy ubicado en $z = 1D$, como las que se presentan en la Figura 8.7 (para la componente de velocidad en sentido de la corriente) y en la Figura 8.8 (para la componente de vorticidad en z).

Las instantáneas están igualmente espaciadas en el tiempo y se eligen de modo que el intervalo de tiempo entre la primera y la última corresponda a $1/f_{\text{peak}}$, es decir un período de la componente de Fourier en el pico de frecuencia f_{peak} . La inestabilidad del flujo a gran escala se manifiesta por una sucesión de “bolsas” de fluido a baja y alta velocidad que ocupan alternadamente las partes superior e inferior del dominio del flujo. Este comportamiento ya fue informado por [Minelli et al. \(2017\)](#) al analizar sus simulaciones basadas en PANS y LES.

La evolución temporal del campo de la componente de vorticidad z revela que tales “bolsas” están acompañadas por la presencia de estructuras mucho más pequeñas creadas principalmente en las capas de corte cerca de las paredes de los tubos y luego barridas fuera del dominio computacional. Como era de esperar, el desprendimiento continuo de estructuras de vórtices en la estela del cilindro central conduce a una inestabilidad significativa de las fuerzas ejercidas por el fluido sobre las paredes del cilindro. Como puede verse en la Figura 8.9, el coeficiente de sustentación promediado

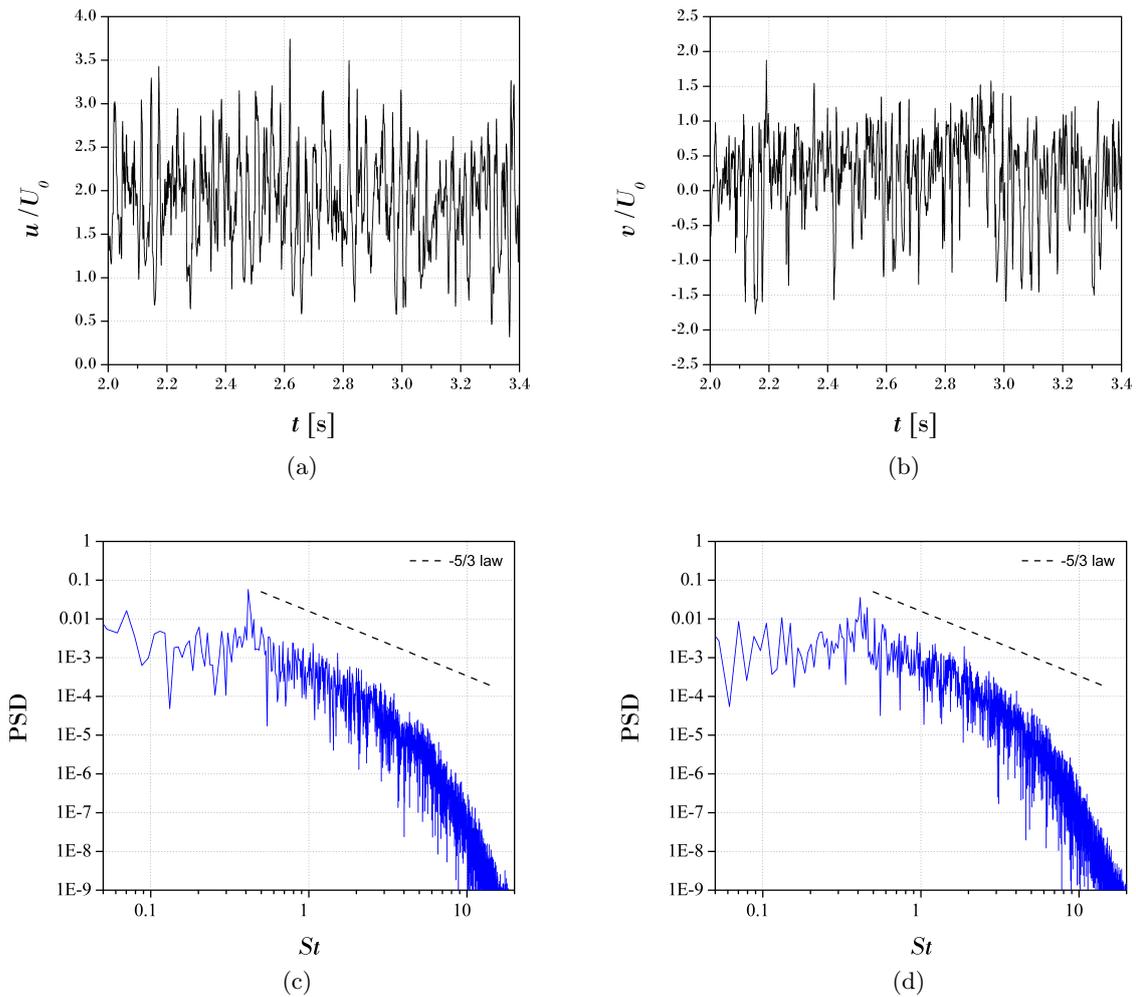


Figura 8.6: Ilustración de la inestabilidad del campo de velocidad en el punto $(-L/2, -0,32D, 1D)$: Arriba - Evolución temporal de la velocidad: (a) Componente longitudinal (u) y (b) Componente normal (v). Abajo - Densidad del espectro de potencia (PSD) de las señales correspondientes frente al número de Strouhal: (c) Componente longitudinal y (d) Componente normal.

de conjunto (cuyo promedio de largo plazo es cero) exhibe una amplitud significativamente mayor de fluctuaciones en el tiempo en comparación con la evolución temporal del coeficiente de arrastre.

En lo que respecta a la presente metodología SST-SAS y considerando la gran amplitud de la inestabilidad del flujo, es natural cuestionar la respectiva contribución de la parte modelada y la parte resuelta del movimiento en el total de tensiones de Reynolds que resumen ambas contribuciones.

Como se ilustra en la Figura 8.10 para los perfiles de las tensiones longitudinales y normales totales en $x = 11 \text{ mm}$, la contribución del movimiento resuelto a la tensión total puede representar hasta más del 95% y permanece significativamente más alto que lo observado para su contraparte URANS-RSM reportada por Johnson (2008) y Benhamadouche y Laurence (2003) cuya evolución también se incluye para su comparación. Estos niveles tan altos de la contribución relativa del

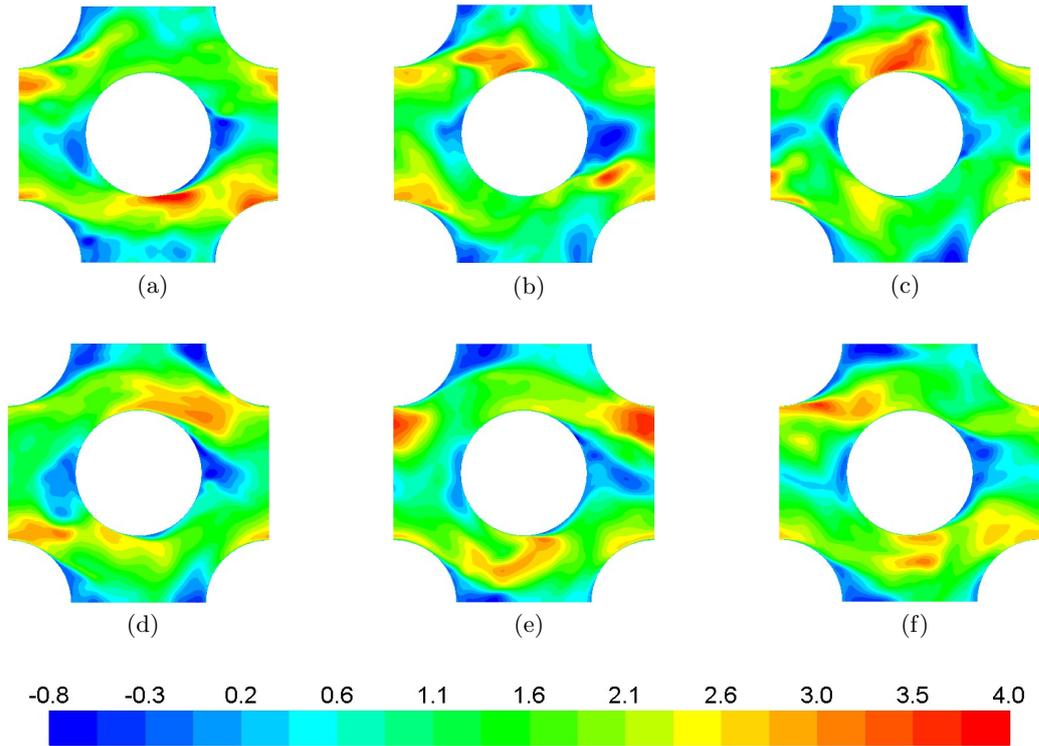


Figura 8.7: Serie de tiempo del campo 2D de la componente longitudinal de la velocidad promedio de conjunto en el plano Oxy ubicado en $z = 1D$ (unidad de escala de color en m/s). El intervalo de tiempo entre dos instantáneas consecutivas es de $0,006 s$.

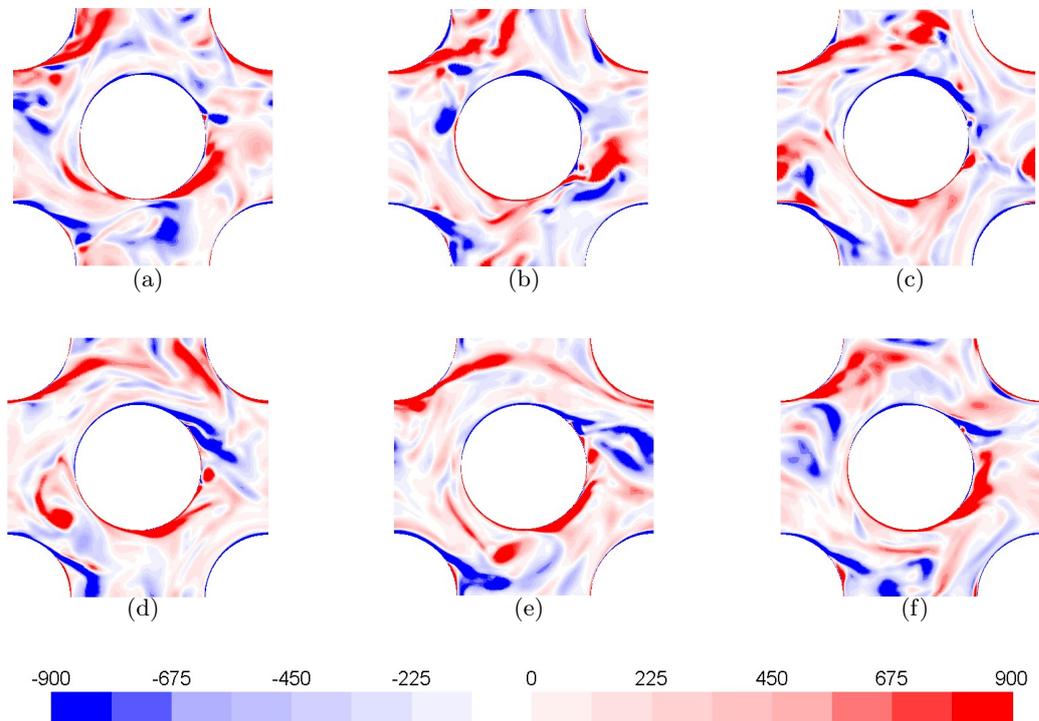


Figura 8.8: Serie de tiempo del campo 2D de la componente de vorticidad z en el plano Oxy ubicado en $z = 1D$ (unidad de escala de color en s^{-1}). El intervalo de tiempo entre dos instantáneas consecutivas es de $0,006 s$.

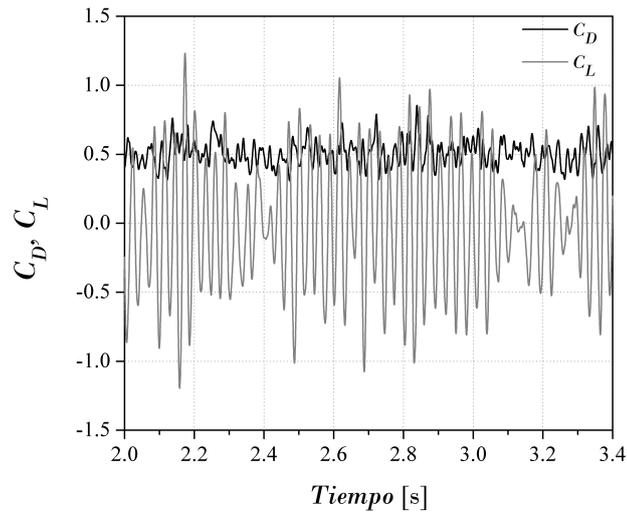


Figura 8.9: Evolución temporal de promediado de conjunto de coeficiente de arrastre $\langle C_D \rangle$ y sustentación $\langle C_L \rangle$ de las fuerzas aerodinámicas ejercidas sobre el tubo central.

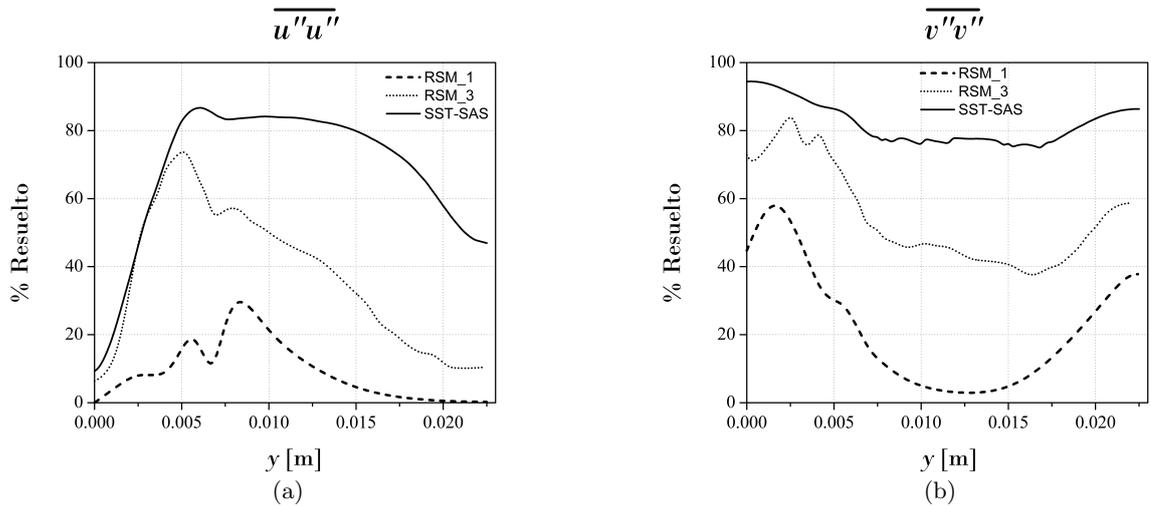


Figura 8.10: Contribución relativa de la parte resuelta del movimiento a las tensiones de Reynolds totales en $x = 11\text{ mm}$: (a) tensión longitudinal y (b) tensión normal. Los resultados de RSM_1 corresponden a [Johnson \(2008\)](#) y RSM_3 corresponde a [Benhamadouche y Laurence \(2003\)](#).

movimiento resuelto a las tensiones de Reynolds totales se observa en todo el dominio, excepto en las proximidades de la pared de los tubos donde, como era de esperar, la amortiguación de la inestabilidad de la velocidad por las fuerzas viscosas se vuelve predominante.

8.6. Evaluación del desempeño del modelo

Más allá de la sola comparación con los resultados del experimento S&B, los resultados actuales también se confrontan con los resultados de las simulaciones tomados de la literatura: Los resultados de LES y PANS de [Minelli et al. \(2017\)](#) y el RSM no estacionario por [Johnson \(2008\)](#) (etiquetado

RSM_1) y por Ridluan y Tokuhira (2008b) (etiquetado RSM_2).

Una doble evaluación de la capacidad predictiva de las presentes simulaciones basadas en SST-SAS serán presentadas: primero se realiza una evaluación cualitativa como resultado de la inspección visual de los perfiles de las variables en las estaciones de medición seleccionadas (ver Figura 8.2), segundo, se define un criterio objetivo para que las puntuaciones se pueden calcular y resumir sobre todos los perfiles y variables. La evaluación resultante se califica como “objetiva” ya que es bastante independiente de cualquier sesgo que pueda provocar la simple inspección visual.

8.6.1. Evaluación cualitativa

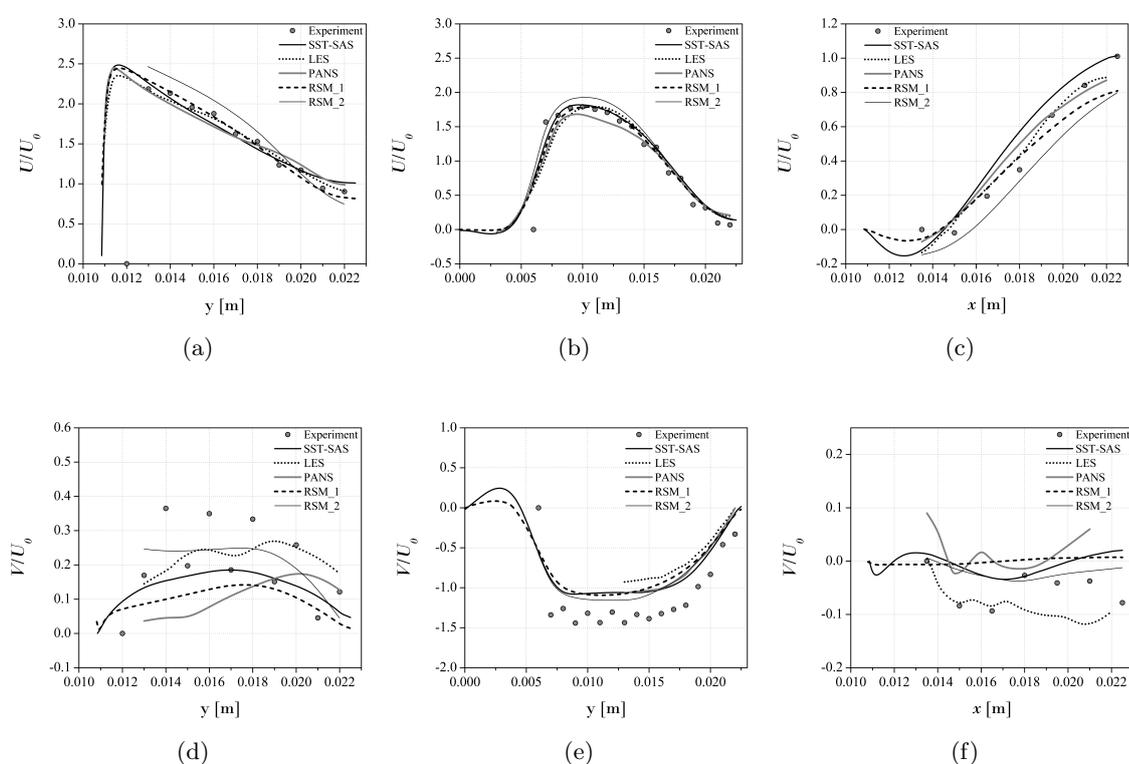


Figura 8.11: Perfiles del promedio temporal de la velocidad promedio de conjunto en $x = 0 \text{ mm}$ (columna izquierda), $x = 11 \text{ mm}$ (columna del medio) y $y = 0 \text{ mm}$ (columna derecha). Fila superior: componente longitudinal. Fila inferior: componente normal.

Los perfiles del promedio en el tiempo del promediado de conjunto de la componente de la velocidad longitudinal y normal, junto con los perfiles de las tres componentes del tensor de tensión de Reynolds total se presentan en Figura 8.11 y Figura 8.12, respectivamente. El promedio de tiempo se realizó durante un período de tiempo de $1,4 \text{ s}$ a partir de $t = 2,0 \text{ s}$. Los componentes de la velocidad están normalizados por la velocidad de entrada U_0 , mientras que las componentes de las tensiones de Reynolds están normalizadas por U_0^2 .

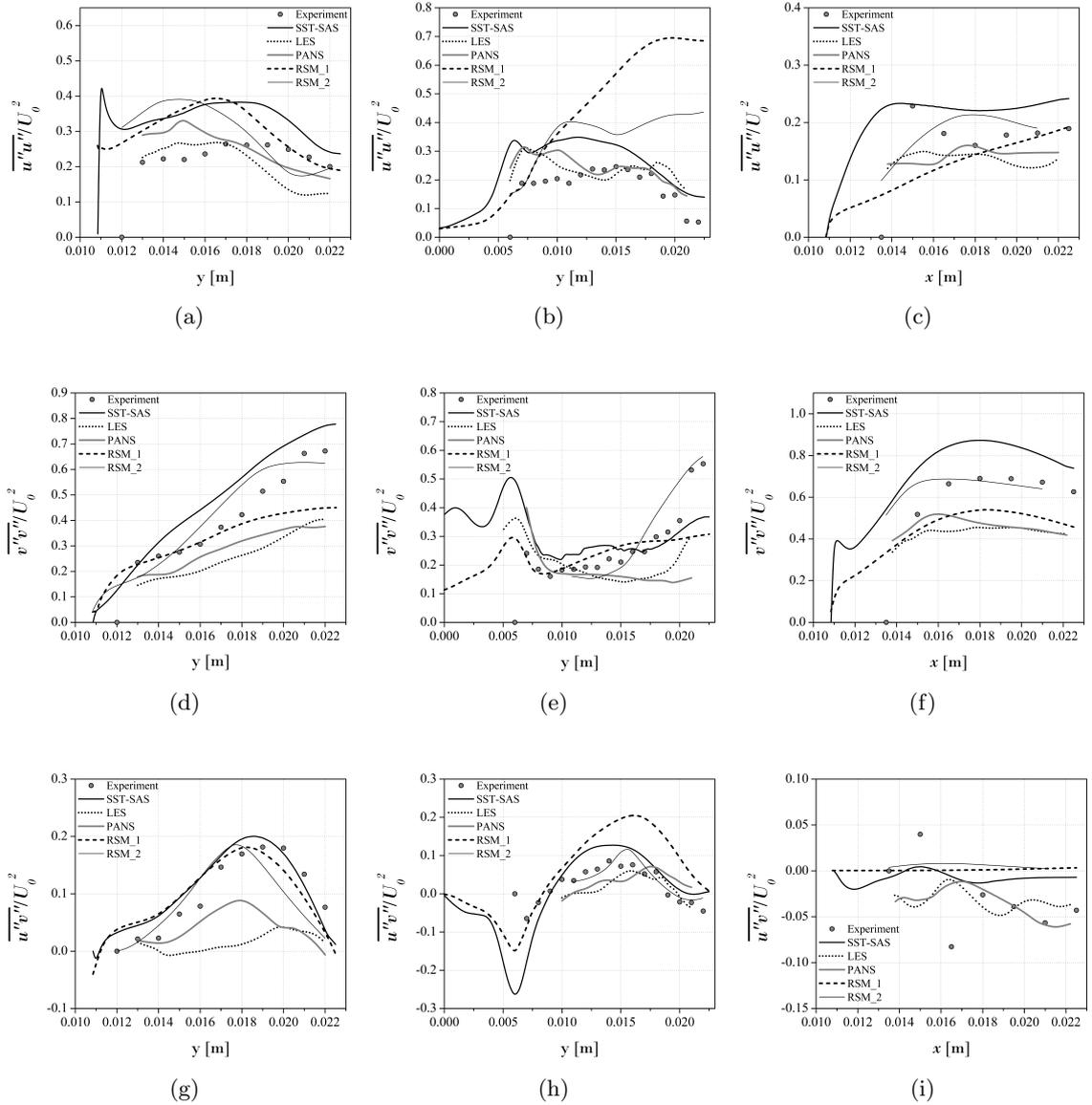


Figura 8.12: Perfiles del tensor de tensiones de Reynolds total $x = 0 \text{ mm}$ (columna izquierda), $x = 11 \text{ mm}$ (columna del medio) y $y = 0 \text{ mm}$ (columna derecha). Fila superior: tensión longitudinal. Fila central: tensión normal. Fila inferior: tensión de corte.

Velocidad media

Los resultados obtenidos con el modelo de turbulencia SST-SAS demuestran ser bastante satisfactorios en comparación con su contraparte experimental. De hecho, los perfiles de la componente de flujo de velocidad U están muy bien predichos por los cálculos de SST-SAS para las tres posiciones, con una mención específica para los perfiles en $x = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.11 (a)) y en $x = 11 \text{ mm}$ (Figura 8.11 (b)). El perfil en $y = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.11 (c)) se caracteriza por una forma general correcta, pero el máximo de la inversión de flujo predicha por las simulaciones SST-SAS parece desplazarse ligeramente más cerca del cilindro central que lo que fue observado experimentalmente.

En general, todos los modelos funcionan casi igualmente bien, aunque los resultados de [Ridluan y Tokuhira \(2008b\)](#) (es decir, RSM_2) son marginalmente menos precisos.

La predicción de los perfiles de la componente normal con SST-SAS no es tan acertada como la obtenida para la componente longitudinal, especialmente a $x = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.11 (d)) y en $y = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.11 (f)). En realidad, ninguno de los modelos pudo reproducir los datos experimentales con buena precisión. Sin embargo, como menciona [Johnson \(2008\)](#), el perfil experimental de la componente de velocidad normal en $x = 0 \text{ mm}$ concatena medidas de puntos ubicados simétricamente (con respecto al eje Oy) por encima y por debajo del tubo central. Por lo tanto, la dispersión inesperada de los valores experimentales podría ser una indicación de una parte de la incertidumbre en las mediciones en ese mismo lugar. Todos los modelos proporcionan una concordancia bastante mejor en las otras dos estaciones, con una mención particular para los perfiles en $x = 11 \text{ mm}$. En $y = 0 \text{ mm}$, la simetría esperada del tiempo promedio de la estela del tubo central promediada de conjunto implica que la componente normal de la velocidad debe permanecer igual a cero a lo largo del perfil. Claramente, esta condición no se cumple ni con los datos experimentales ni con los resultados de LES y PANS. Por el contrario, los resultados de RSM por [Johnson \(2008\)](#) (RSM_1) y, en menor medida, las simulaciones SST-SAS actuales están en línea con la nulidad esperada de esa componente de velocidad normal.

Tensiones de Reynolds Totales

La calidad de la predicción de los perfiles de tensiones de Reynolds totales mediante el modelo SST-SAS podría calificarse como justa y homogénea, sin grandes discrepancias con los datos experimentales, a diferencia de lo que se observa en algunos otros resultados de simulaciones. Para la tensión longitudinal, $\overline{u''u''}$ (Figura 8.12 (a) a (c)), los resultados de SST-SAS sobrestiman los datos experimentales pero predicen correctamente la evolución de los perfiles experimentales de una posición a otra. Por el contrario, los resultados de PANS y LES demuestran ser más precisos.

Con respecto a la tensión normal $\overline{v''v''}$ en $x = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.12 (d)), los resultados de SST-SAS concuerdan bastante bien con los datos experimentales, pero esta vez los resultados de LES y PANS claramente no son tan precisos mientras RSM_2 (los resultados de [Ridluan y Tokuhira \(2008b\)](#)) demuestran estar en buen acuerdo. En $x = 11 \text{ mm}$ (Figura 8.12 (e)), el modelo SST-SAS funciona bastante bien mientras que RSM_1 ([Johnson \(2008\)](#)) logra el mejor ajuste sobre la mayor parte del perfil. Para $y = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.12 (f)), los resultados de RSM_2 son bastante precisos mientras que los SST-SAS están por encima de los resultados experimentales. LES y PANS subestiman significativamente los datos experimentales.

Finalmente, los perfiles de la tensión de corte de Reynolds ($\overline{u''v''}$) se presentan en la Figura 8.12

(g) a (i). En $x = 0 \text{ mm}$, los resultados de SST-SAS junto con los de RSM_1 están en concordancia con los experimentos, mientras que el valor máximo parece estar subestimado en gran medida por los resultados de PANS e incluso no es claramente visible en el perfil de LES. En la posición $x = 11 \text{ mm}$, la concordancia del perfil SST-SAS con su contraparte experimental es bastante satisfactoria en una gran parte del rango y , pero se observa una diferencia significativa para $y \leq 6 \text{ mm}$, donde el marcado pico negativo observado en las simulaciones está ausente en los datos experimentales. En $y = 0 \text{ mm}$ (Figura 8.12 (i)), la simetría del flujo en la estela detrás del tubo central requeriría que $\overline{u''v''}$ sea cero, un criterio cumplido por los resultados de RSM_1 y no tan mal por los de SST-SAS y RSM_2. En cambio los PANS, LES y los datos experimentales se desvían significativamente del valor cero esperado en la tensión de corte.

8.6.2. Evaluación cuantitativa

Los resultados de la inspección cualitativa de los perfiles presentados en la sección anterior ilustran claramente la dificultad de clasificar los diferentes enfoques de simulación basándose únicamente en el recurso a calificaciones como “subestimar” o “bastante bueno” o “desviarse significativamente”. Para superar la relatividad de tales “juicios”, definitivamente se necesita una evaluación cuantitativa. Para ello, para cada modelo y en cada estación de medición y para cada variable, se calculó una puntuación del modelo a partir de la norma L2 de la diferencia entre los resultados del modelo y los experimentos, a saber:

$$Error_{model}^{\Phi} = \sum_{i=1}^N (\Phi_{i,model} - \Phi_{i,exp})^2 \quad (8.1)$$

donde N representa el número de puntos de datos en el perfil experimental y $\Phi_{i,model}$ y $\Phi_{i,exp}$ representan los valores numéricos y experimentales en el punto i , respectivamente. Se descartó cualquier punto en el que no hubiera información disponible para uno o más de los resultados de las simulaciones tomados de la literatura. Luego, con el fin de proporcionar una clasificación relativa entre los diferentes enfoques de simulación, se aplicó una normalización del $Error_{modelo}$ por el valor mínimo del $Error_{modelo}$ obtenido entre los diferentes modelos, a saber:

$$Mark_{model}^{\Phi} = \frac{Error_{model}^{\Phi}}{\min [Error_{model}^{\Phi}]} \quad (8.2)$$

Así, para cada una de las tres estaciones de medición, a cada modelo se le atribuyó una puntuación por variable, es decir, un total de cinco puntos por estación de medición y por modelo. Luego, sumando las quince puntuaciones diferentes atribuidas a cada modelo, se obtiene una puntuación total para cada modelo y se puede utilizar para clasificarlos. Por lo tanto, la mejor puntuación

obtenible es de 15, pero es importante especificar que incluso en un caso (improbable) de este tipo, la clasificación seguirá siendo relativa, ya que no indicaría que el modelo correspondiente deba considerarse intrínsecamente perfecto, sino simplemente que superó a todos los demás modelos considerados para las estaciones de medición y variables seleccionadas.

Position	Variable	RSM_1	RSM_2	PANS	LES	SAS
$x = 0 \text{ mm}$	U	1.22	3.57	1.99	1.00	1.66
	V	1.72	1.00	2.01	1.22	1.33
	$\overline{u''u''}$	1.62	1.78	1.00	1.08	1.78
	$\overline{v''v''}$	1.63	1.00	2.38	2.63	1.59
	$\overline{u''v''}$	1.13	1.47	2.68	3.55	1.00
$x = 11 \text{ mm}$	U	1.07	1.22	1.44	1.53	1.00
	V	1.16	1.00	1.11	1.49	1.01
	$\overline{u''u''}$	5.37	2.88	1.00	1.02	1.50
	$\overline{v''v''}$	1.18	1.00	2.29	1.64	1.04
	$\overline{u''v''}$	5.38	1.00	1.87	1.70	2.08
$y = 0 \text{ mm}$	U	1.07	1.85	1.18	1.00	1.85
	V	1.48	1.00	1.93	1.30	1.20
	$\overline{u''u''}$	1.55	1.00	1.28	1.31	1.09
	$\overline{v''v''}$	2.07	1.00	2.67	3.04	2.51
	$\overline{u''v''}$	1.19	1.25	1.00	1.12	1.02
Total		28.84	22.01	25.84	24.64	21.67

Tabla 8.2: Puntuación de los resultados para las diferentes simulaciones.

Como se puede ver en Tabla 8.2, aunque el modelo SST-SAS alcanza la mejor puntuación sólo dos veces, en comparación con el “mejor” desempeño para RSM_2 (con 8 aciertos), la superior homogeneidad de los resultados de SST-SAS finalmente le da el primer lugar, seguido de cerca por RSM_2. El tercer lugar es para LES, seguido de PANS y RSM_1 en la última posición.

Capítulo 9

Estudio experimental y numérico de cilindros circulares en contacto con el suelo

“There can never be a last word in regard to the axioms of any physical theory. All we can ask of them is that they lead to conclusions in agreement with observation. Sooner or later more refined observations will find the weak point in any set of physical axioms. Nature is far too complicated to be completely described in a few equations”

John Lighton Synge, 1938

En los capítulos anteriores se estudió y discutió diferentes configuraciones de cilindros que son de interés en muchas aplicaciones de ingeniería. Sin embargo, un aspecto que prácticamente no ha sido estudiado hasta el momento es cuando dos cilindros o más se encuentran en contacto con el suelo. Al estar los cilindros en contacto con el suelo la interferencia de flujo resulta diferente a la de cilindros en tándem aislados (Capítulo 6), al cilindros en tándem cercanos al suelo (Capítulo 7) e incluso para un arreglo de cilindros como se presento en el Capítulo 8. Esta diferencia se debe principalmente a que los cilindros experimentan sólo el pasaje de flujo a un lado del cilindro y esto incide de una manera diferente en el flujo detrás de los cilindros y por ende en las cargas aerodinámicas sobre estos.

El objetivo principal es realizar una contribución significativa en la interferencia de cilindros cuando se encuentran apoyados sobre una superficie plana. En primer lugar, se presentan los ensayos experimentales realizados en un túnel de viento de un solo cilindro apoyado en el suelo y para dos cilindros en contacto con el suelo utilizando la técnica PIV. En la segunda parte del capítulo, se realiza un estudio numérico para la configuración de un solo cilindro utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS y su correspondiente comparación con los datos obtenidos por medio de los ensayos experimentales. Posteriormente se determinarán las fortalezas y debilidades en la predicción

del campo de flujo.

9.1. Breve revisión de estudios previos

Es posible encontrar en la literatura disponible una serie de estudios experimentales que analizan las características del flujo y la determinación de la distribución de presión en estructuras cilíndricas cerca o en contacto con una superficie plana. [Bearman y Zdravkovich \(1978\)](#) llevó a cabo un estudio experimental sobre el flujo alrededor de un cilindro circular que se encuentra horizontalmente en contacto con el suelo y a varias separaciones sobre el suelo (hasta 3,5 veces su diámetro) para un $Re = 2,5 \times 10^4$ y $Re = 4,5 \times 10^4$. [Grass et al. \(1984\)](#) investigaron el desprendimiento de vórtices detrás de un cilindro desde una distancia cero a una separación de 2 diámetros respecto al suelo para un $Re = 1785$ y $Re = 3570$. [Lei et al. \(1999\)](#) llevó a cabo el estudio experimental sobre fuerzas hidrodinámicas y desprendimiento de vórtices de un cilindro circular liso sumergido horizontalmente en una corriente de agua a diferentes ubicaciones desde 0 a 3 veces su diámetro a un $Re = 1,3 \times 10^4$. [Price et al. \(2002\)](#) realizó estudios de visualización del flujo que pasa por un cilindro circular variando la relación de separación con el suelo desde el contacto hasta 2 veces el diámetro del cilindro para un $Re = 1200$ y $Re = 4960$. Sin embargo, estos trabajos mencionados han enfocado su atención a aspectos relaciones a la proximidad del cilindro con el suelo, en donde muchas de las principales conclusiones a las que han llegado han sido discutidas en el Capítulo 5 referidas a estudiar el flujo alrededor de un cilindro cercano al suelo.

Por otro lado, trabajos más recientes se han enfocado en la interacción del flujo con cilindros circulares en el lecho marino debido a su relevancia significativa en ingeniería, en el diseño de estructuras costeras y mar adentro, como tuberías submarinas. A razón de esto han surgido trabajos como [Hatipoglu y Avci \(2003\)](#) quienes estudiaron experimentalmente y numéricamente el flujo alrededor de un cilindro horizontal montado sobre una superficie o parcialmente enterrado en el caso de un flujo constante a un número de Reynolds igual a $1,3 \times 10^4$ y $2,6 \times 10^4$. [Akoz y Kirkgoz \(2009\)](#) realizaron el modelado numérico del flujo turbulento bidimensional alrededor de un cilindro circular horizontal montado sobre la pared para $Re = 1000 - 7000$ para examinar el rendimiento de diferentes modelos de turbulencia. Los campos de velocidad computacional de las simulaciones numéricas se compararon con los resultados experimentales obtenidos de las mediciones de PIV con fines de validación. [Akoz \(2012\)](#) investigaron en forma experimental por medio de PIV las características del flujo alrededor de un cilindro circular sobre el suelo y enterrado parcialmente para un Re desde 1000 a 7000.

Una configuración que se ha estudiado hasta el momento muy poco es cuando dos cilindros o más se encuentran en contacto con el suelo. Es decir, de que manera el flujo alrededor de un cilindro

en contacto con el suelo es afectado por la presencia de otro cilindro con la mismas características. Un estudio experimental realizado por Cokgor y Avci (2001) determinó las fuerzas aplicadas sobre un cilindro horizontal que estaba en contacto o parcialmente enterrado en el suelo considerando la presencia de un cilindro gemelo ubicado delante y detrás para un flujo constante en el rango de $Re = 0,8 \times 10^4$ a $1,5 \times 10^4$. En Cokgor (2002) estudiaron las cargas aerodinámicas sobre dos cilindros apoyados y enterrados sobre el suelo para un flujo constante y ondulante en la entrada en el rango de $Re = 0,8 \times 10^4$ a $1,5 \times 10^4$. Mientras que, Ozdil y Akilli (2019) utilizaron PIV para estudiar las características de flujo alrededor de un cilindro horizontal y cilindros horizontales en tándem en aguas poco profundas a un $Re = 5000$.

Por la tanto en este capítulo se realiza un estudio experimental del flujo alrededor de un cilindro solo y cilindros en tándem en contacto con el suelo para un $Re = 2300$ y 4600 con el objetivo de contribuir en el entendimiento de la interferencia de flujo en este tipo de configuración. Estos números de Reynolds corresponde a valores inferiores a los Re de las posibles aplicaciones ingenieriles para este tipo de configuración. La razón por la cual este estudio se lleva a cabo a números de Re por debajo de lo esperado, se debe principalmente a dos aspectos. Por un lado, se tiene que el túnel de viento utilizado en esta tesis presenta un limitante de infraestructura para llevar a cabo ensayos a mayores Re , y por otro lado, se debe a que la escasa información disponible corresponde a Re menores a 10000 , de manera que se considera apropiado complementar esta información para estos Re y luego en otra etapa contribuir con la información a Re más altos.

La caracterización de este tipo de flujo a partir de ensayos experimentales implica el estudio de una configuración genérica, compuesta por uno o dos cilindros en contacto con el suelo separados a diferentes distancias uno de otro. Además, simulaciones numéricas del flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo se llevan a cabo por medio del modelo de turbulencia SST-SAS.

9.2. Ensayos experimentales

En esta sección se presentan los resultados de los ensayos experimentales realizados en un túnel de viento de un solo cilindro apoyado en el suelo y para dos cilindros en contacto con el suelo utilizando la técnica PIV. En la primera parte, se describe el túnel de viento y la metodología para llevar a cabo los ensayos, y en la segunda parte, se muestran los datos experimentales registrados. Para el caso de un solo cilindro en contacto con el suelo se realizaron ensayos a un $Re = 2300$ y 4600 , y para dos cilindros en contacto con el suelo se ensayaron a los número de Reynolds de 2300 y 4600 , y para seis relaciones de separación entre los cilindros que van desde $L/D = 1$ (cilindros en contacto entre ellos) y $L/D = 6$, siendo L la distancia entre los centros de los cilindros de diámetro D . Por lo tanto, se consideraron 14 casos en total que se podrán encontrar disponibles en

Bruel *et al.* (2021) dentro del repositorio Zenodo, que cuenta con el apoyo de la Comisión Europea. Sin embargo, en esta capítulo se presentará y discutirá los datos de los ensayos experimentales realizados para el caso de un solo cilindro a un $Re = 2300$ y para dos cilindros a los número de Reynolds de $Re = 2300$ y 4600 para dos separaciones entre los cilindros $L/D = 1$ (cilindros en contacto entre ellos) y $L/D = 3$.

9.2.1. Túnel de viento MAVERIC

Los datos experimentales presentados en este trabajo sobre cilindros circulares en contacto con el suelo fueron obtenidos a partir de ensayos realizados en el túnel de viento abierto MAVERIC (*Maquette pour la Validation et l'Expérimentation sur le Refroidissement pariétal par Injection Contrôlée*) con sus correspondientes instrumentos de medición. Desarrollado en LMAP (*Laboratoire de Mathématiques et de leurs Applications*, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Francia) como parte del trabajo de la mayoría de las tesis Most (2007), Florenciano (2013) y del programa europeo KIAI¹, este banco de ensayos consta de dos canales superpuestos con una longitud $2,5\text{ m}$, cada uno de sección rectangular idéntica de 400 mm de ancho por 120 mm de alto. Luego viene la sección de prueba real (cámara de ensayos), fabricada de plexiglás para permitir el acceso óptico, con una placa lisa dispuesta horizontalmente para separar el canal superior del canal inferior. Los dos flujos de aire incidente (canal superior y canal inferior) son generados por dos compresores centrífugos accionados por motores eléctricos de 1 kW controlados en frecuencia de rotación por dos reguladores Siemens Micro-Master MC420. Para llevar a cabo el estudio de cilindros en contacto con el suelo solamente se utiliza el canal superior quedando el canal inferior desacoplado. La Figura 9.1 presenta una vista general del túnel de viento MAVERIC y los canales de flujo donde podemos distinguir la placa que divide el conducto superior del inferior donde se apoyan los cilindros. Para caracterizar el campo de velocidad se empleo la técnica Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV, *Particle Image Velocimetry*) de dos componentes. Se trata de técnicas clásicas de las que aquí solo se mencionaran los principios básicos. Este método mide la velocidad de las partículas sólidas o líquidas inyectadas en el flujo. Para el banco de ensayos MAVERIC, esta inyección se realiza en las entradas de aire de los compresores. El tamaño de las partículas determina cómo siguen las fluctuaciones en el campo de velocidad del fluido portador. Esto debe elegirse lo suficientemente pequeño para permitir el monitoreo de las fluctuaciones de velocidad hasta una frecuencia lo suficientemente alta como para que sea posible estimar razonablemente que la velocidad de la partícula corresponde a la que tendría el fluido portador en el mismo lugar y en el mismo instante. Esencialmente, en el banco MAVERIC, es un aerosol de sebacato de di-etil-hexilo (fórmula $C_{26}H_{50}O_4$) que se inyecta en el

¹programa KIAI (*Knowledge for Ignition, Acoustics and Instabilities*) financiado por la Unión Europea (EU).

flujo. El diámetro característico de la gota es del orden de 1 micra ($1\mu m$) (datos del fabricante del nebulizador utilizado). A continuación se presenta el principio de funcionamiento de la técnica PIV utilizada.



Figura 9.1: Túnel de viento MAVERIC con los principales componentes del ensayo de dos cilindros en contacto con una superficie plana.

9.2.2. Sistema PIV

El principio de funcionamiento básico es simple. El flujo se ilumina en dos tiempos muy cercanos t_0 y $t_0 + \Delta t$ por medio de una lámina o plano láser con un espesor característico de aproximadamente 1 mm en el área de interés elegida. Una cámara CCD (*Charge-Coupled Device*) sincronizada con el láser y colocada perpendicular al plano de la lámina, registra la imagen de dispersión de las partículas iluminadas por la lámina láser en dos fotogramas. Se toman un número suficiente de grabaciones que luego serán postprocesadas en tiempo diferido. El principio de este procesamiento es identificar de un fotograma a otro los mismos grupos de partículas mediante una operación de intercorrelación entre los dos campos de intensidad luminosa. El marco 1 se corta así en una sucesión de ventanas de interrogación o ventanas de análisis que luego se mueven sobre el marco 2 para buscar los picos de correlación de intensidad de luz. La ubicación de los picos en el cuadro 2 da la posición en $t_0 + \Delta t$ de las partículas contenidas en la ventana de interrogación seleccionada del cuadro 1, por lo tanto en t_0 . De este modo se puede obtener el desplazamiento en píxeles.

Una vez determinada la correspondencia ($pixel \leftrightarrow m$) mediante un paso de calibración preliminar (por medio de una placa de calibración Tipo 11), y conociendo el intervalo de tiempo t

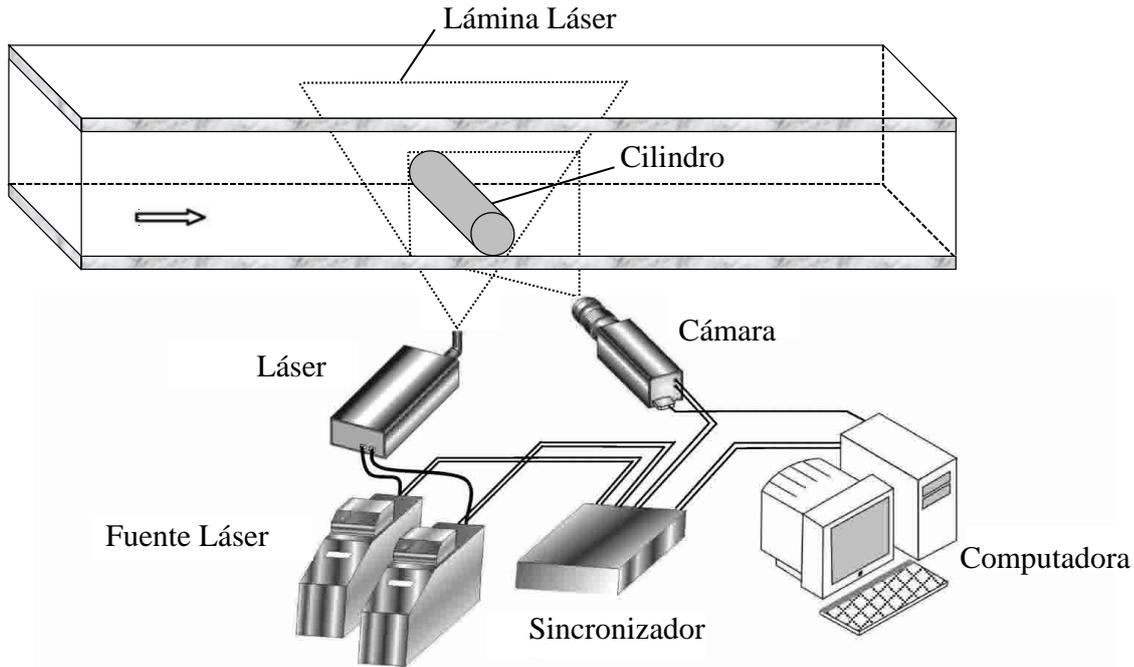


Figura 9.2: Esquema del sistema experimental por PIV.

elegido en base a un desplazamiento de aproximadamente cuatro a cinco píxeles para la velocidad característica del flujo, se obtiene entonces la velocidad de movimiento del grupo de partículas pertenecientes a la ventana elegida. Por lo tanto, esta velocidad no es una velocidad puntual, sino que corresponde a un promedio espacial sobre la ventana de análisis de velocidad instantánea. Repitiendo la operación, moviendo la ventana de interrogación en el cuadro 1, reconstituimos así en el plano de la imagen el campo de velocidad casi instantáneo (casi porque promediado sobre t) en una malla de puntos de los cuales depende la densidad de elección del tamaño final de las ventanas de análisis, así como su posible superposición.

En la Figura 9.2 se muestra el esquema de la configuración del sistema experimental para los ensayos por PIV utilizados en esta investigación. Esta configuración del sistema PIV consta de un sincronizador, una fuente láser de doble pulso, un dispositivo generador del láser y una cámara digital CCD. Además en la entrada del flujo se encuentra el sistema para el sembrado de las partículas. Una descripción de los principales componentes del sistema PIV se muestran en la Figura 9.3. Por otro parte, en la Figura 9.4 se presentan los parámetros ópticos y de procesamiento de PIV con los cuales se llevaron a cabo los ensayos.

9.2.3. Metodología de los ensayos

En la Figura 9.2 se presenta una vista esquemática del modelo de ensayo de un cilindro en contacto con la superficie plana. En el caso del ensayo de dos cilindros en tándem, el esquema de

Fuente Láser	QUANTEL Twins Ultra CFR 190	Max. energía por pulso: 190 mj % de la energía max usada: 40% Tiempo entre pulsos láser: 366 a 413 μ s
Cámara CCD	LaVision Imager ProX (2 Gb de RAM) con un lente $f=50$ mm y un filtro de banda estrecha centrado en 532 nm. 1600x1200 pixels Dinámica: 14 bits	Frecuencia de registro : 14.82 Hz
Etapas de traslación de la cámara	Ejes lineales ISEL controlados por ordenador	Precisión de posicionamiento: \pm 0.02 mm
Placa de calibración	LaVision	Dos planos - Tipo 11-
Sistema de sembrado	LaVision	Sembrado de Fluido: Sebacato de Di-Etil-Hexilo ($C_{26}H_{50}O_4$). Diámetro promedio de gota: 1 μ m (Dato del fabricante)
Software de procesamiento	LaVision	Davis release 8.4.0

Figura 9.3: Principales componentes del sistema PIV.

trabajo es igual con la diferencia de que un cilindro gemelo es colocado detrás a diferentes distancias. Los experimentos se realizan sobre el canal superior del túnel de viento MAVERIC (ver Figura 9.1) y la sección de ensayo, fabricada de plexiglás para permitir el acceso óptico de la luz láser sin interferencia, tiene una sección de 0,4 m de ancho y 0,12 m de alto (ver Figura 9.6). El diámetro del cilindro es de 40 mm con una longitud igual al ancho de la cámara de ensayo dando lugar a una relación de aspecto $W_{Channel}/D$ igual a 10 el cual se considera lo suficientemente grande para garantizar un flujo nominalmente 2D en la estela cercana. Por lo tanto, las mediciones de PIV se realizaron en el plano medio correspondiente al largo del cilindro.

La velocidad del flujo de aire incidente se genera mediante un compresor centrífugo controlados en frecuencia de rotación de velocidad variable. En el presente ensayo, el flujo másico fue de 50 g/s y 100 g/s. Teniendo en cuenta la densidad promedio igual a 1,18 kg/m^3 obtenida de las condiciones de ensayos definidas en la Figura 9.7, y el área $A = 0,4 \times 0,12$ m^2 de la sección de la cámara de ensayos (ver Figura 9.6) se obtiene que la velocidad de la corriente libre resulta $U_{bulk} = 0,88$ m/s. El número de Reynolds basado en el diámetro del cilindro y en la viscosidad dinámica del aire igual $\mu = 1,785$ Pa/s es de 2300 y 4600.

El campo de velocidad del flujo en el plano medio del cilindro o los cilindros se midió mediante un sistema digital PIV (modelo LaVision) de dos componentes sobre una región rectangular con

Disposición óptica	Lámina láser paralela al plano Oxy en la mitad del tramo del canal - Inserción desde arriba con generador de láminas divergentes
Espesor de la lámina láser	~ 1 mm
Dimensiones del campo de visión	154.13 mm x 114.30 mm
Factor de escala	10.4811 pixels/mm
Tamaño final de la ventana de interrogación	32 pixels x 32 pixels
Pre-procesamiento	Resta de fondo deslizante (4 píxeles). Normalización de la intensidad de las partículas (filtro mínimo / máximo de más de 5 píxeles)
Procesamiento	(96x96, 4 pasadas) a (32x32, 4 pasadas). Superposición del 50%. Modo de alta precisión para pasadas finales (reconstrucción B-spline-6)
Post-procesamiento	Rechazo si la relación de picos $Q < 1.3$. Filtro de mediana "Quitar y reemplazar" si la diferencia con el promedio > 2 desviación estándar
Numero de grabaciones	1200
Estadísticas	Mínimo de 1000 muestras para un promedio válido ($IsValid = 1$) de lo contrario, el promedio no se retiene ($IsValid = 0$)

Figura 9.4: Parámetros ópticos y de procesamiento de PIV.

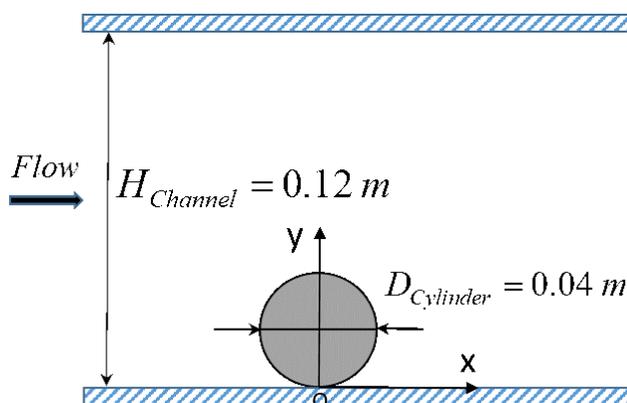


Figura 9.5: Configuración del cilindro en contacto con el suelo.

una longitud total de 432 mm y una altura de $114,30 \text{ mm}$. Para poder abarcar todo el campo de flujo en estudio, se fue moviendo en el mismo plano medio Oxz ($y = 0$) en cuatro abscisas a lo largo del eje Ox una ventana de observación de $154,13 \text{ mm} \times 114,30 \text{ mm}$ con una superposición del 48 % entre las posiciones -1 y 0 por un lado, y una superposición de 34 % entre las posiciones 0 y 1 , y las posiciones 1 y 2 por otro lado. Este movimiento de traslación de la cámara es establecido por ejes lineales controlados por un ordenador con una precisión de posicionamiento de $\pm 0,02 \text{ mm}$. Estas posiciones de la cámara se definen como Posición -1 , 0 , 1 y 2 y se pueden observar en la Figura 9.7.

Para comprobar que la superposición o empalme de los campos de velocidad no afecta los datos que se obtienen de los ensayos, en la Figura 9.8 se muestran la comparación entre los perfiles de las componentes de velocidad en la dirección de la corriente y transversal en diferentes ubicaciones en x que comparten dos posiciones diferentes de la cámara CCD. Así podemos determinar que al

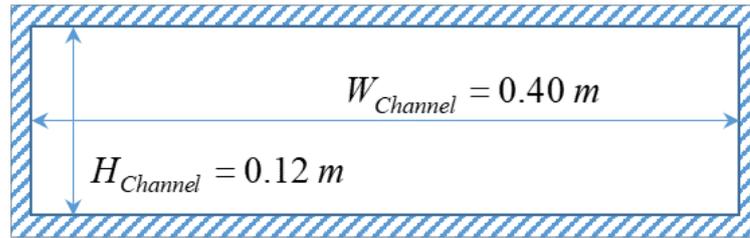


Figura 9.6: Sección transversal del canal de ensayos.

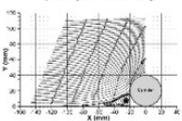
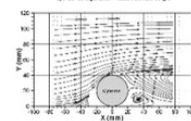
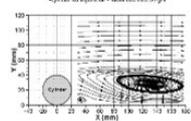
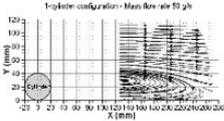
Fecha de las mediciones	Posición -1 3 Septiembre 2019	Posición 0 3 Septiembre 2019	Posición 1 3 Septiembre 2019	Posición 2 3 Septiembre 2019
Flujo másico y fluctuaciones observadas	50 ± 0.5 g/s	50 ± 0.5 g/s	50 ± 0.5 g/s	50 ± 0.5 g/s
Temperatura del aire (lectura del caudalímetro) al inicio de las mediciones (K)	283	294	294	291
Densidad del aire (lectura del caudalímetro) al inicio de las mediciones (kg/m^3)	1.21	1.17	1.17	1.17
Descripción general de las líneas de flujo en cada posición de la cámara	Posición -1 	Posición 0 	Posición 1 	Posición 2 

Figura 9.7: Principales características para la medición de un solo cilindro para un $Re = 2300$.

movemos de una posición a otra el campo de velocidad que se encuentra superpuesto no se ve afectado al cambiar de posición. Esto además se puede ver reflejado en la Figura 9.9 (a) donde el campo de velocidades muestra continuidad suave en sus valores.

Durante el curso de los experimentos, el campo de flujo es iluminado con una lámina de luz láser de un espesor de aproximadamente 1 mm con un tiempo entre pulsos de 366 a $413\ \mu\text{s}$ (las características de la fuente láser se puede ver en la Figura 9.3). El flujo es sembrado con partículas de sebacato de di-etil-hexilo (fórmula $C_{26}H_{50}O_4$) que cumplen la función de partículas trazadoras del flujo. El diámetro característico de las partículas es del orden de $1\ \mu\text{m}$. Las imágenes son registradas con una cámara CCD de 14 bits con una resolución de 1600×1200 píxeles. Se utilizó el software LaVision Davis (Versión 8.4.0) para procesar las imágenes de partículas y determinar los vectores de velocidad. El procesamiento de datos incluyó dos pasadas, comenzando con un tamaño de cuadrícula de 64×64 píxeles, pasando a 32×32 píxeles superpuestos en un 50%. Entre las dos

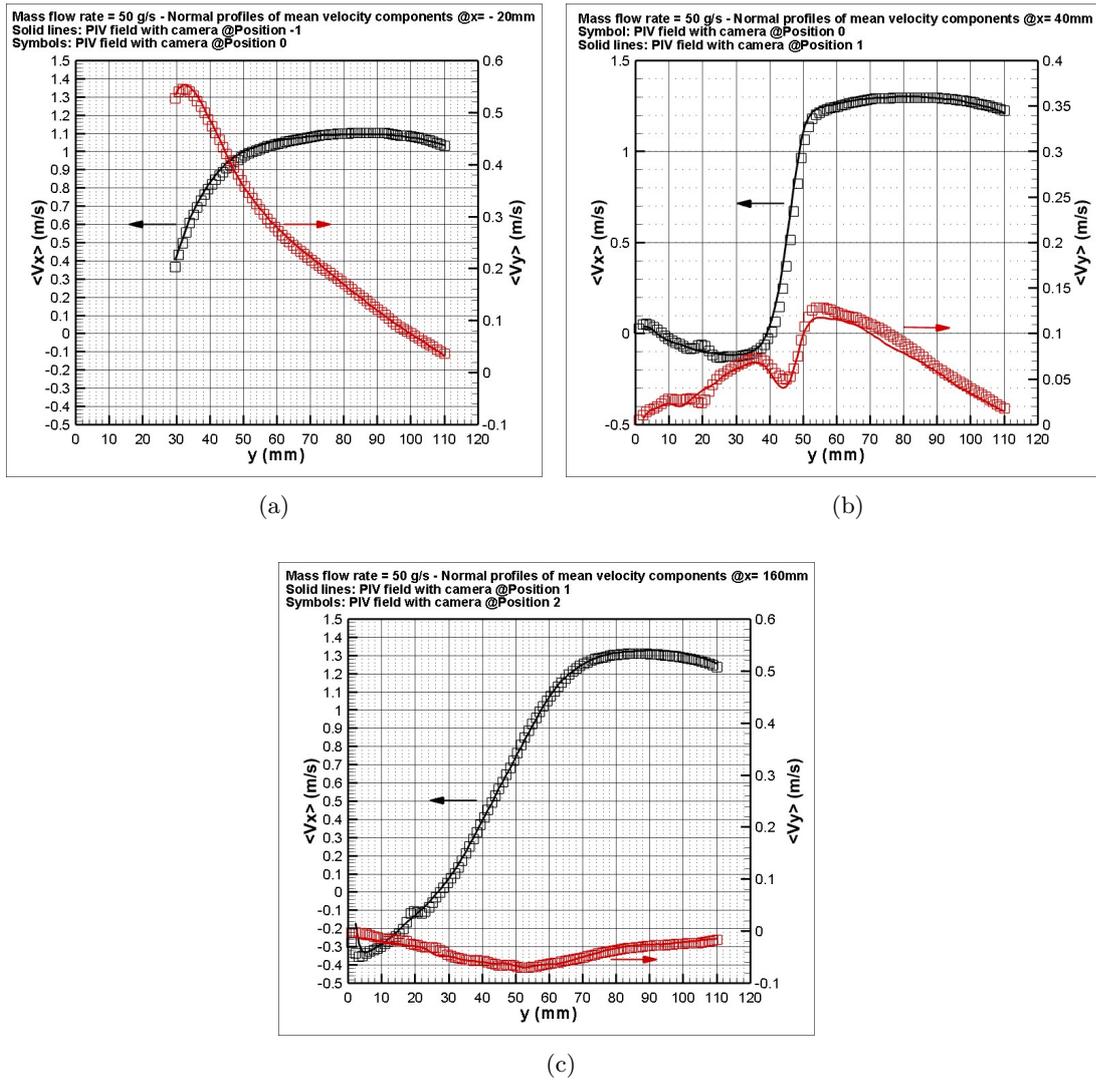


Figura 9.8: Comparación entre los perfiles obtenidos para dos posiciones diferentes en sentido de la corriente de la cámara CCD: (a) Perfiles obtenidos a $x = -20$ mm para la Posición -1 y Posición 0, (b) Perfiles obtenidos a $x = 40$ mm para la Posición 0 y Posición 1, (c) Perfiles obtenidos a $x = 160$ mm para la Posición 1 y Posición 2.

pasadas, los mapas vectoriales se filtraron utilizando una reconstrucción de *B-spline-6* para eliminar posibles valores atípicos. El tamaño de la ventana de interrogación o análisis fue de 32×32 píxeles. En cada experimento, se registraron y almacenaron una serie de 1200 campos de flujo instantáneos a la frecuencia de muestreo de $14,82$ Hz, con el fin de lograr una convergencia estadística de las cantidades medidas, como la velocidad promedio o el tensor de tensiones de Reynolds.

Los ensayos consisten de mediciones PIV para un cilindro circular solo y dos cilindros separados a diferentes distancias en contacto con el suelo para dos números Reynolds subcríticos de 2300 y 4600 (basado en el diámetro del cilindro D y la velocidad de flujo libre U_{bulk}). Los cilindros son apoyados sobre la placa y perpendicular a la corriente libre. El modelo de cilindro utilizado es de acero con superficie lisas y en los extremos de los cilindros se han colocado unos tapones de caucho para que los cilindros queden fijados en su posición correspondiente. La posición del cilindro de

adelante se mantiene invariante durante todo el ensayo, mientras que el cilindro de atrás es que el se acerca o se aleja teniendo en cuenta las diferentes separaciones registradas. En la posición del cilindro de adelante se practicó en la superficie de apoyo una pequeña caladura de 3 mm a lo ancho del canal para que el cilindro de adelante asiente correctamente y asegurar que permanezca en la misma posición durante todo el ensayo. Para el ensayo del cilindro solo se considero el cilindro de adelante.

9.2.4. Datos experimentales para un solo cilindro en contacto con el suelo

En la Figura 9.9 se presentan los resultados obtenidos del campo promedio de velocidad y de las tensiones de Reynolds considerando la superposición de la posición $-1, 0, 1$ y 2 . La componente de velocidad en la dirección del flujo y transversal promediada en el tiempo con sus correspondiente escalas de velocidades en m/s se muestran en la Figura 9.9 (a) junto con las líneas de corriente del flujo. Mientras que, el campo de las tensiones de Reynolds normales (R_{xx} y R_{yy}) y de corte (R_{xy}) en m^2/s^2 se presentan en la Figura 9.9 (b).

Es posible observar en la Figura 9.9 (a) un punto donde las líneas de corrientes que se acercan a la superficie del cilindro se dividen en dos flujos principales, de los cuales una parte del flujo está orientado hacia la superficie superior del cilindro y la otra parte está orientada hacia la superficie del suelo provocando una zona de recirculación. El punto de bifurcación del flujo y la zona de recirculación son muy similares a las obtenidas por PIV para un cilindro en contacto con el suelo a un $Re = 3000$ por Akoz *et al.* (2010) (ver Figura 2 en dicho trabajo). En los ensayos de Akoz *et al.* (2010) se visualizó el flujo sólo en la región delante y por encima del cilindro con lo cual no es posible comparar la región de recirculación que se genera detrás el cilindro. Sin embargo, la región alrededor del punto de separación del flujo (punto sobre el cilindro donde el flujo se divide en un flujo que “acompaña” al flujo libre y otra parte del flujo que recircula en la parte de atrás del cilindro) es muy similar al flujo que se observa en Akoz *et al.* (2010) (ver Figura 7 en dicho trabajo). Por otro parte, es posible comparar la región detrás del cilindro con los datos de PIV obtenidos por Ozdil y Akilli (2019) a un $Re = 5000$. Si bien, los Re resultan un poco diferentes es posible observar que la recirculación principal y la recirculación que se genera justo detrás del cilindro y el suelo (Figura 9.9 (a)) resulta muy similar a la obtenida para $Re = 5000$ (ver Figura 2 en Ozdil y Akilli (2019)). Teniendo en cuenta esto, es muy factible que la zona de recirculación sea correctamente representada por los ensayos realizados en esta tesis. Considerando la región detrás del cilindro es posible observar una intensificación de la tensión de Reynolds detrás de la parte superior del cilindro en la Figura 9.9 (b). Esta intensificación para la tensión de Reynolds de corte (R_{xy}) primero aumenta hasta alcanzar su valor máximo de $-0,05$ y luego comienza a reducirse.

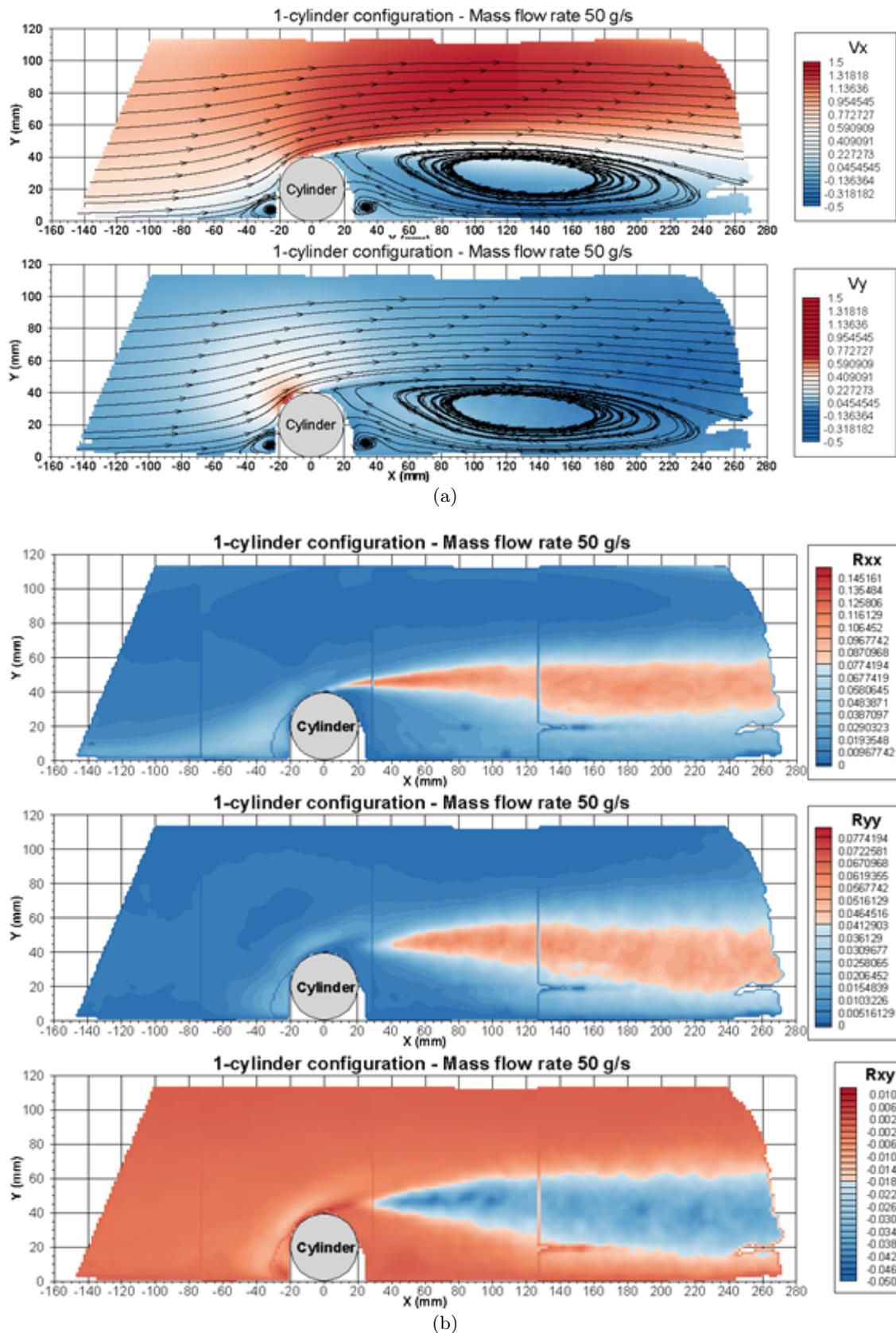


Figura 9.9: Campos de velocidad y tensiones de Reynolds promedio para un solo cilindro y un flujo másico de 50 g/s (posiciones -1, 0, 1 y 2 son superpuestas); (a) Campos de velocidad en m/s ; (b) Campos de tensiones de Reynolds en m^2/s^2 .

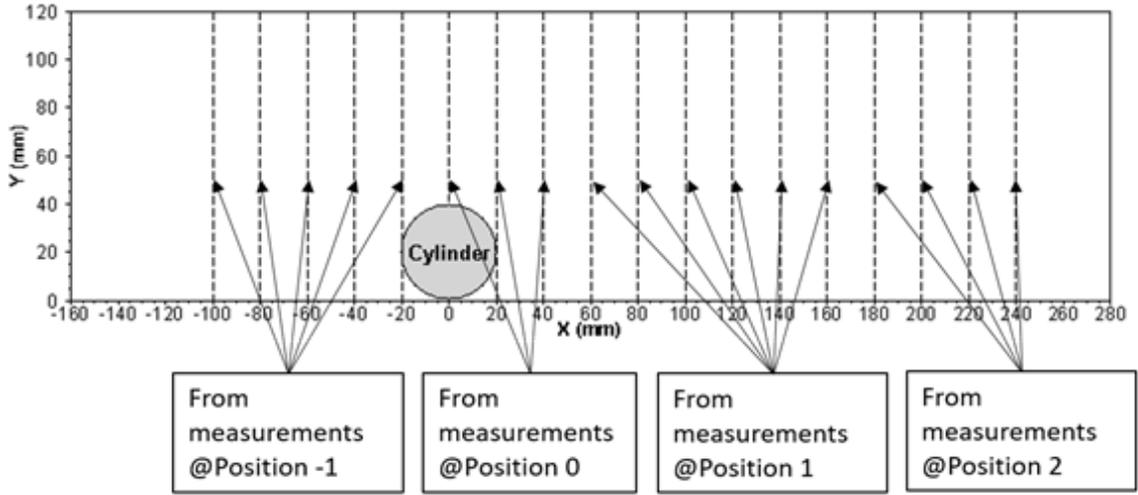


Figura 9.10: Origen de los perfiles extraídos.

Este valor máximo adimensionalizado con la velocidad U_{bulk}^2 resulta igual a $-0,064$ que resulta cercano al valor de $-0,09$ obtenido a un $Re = 5000$ por [Ozdil y Akilli \(2019\)](#). Además, la región donde los efectos de las capas de corte están presente (región detrás del cilindro para R_{xy} en la Figura 9.9 (b)) resulta muy similar al obtenida en la Figura 2 en [Ozdil y Akilli \(2019\)](#) para cuando el cilindro está en contacto con el suelo para aguas pocos profundas.

Los resultados de velocidad y tensiones de Reynolds promedios son extraídos en diferentes perfiles a lo largo del eje x como se ilustra en la Figura 9.10. Además, en dicha figura se indica en cual de las posiciones se extrae la información para cada perfil.

Los perfiles de la componente de velocidad en la dirección del flujo y transversal adimensionalizada con la velocidad de flujo libre $U_{bulk} = 0,88 \text{ m/s}$ en diferentes ubicaciones x/D , del flujo aguas arriba y aguas abajo del cilindro para un $Re = 2300$ se presentan en la Figura 9.11. Los símbolos (círculos) de color negro llenos representan el perfil de velocidad para la ubicación $x/D = 0$ para una interpretación más clara de los resultados.

Por otro parte, en la Figura 9.12 se muestran las distribuciones verticales de la tensión normal de Reynolds en sentido de la corriente (R_{xx}/U_{bulk}^2), la tensión normal de Reynolds transversal (R_{yy}/U_{bulk}^2) y la tensión de Reynolds cruzada (R_{xy}/U_{bulk}^2) normalizadas por U_{bulk}^2 . Nuevamente, los símbolos negro llenos representan el perfil del tensor de Reynolds para la ubicación $x/D = 0$ para una interpretación más clara de los resultados.

Teniendo en cuenta los resultados experimentales publicados por [Akoz y Kirkgoz \(2009\)](#) para un $Re = 3000$ es posible realizar una comparación de las velocidad en la dirección del flujo como se observa en la Figura 9.13. Los símbolos con forma de rombos representan los perfiles de [Akoz y Kirkgoz \(2009\)](#) y los círculos los perfiles obtenidos en este trabajo. Los símbolos negro llenos representan los perfil de velocidad para la ubicación $x/D = 0$.

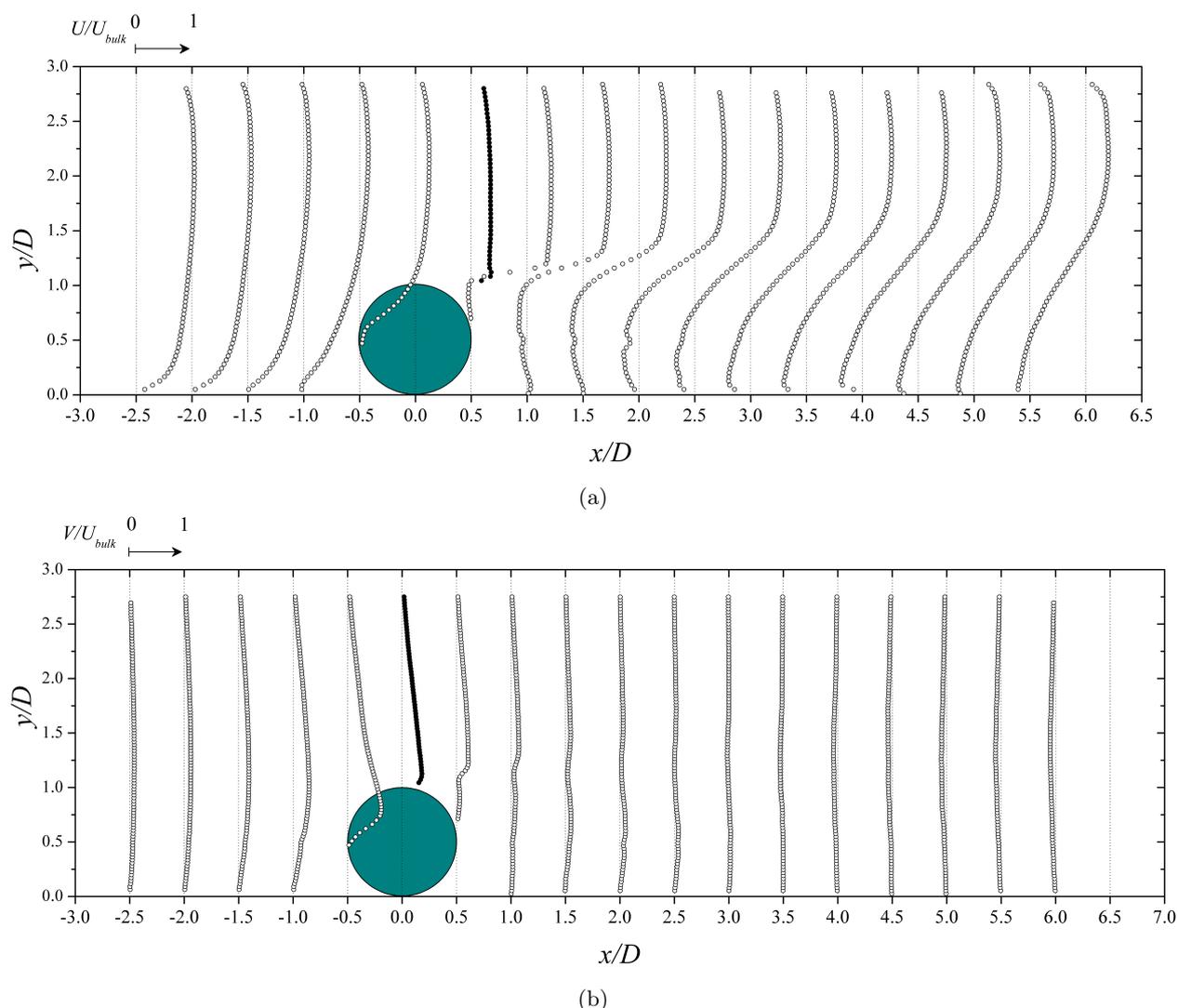


Figura 9.11: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.

Al comparar los perfiles de la Figura 9.13 se puede observar que el flujo aguas arriba del cilindro presenta una buena concordancia entre los resultados de Akoz y Kirkgoz (2009) y los obtenidos en esta investigación. Sin embargo, para $x/D \geq 0$ los resultados presentan cierta diferencia. Esta diferencia entre los resultados podría deberse principalmente a la relación de bloqueo en cada uno de los experimentos. La relación de bloqueo en la sección de la cámara de ensayo causado por el modelo del cilindro es de D/H igual al 25%, mientras que en el caso de Akoz y Kirkgoz (2009) la relación entre el diámetro y la altura del nivel de agua (desde el suelo hasta la superficie libre) fue del 6,7%. Por lo tanto, en los ensayos de esta tesis el flujo se encuentra más confinado y por ende resulta claro que la relación de bloqueo más grande está en línea con la aceleración del flujo más fuerte observada en este trabajo.

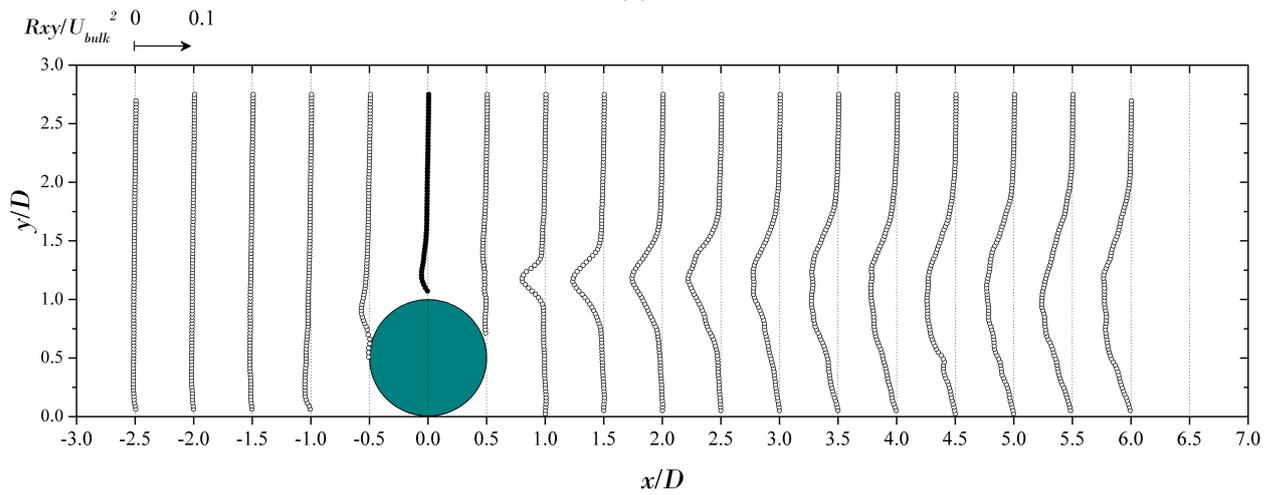
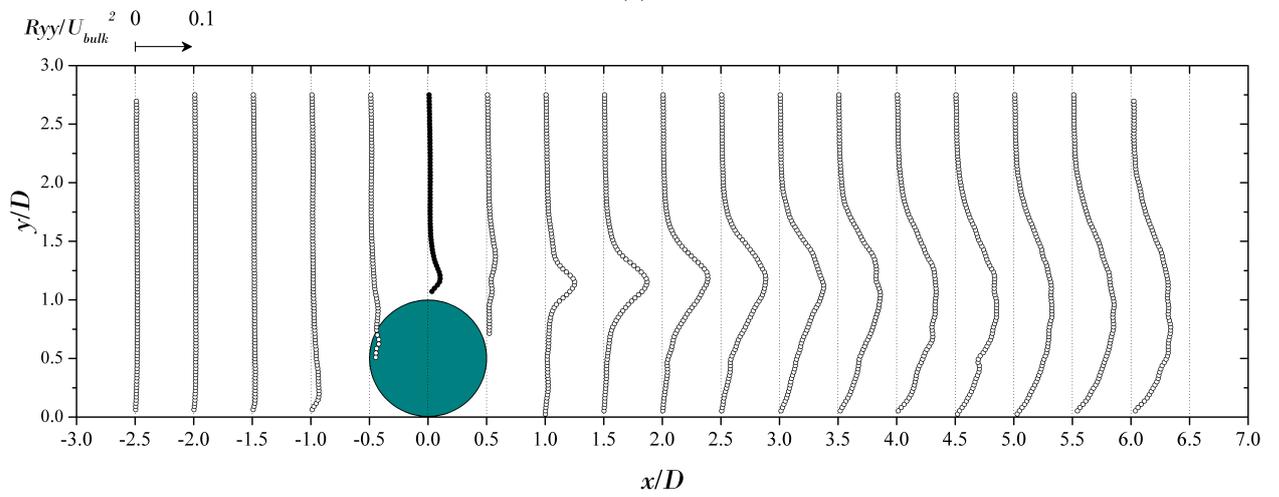
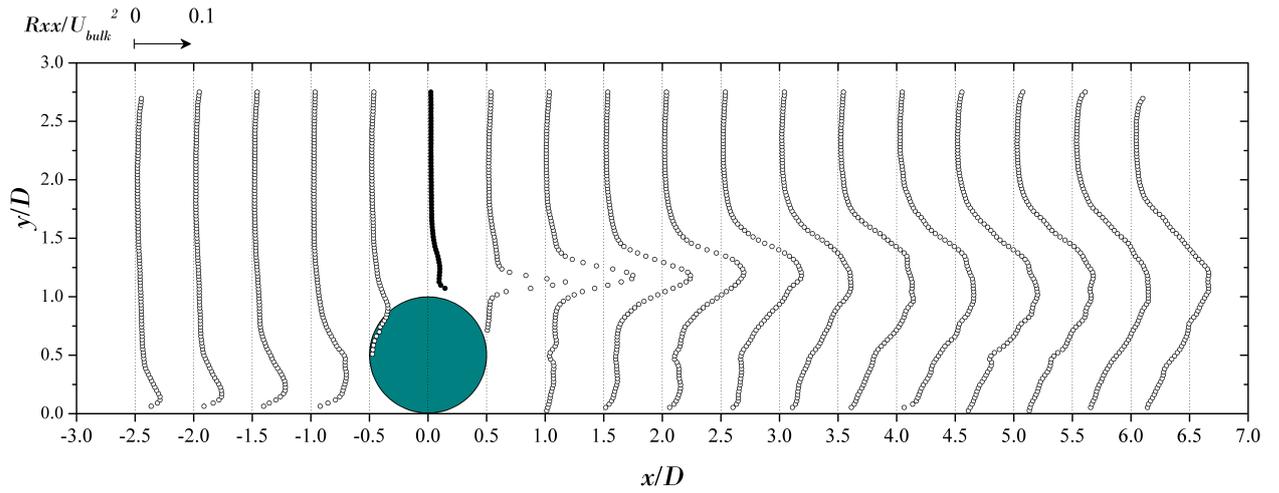


Figura 9.12: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

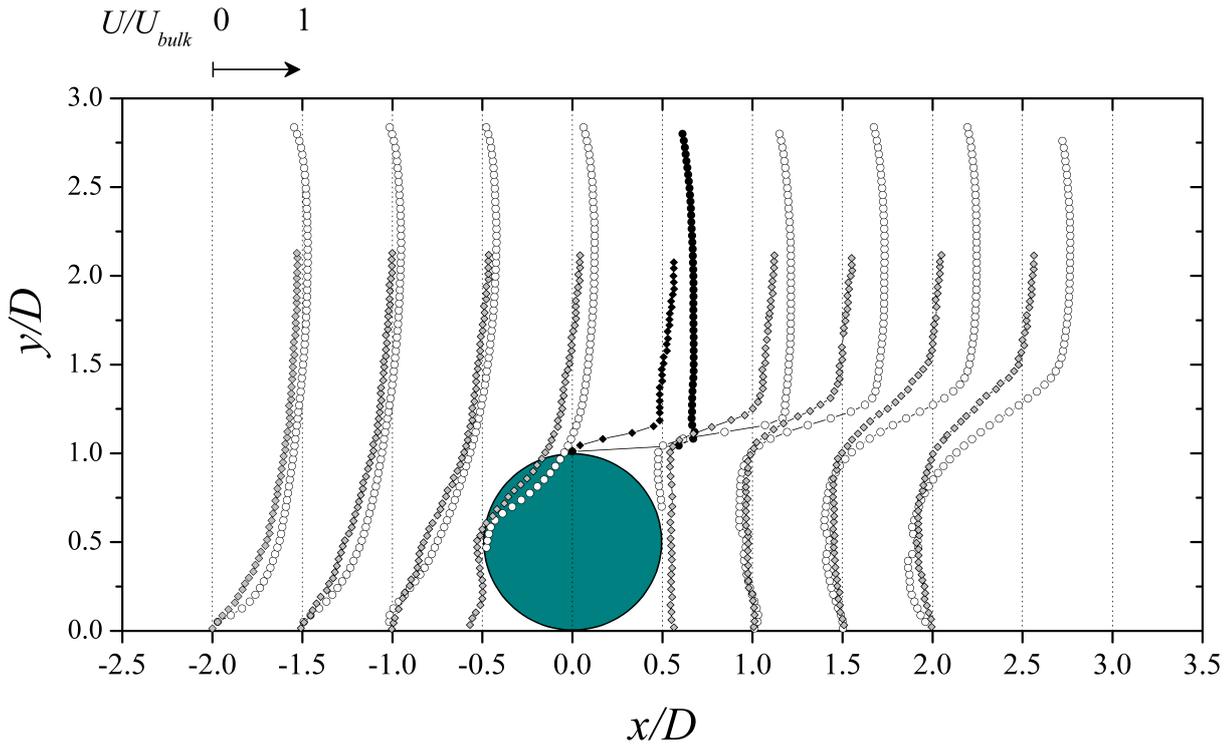


Figura 9.13: Comparación de las distribuciones verticales de la componente de velocidades en dirección de la corriente en diferentes ubicaciones del flujo alrededor del cilindro. Experimentos presentes (símbolo: círculos blancos y negros) y experimentos de [Akoz y Kirkgoz \(2009\)](#) (símbolo: rombos grises y negros).

9.2.5. Datos experimentales para dos cilindros en contacto con el suelo

Los datos obtenidos experimentalmente para los números de Reynolds de 2300 y 4600, y para dos separaciones $L/D = 1$ y 3 se presentan a continuación. La velocidad definida como flujo libre viene dada por $U_{bulk} = 0,88 \text{ m/s}$ correspondiente al $Re = 2300$ y $U_{bulk} = 1,76 \text{ m/s}$ asociada al $Re = 4600$. Los perfiles de velocidad y tensiones de Reynolds promedio son extraídos en las mismas posiciones a lo largo del eje x que para el caso del cilindro solo como se ilustra en la Figura 9.10. Además, en dicha figura se indica en cual de las posiciones de la cámara se extrae la información para cada perfil.

A continuación se presentan los datos de los ensayos experimentales separados en función del numero de Reynolds.

Para $Re=2300$

En las Figuras 9.14 y 9.15 se muestran las líneas de corrientes para cada una de las cuatro posiciones de la cámara CCD obtenida de los ensayos experimentales a un $Re = 2300$ para $L/D = 1$ y 3, respectivamente.

Es posible observar en ambas figuras la formación de un zona de recirculación delante del cilindro

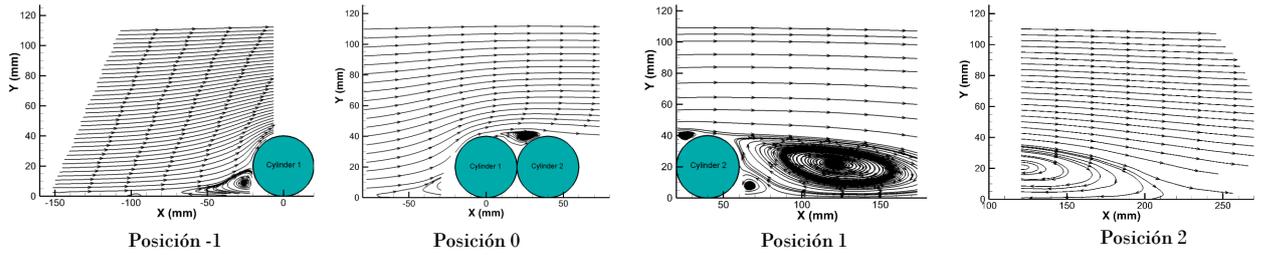


Figura 9.14: Líneas de corrientes en cada posición de las cámara para una separación $L/D = 1$ a un $Re = 2300$.

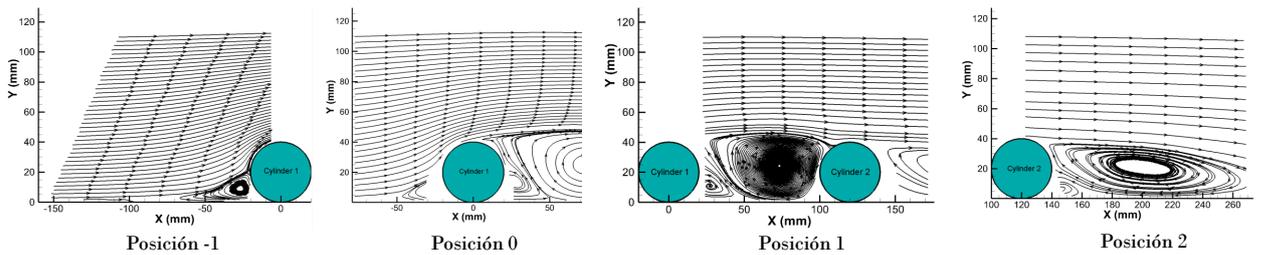


Figura 9.15: Líneas de corrientes en cada posición de las cámara para una separación $L/D = 3$ a un $Re = 2300$.

1 (Posición -1 de la cámara) semejante a la obtenida para el caso de un cilindro solo. En cambio, en las posiciones 0, 1 y 2 el comportamiento es diferente. Para $L/D = 1$ aparece una zona de recirculación entre los cilindros en la parte superior (Posición 0) que pareciera evitar que el flujo se adhiriera en el cilindro 2 y continuara para formar una gran burbuja de recirculación (Posición 1) detrás del cilindro 2 que se extiende hasta una distancia $x = 200 - 250 \text{ mm}$ (Posición 2). Por otra lado, para $L/D = 3$ se observa que en la región entre los cilindros se forma un pequeño vórtice entre el cilindro 1 y el suelo (Posición 0), y una gran burbuja de recirculación que genera que el flujo se adhiriera cercano a la parte superior del cilindro 2 (Posición 1) que luego se desprende del cilindro 2 para formar una gran zona de recirculación que se extiende más allá de $x = 250 \text{ mm}$.

Los perfiles de la componente de velocidad en la dirección del flujo y transversal adimensionalizada con la velocidad de flujo libre $U_{bulk} = 0,88 \text{ m/s}$ en diferentes ubicaciones x/D para un $Re = 2300$ para $L/D = 1$ y 3 se presentan en las Figura 9.16 y 9.18, respectivamente. Los símbolos (círculos) de color negro llenos representan el perfil de velocidad para la ubicación $x/D = 0$ y $x/D = 1$ para $L/D = 1$ y para la ubicación $x/D = 0$ y $x/D = 3$ en $L/D = 3$.

Por otro parte, en las Figuras 9.17 y 9.19 se muestran las distribuciones verticales de la tensión normal de Reynolds en sentido de la corriente (Rxx/U_{bulk}^2), la tensión normal de Reynolds transversal (Ryy/U_{bulk}^2) y la tensión de Reynolds cruzada (Rxy/U_{bulk}^2) normalizadas por U_{bulk}^2 para $L/D = 1$ y 3, respectivamente. Nuevamente, los símbolos (círculos) de color negro llenos represen-

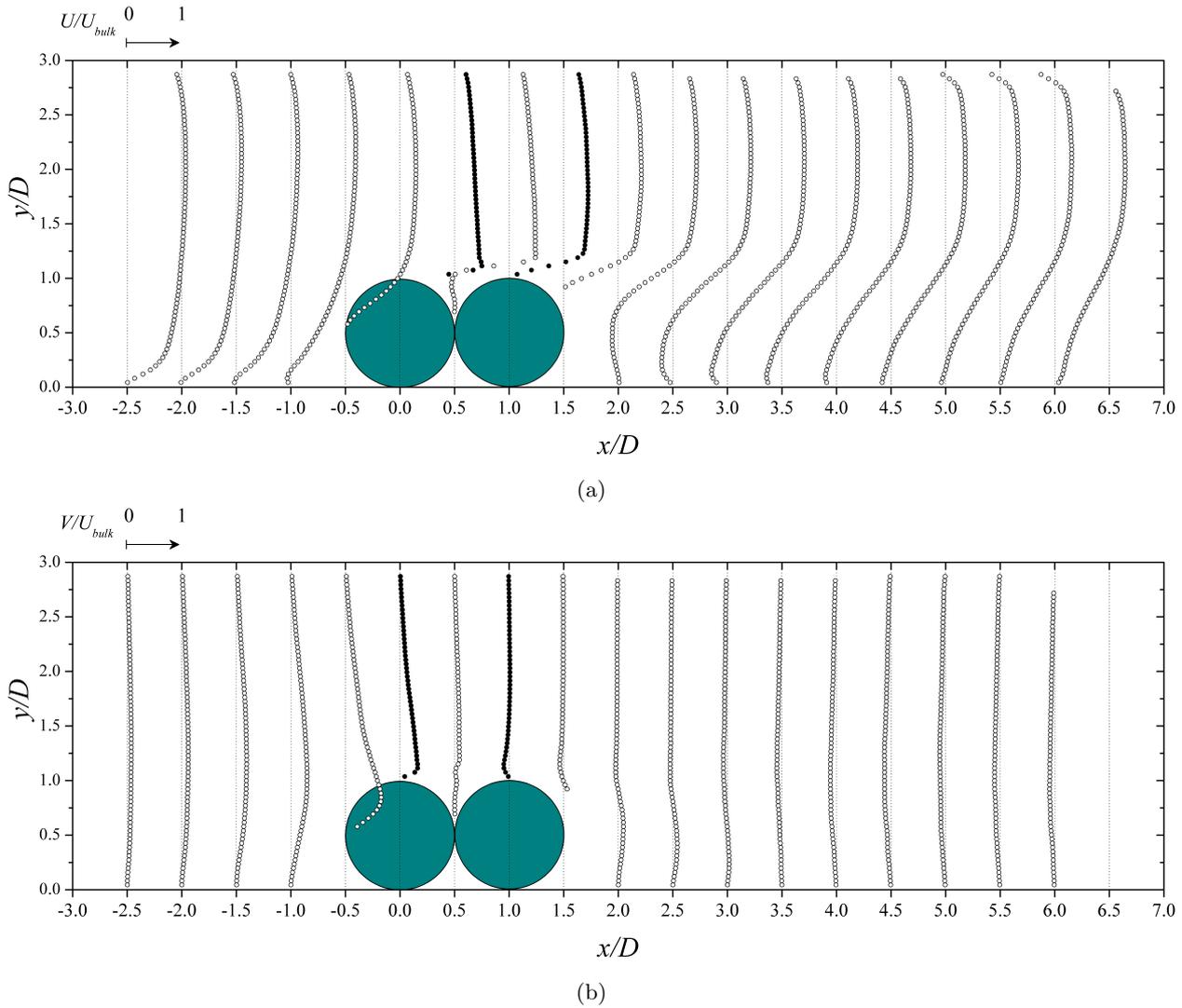


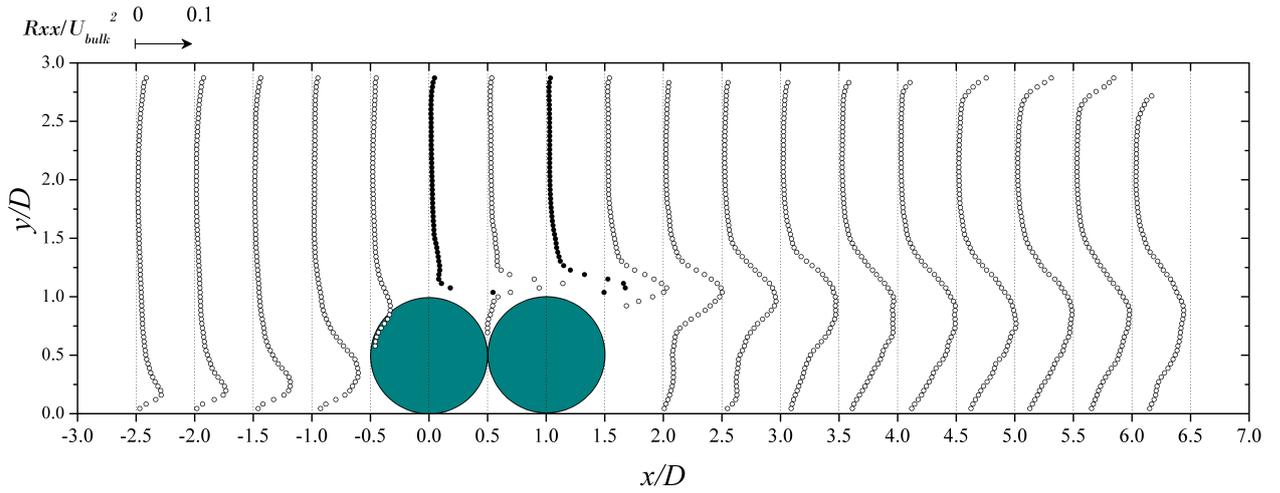
Figura 9.16: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 1$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.

tan el perfil de velocidad para la ubicación $x/D = 0$ y $x/D = 1$ para $L/D = 1$ y para la ubicación $x/D = 0$ y $x/D = 3$ en $L/D = 3$.

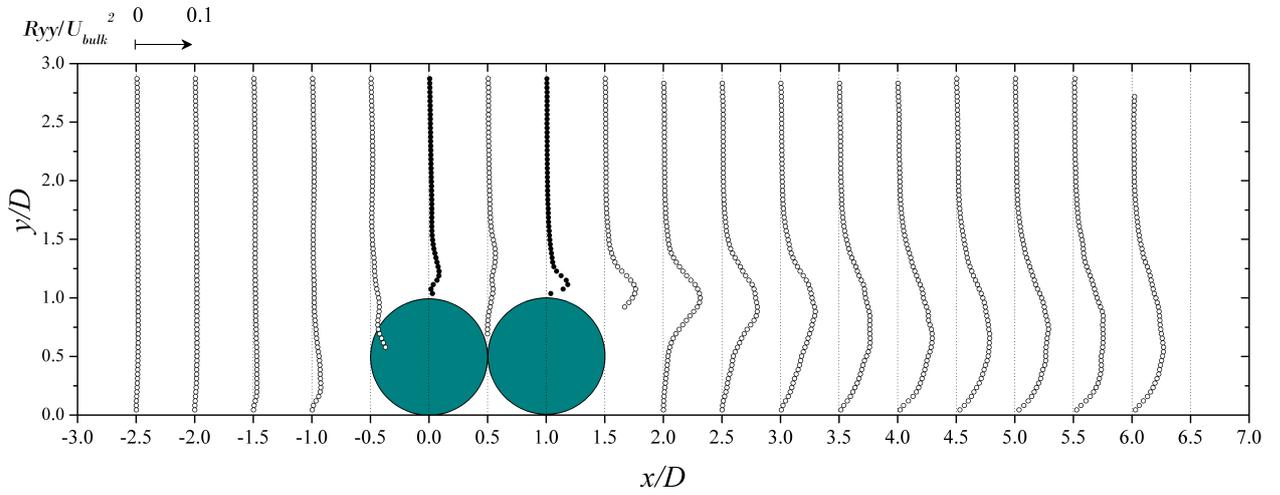
Para $Re=4600$

En las Figuras 9.20 y 9.21 se muestran las líneas de corrientes para cada una de las cuatro posiciones de la cámara CCD obtenida en los ensayos experimentales a un $Re = 4600$ para $L/D = 1$ y 3, respectivamente.

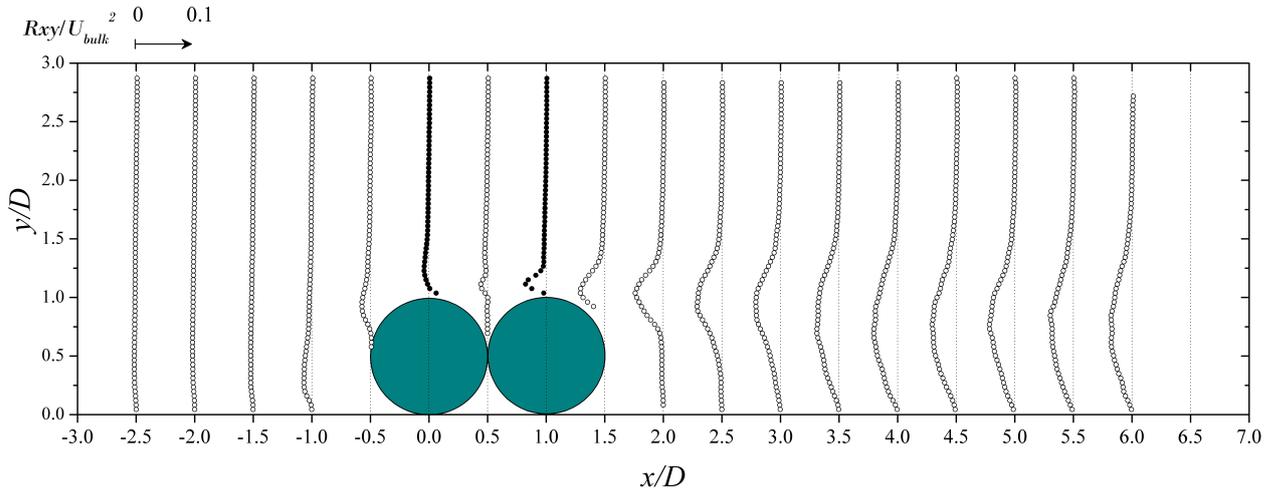
Los perfiles de la componente de velocidad en la dirección del flujo y transversal adimensionalizada con la velocidad de flujo libre $U_{bulk} = 1,76 \text{ m/s}$ en diferentes ubicaciones x/D para un $Re = 4600$ para $L/D = 1$ y 3 se presentan en las Figura 9.22 y 9.24. Se repite lo de los símbolos (círculos) de color negros llenos para $Re = 2300$.



(a)



(b)



(c)

Figura 9.17: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 1$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

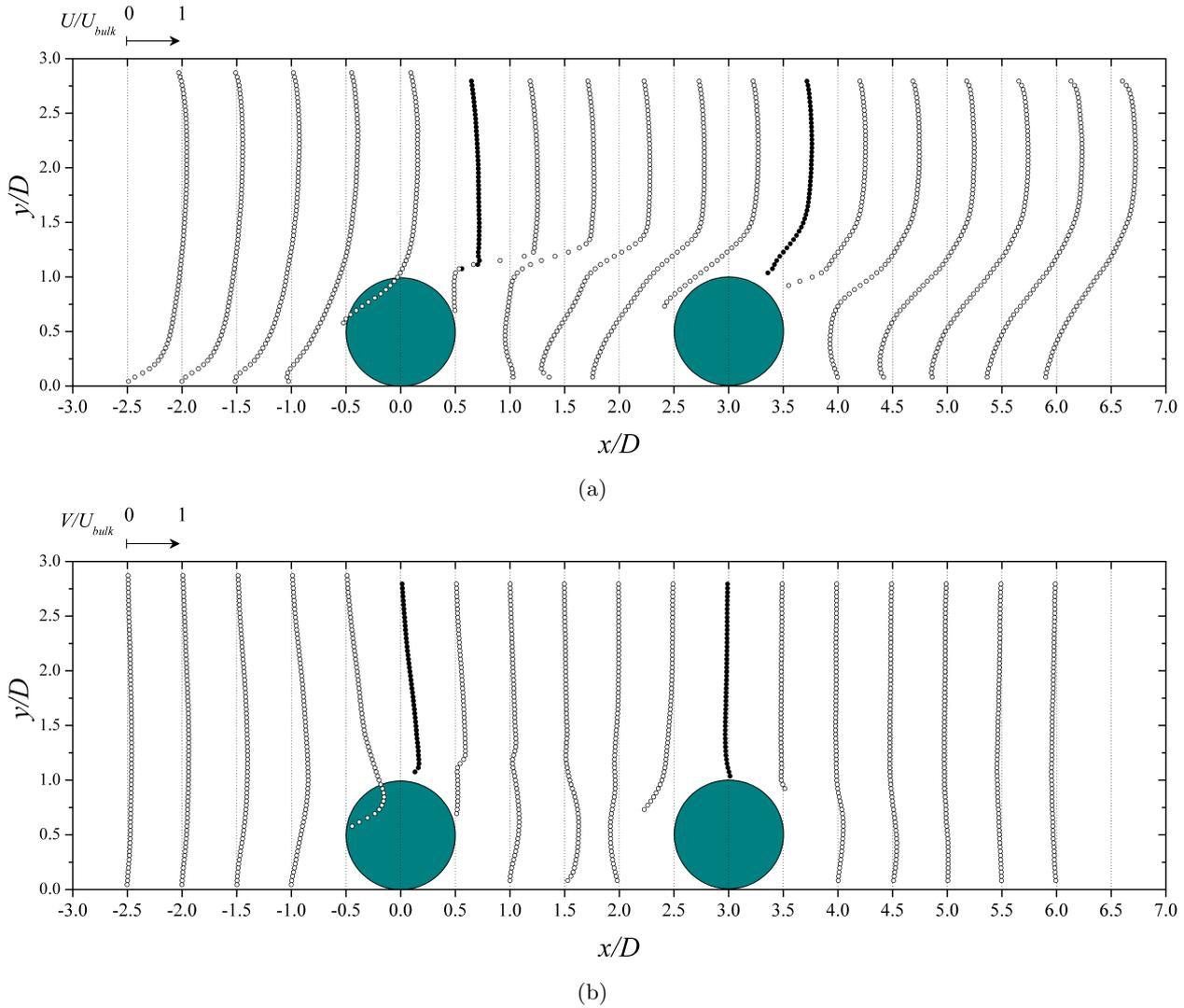
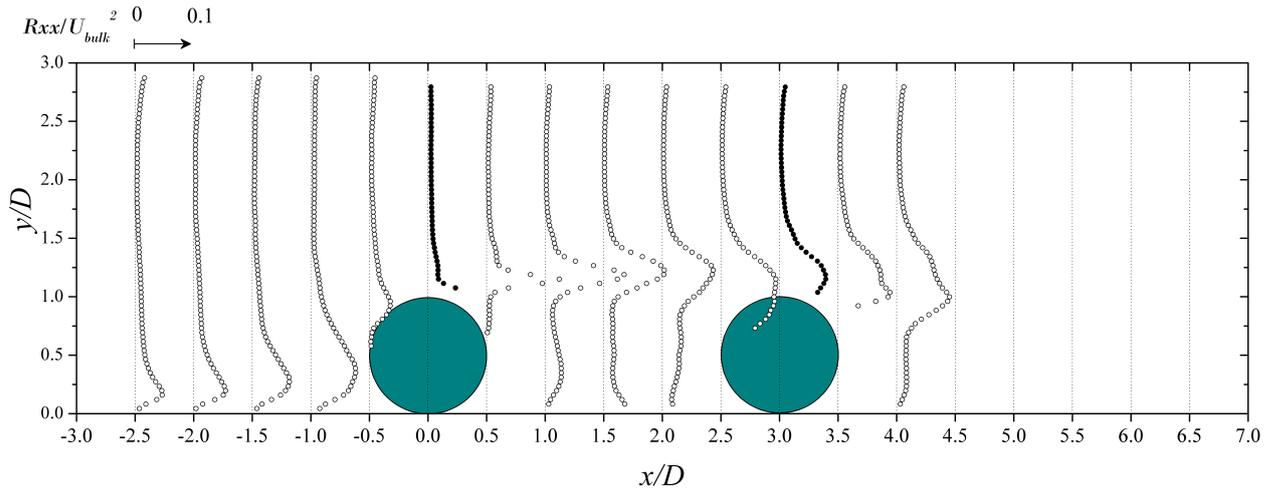


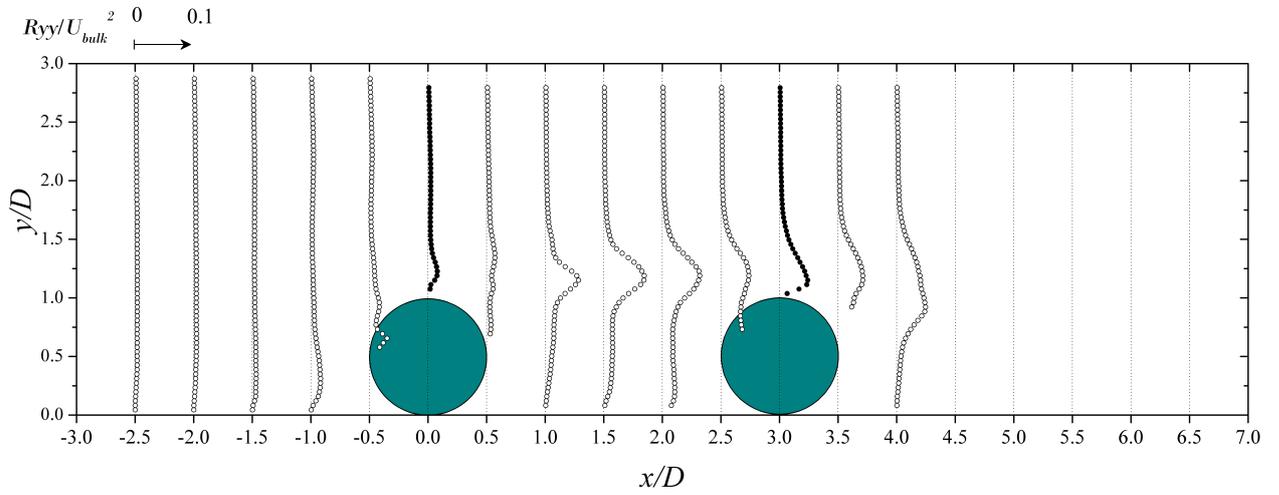
Figura 9.18: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 3$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.

Por otro parte, en las Figuras 9.23 y 9.25 se muestran las distribuciones verticales de la tensión normal de Reynolds longitudinal (Rxx/U_{bulk}^2), la tensión normal de Reynolds transversal (Ryy/U_{bulk}^2) y la tensión de Reynolds cruzada (Rxy/U_{bulk}^2) normalizadas por U_{bulk}^2 para $L/D = 1$ y 3 , respectivamente. Nuevamente, se repite lo de los símbolos (círculos) de color negros llenos para $Re = 2300$.

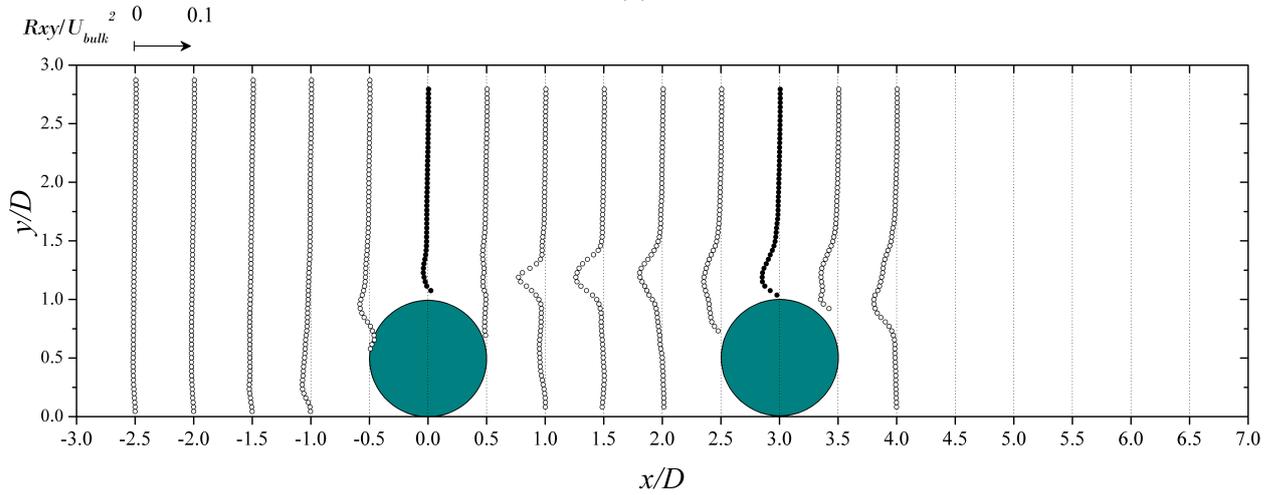
Es posible observar en ambas figuras (Figuras 9.20 y 9.21) que el comportamiento de las líneas de corrientes para un $Re = 4600$ resulta similar al obtenido para un $Re = 2300$ (Figuras 9.14 y 9.15) con algunas diferencias a mencionar. Por un lado, la formación de la zona de recirculación delante del cilindro 1 (Posición -1 de la cámara) pareciera reducirse para cuando el $Re = 4600$ en ambas separaciones L/D . Esto se puede evidenciar para la componente de velocidad en la dirección del flujo, donde para un $Re = 2300$ en la posición $x/D = -1$ aparece una zona cercana al suelo con



(a)



(b)



(c)

Figura 9.19: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$ para $L/D = 3$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

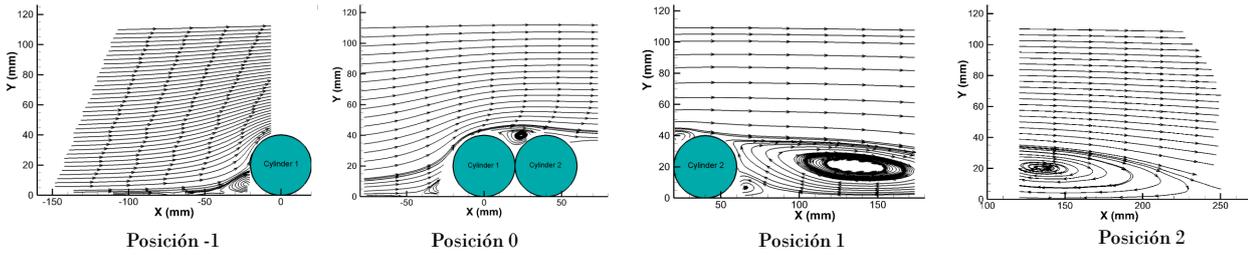


Figura 9.20: Líneas de corrientes para cada una de las posiciones de la cámara para una separación $L/D = 1$ a un $Re = 4600$.

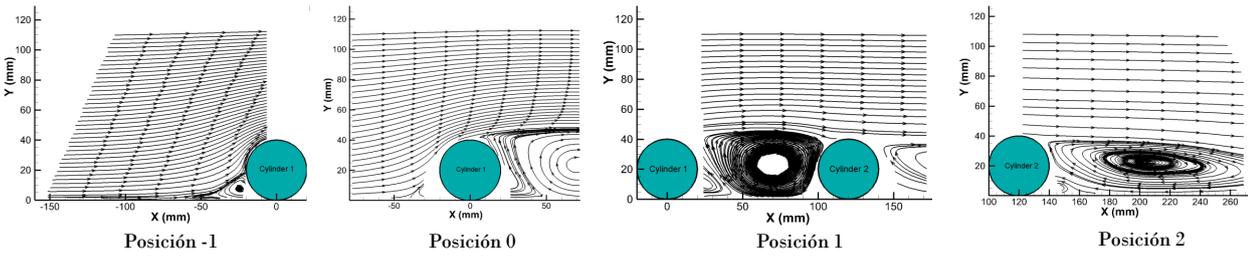
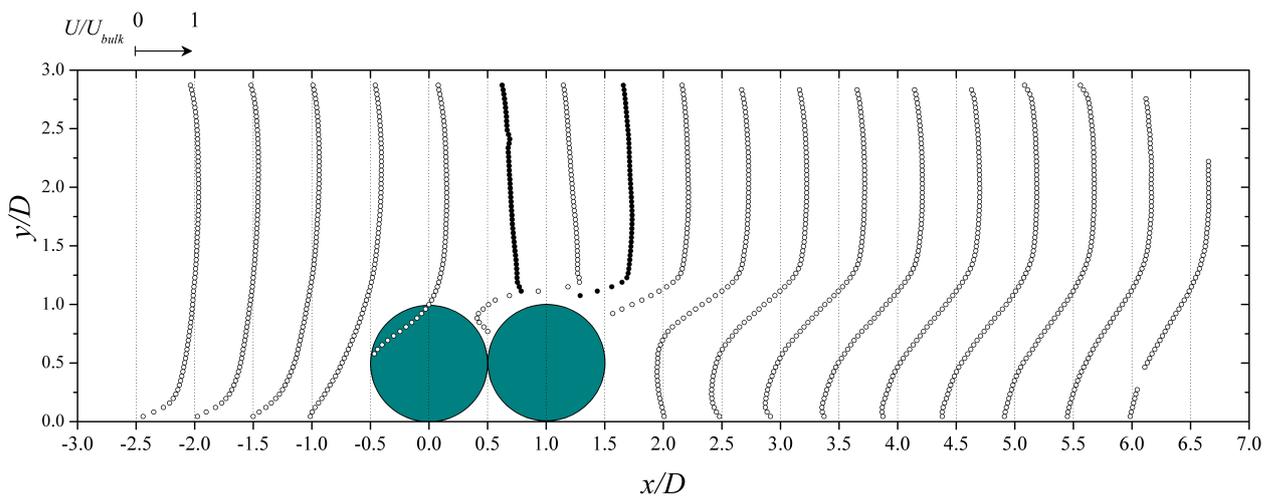
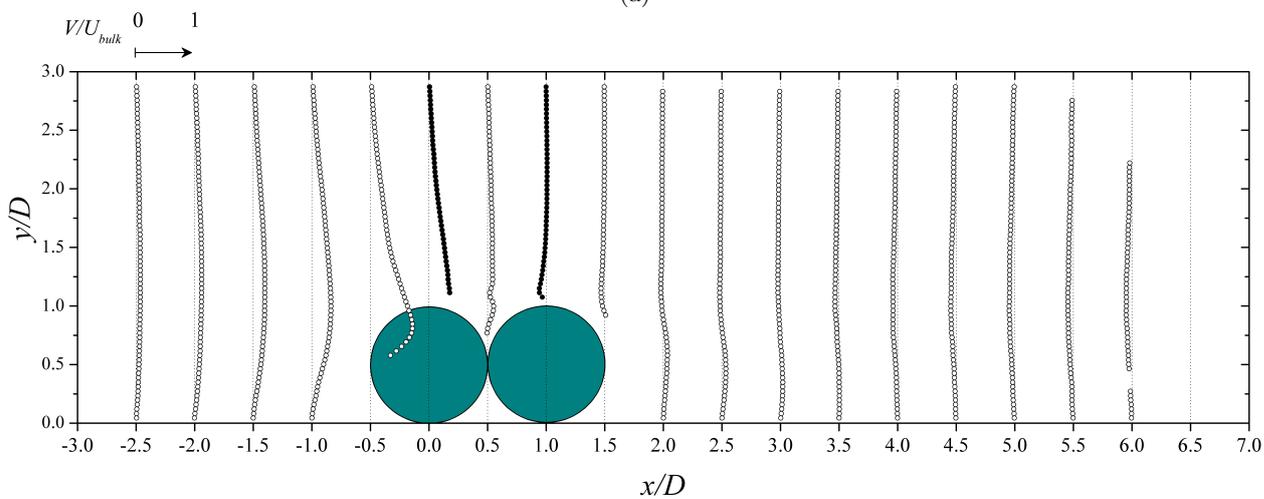


Figura 9.21: Líneas de corrientes para cada una de las posiciones de la cámara para una separación $L/D = 3$ a un $Re = 4600$.

velocidad negativa (recirculación) (ver Figuras 9.16 (a) y 9.18 (a)) mientras que para un $Re = 4600$ en $x/D = -1$ la zona de velocidades negativas prácticamente no se aprecia (ver Figuras 9.22 (a) y 9.24 (a)). Por otro lado, la formación de la burbuja de recirculación detrás del cilindro 2 se extiende un poco más lejos para el $Re = 4600$. Esto se puede ver por un lado al comparar las líneas de corrientes para la Posición 2 entre los $Re = 2300$ y $Re = 4600$, y por otro lado al comparar la componente de velocidad en la dirección del flujo para $x/D = 6$.

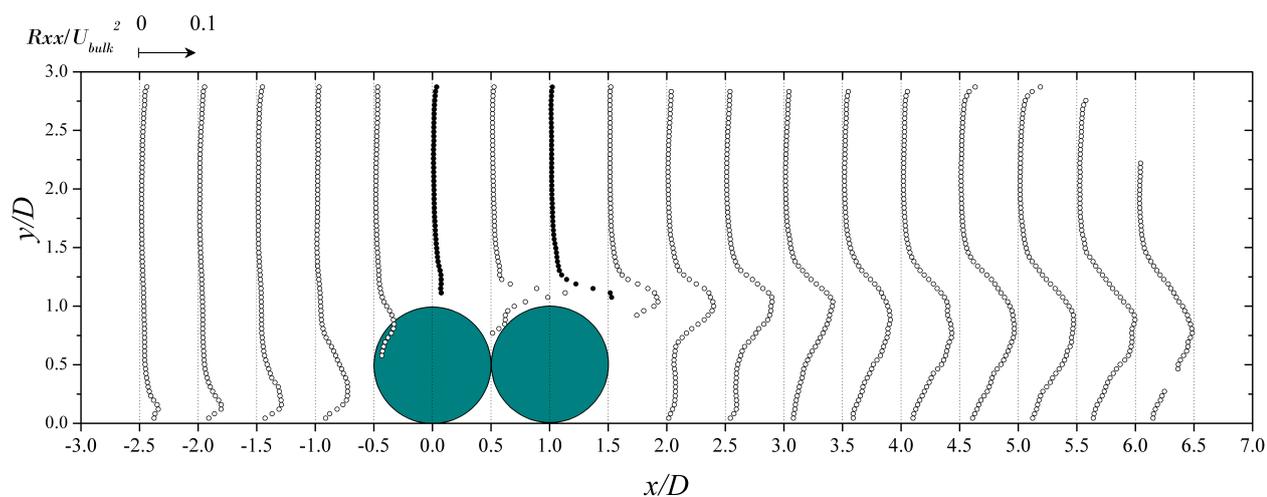


(a)

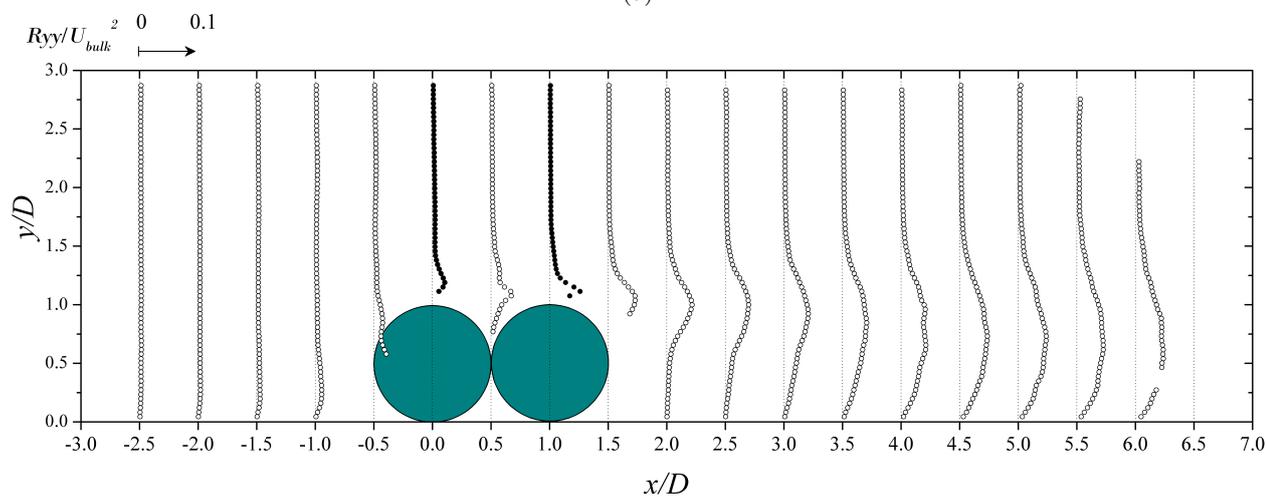


(b)

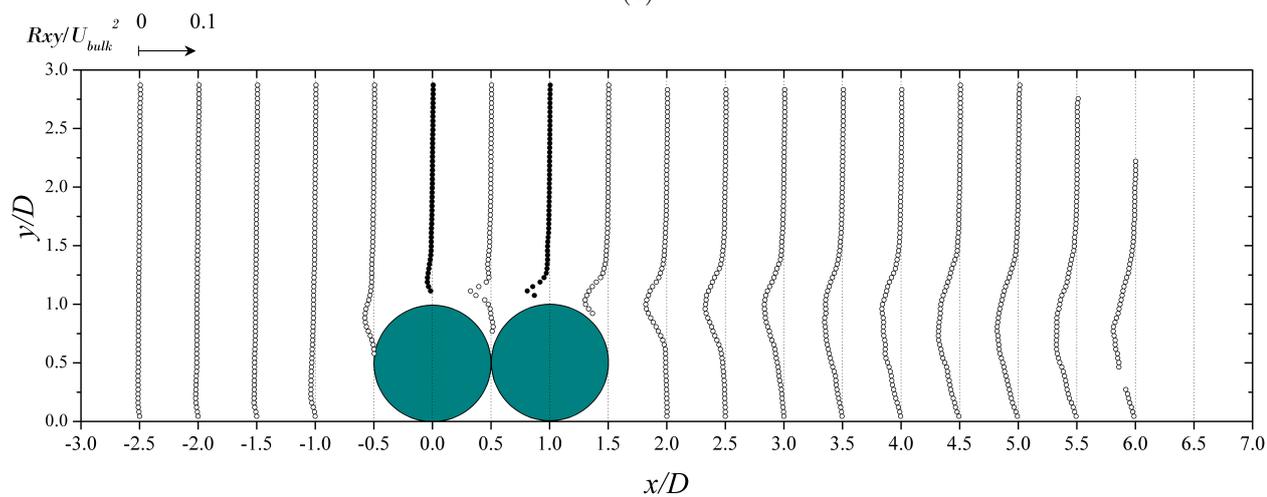
Figura 9.22: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$.; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.



(a)

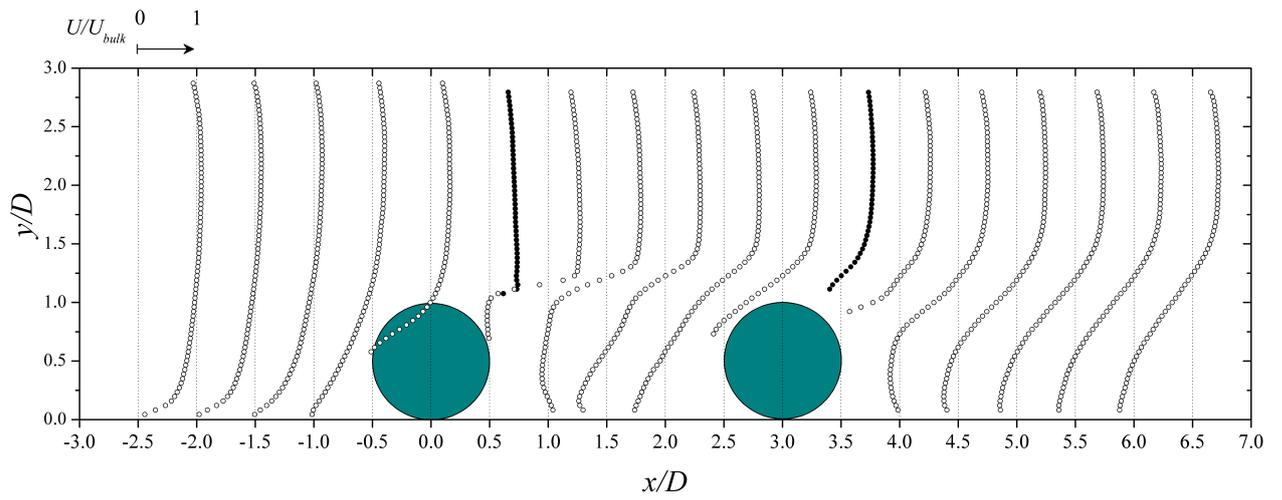


(b)

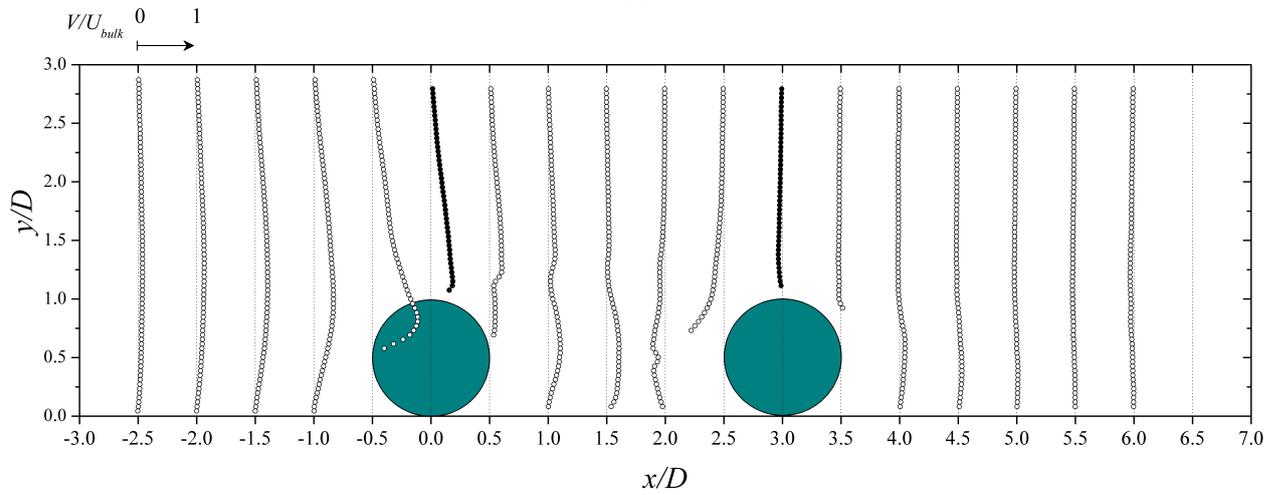


(c)

Figura 9.23: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

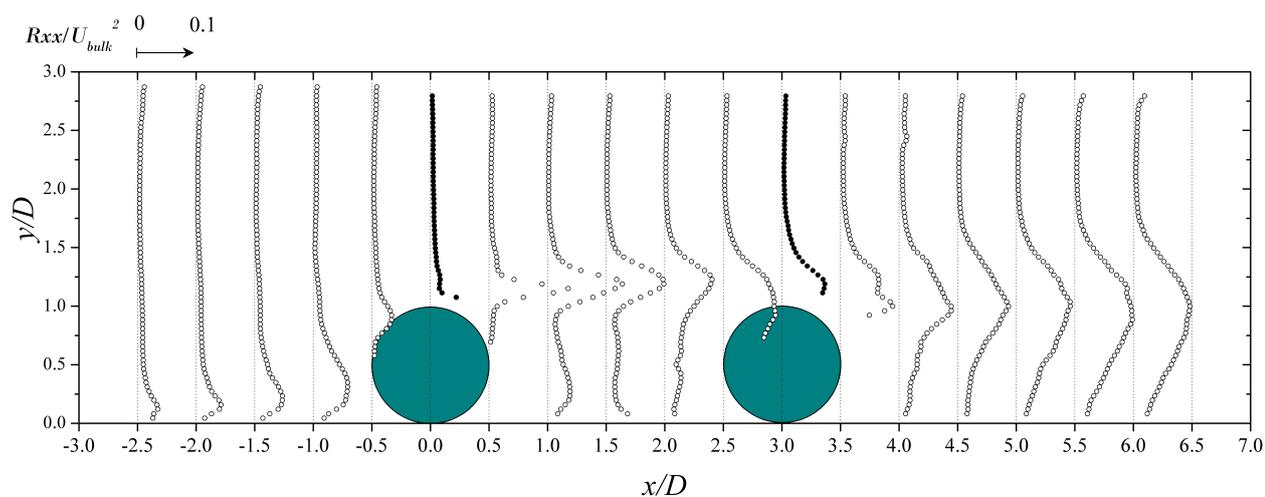


(a)

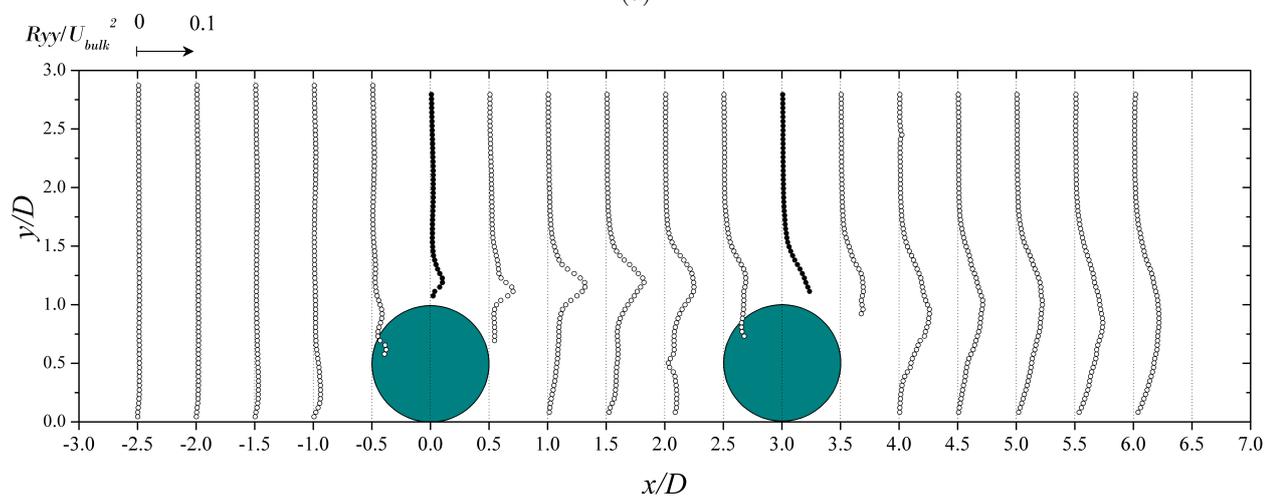


(b)

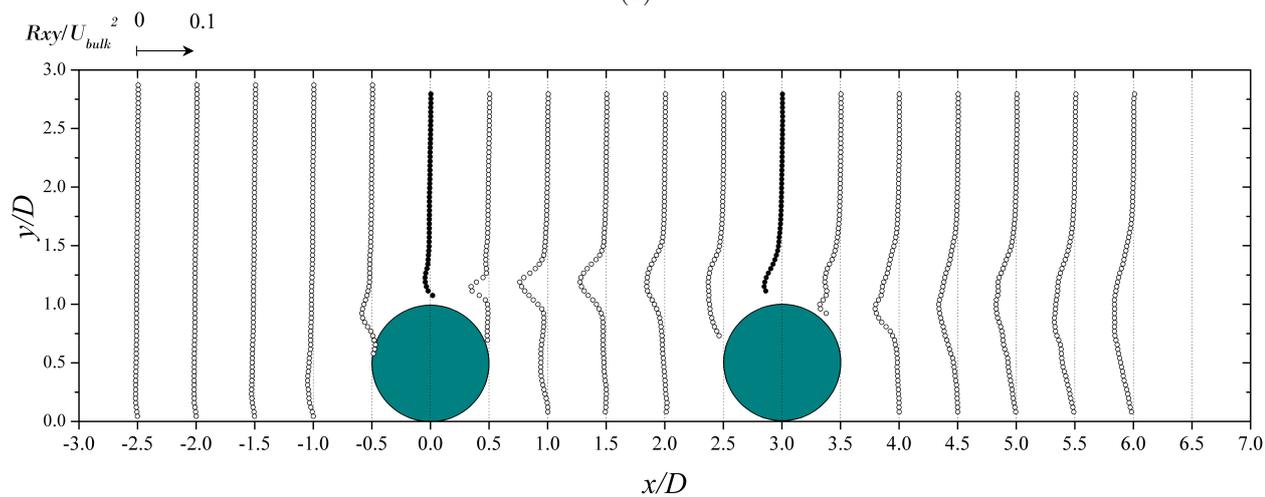
Figura 9.24: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.



(a)



(b)



(c)

Figura 9.25: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 4600$. (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 , (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

9.3. Simulación numérica

En esta sección se realiza un estudio numérico para el caso de un solo cilindro apoyado en el suelo a un $Re = 2300$ utilizando el modelo de turbulencia SST-SAS. En la primera parte se describe el modelo computacional y la configuración numérica para desarrollar las simulaciones y en la segunda parte se muestran los resultados obtenidos y se determinan las fortalezas y debilidades en la predicción del campo de flujo..

9.3.1. Dominio computacional y condiciones de contorno

En la Figura 9.26 se muestra un diagrama esquemático del dominio computacional para la simulación numérica. Para este estudio, se imponen una condiciones de entrada por medio de un perfil de velocidad que se detalle en la Sección 9.3.3 con bajo nivel de turbulencia (intensidad de turbulencia $I_u = 0,9$ y relación de viscosidad turbulenta unitaria). En la salida, se aplica una condición de presión nula de referencia. Para el límite superior del dominio e inferior (suelo), se especifica la condición de pared sin deslizamiento. Esta misma condición de velocidad nula en la pared se impone en la superficie del cilindro. Por último en los límites laterales (dirección normal al plano $x - y$), se imponen condiciones de periodicidad teniendo en cuenta que se trabajo con un modelo reducido de $2D$ correspondiente a la longitud del cilindro.

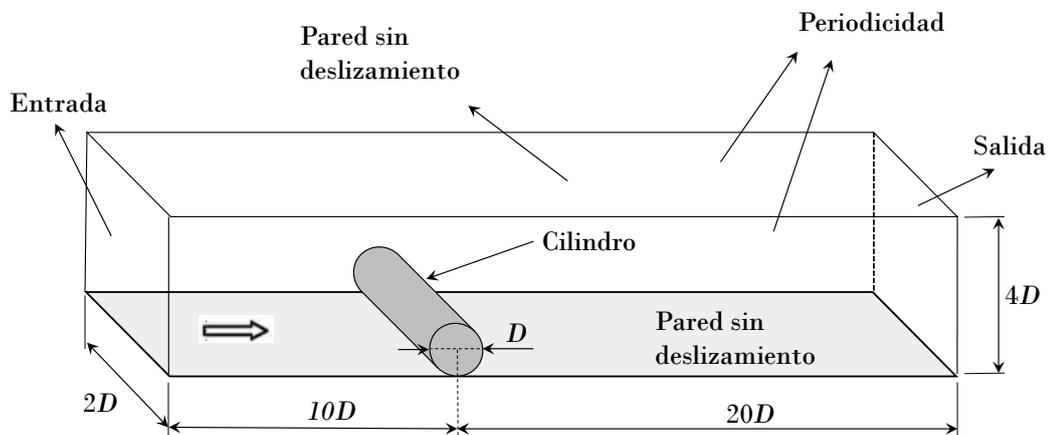


Figura 9.26: Esquema computacional y condiciones de borde.

9.3.2. Malla computacional

Las mallas tridimensional se obtienen simplemente extendiendo la malla bidimensional (Figura 9.27 (a)) en la dirección z una distancia de 2 veces el diámetro. En la Figura 9.27 (b) se muestra los detalles de la malla cercana a la superficie del cilindro. Como se puede observar se aplica un

refinamiento cerca del cilindros y en la superficie plana donde se apoya el cilindro para capturar correctamente la capa límite en ambas superficies. El tamaño del primer elemento de malla sobre la superficie del cilindro y la superficie donde se encuentra en contacto es definido de tal manera de asegurar una resolución espacial de $y^+ < 1$ (distancia de pared adimensional) y el espesor de la capa límite es definido con 20 y 30 elementos. Para la discretización alrededor del cilindro se utilizaron 150 elementos ubicados equidistantes. En la parte inferior del cilindro se puede observar una pequeña región sin mallar. Esta región corresponde a la caladura realizada en la superficie de apoyo para que el cilindro de adelante asiente correctamente y asegurar que permanezca en la misma posición durante todo el ensayo. La parte superior del dominio también es refinada en las proximidades de la superficie para garantizar que $y^+ < 1$ pero el espesor de la capa límite es definido entre 10 y 20 elementos. La Figura 9.27 (c) muestra de que manera la malla estructurada se adapta para definir la ángulo agudo que se forma entre la parte inferior del cilindro y la superficie plana.

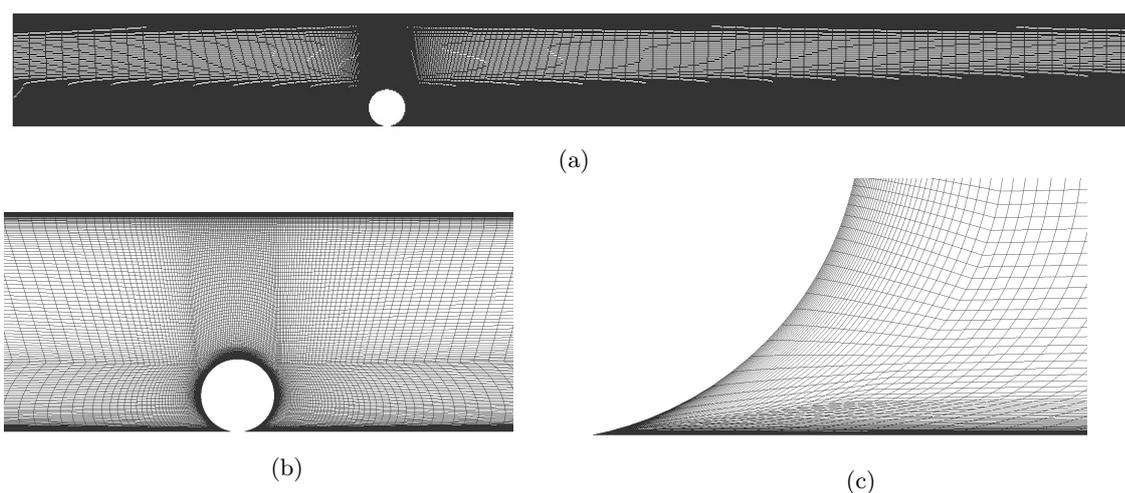


Figura 9.27: Estructura de la malla utilizada: (a) Vista completa, (b) región cercana al cilindro, (c) vista ampliada del cuadrante del cilindro aguas abajo y la pared plana donde se apoya.

9.3.3. Generación del perfil de entrada

A fin de poder comparar los resultados numéricos con los ensayos experimentales se necesita definir a la entrada del dominio computacional un perfil de velocidad de tal manera que el perfil que se obtiene aguas arriba del cilindro sea semejante al perfil de los ensayos experimentales. Teniendo en cuenta que se tienen datos experimentales del perfil de velocidad a una distancia $x/D = -2,5$ aguas arriba del cilindro, se utiliza para ajustar la velocidad de entrada de tal manera de reproducir con precisión el perfil en dicha posición. De la Figura 9.26 se puede ver que tanto en la superficie superior e inferior tenemos una condición de pared sin deslizamiento con lo cual sobre ambas superficies se desarrolla una capa límite que se debe considerar. Debido a esto, se propone

y se ajusta un perfil cuasisimétrico en la entrada. El proceso se realiza de la siguiente manera. Se propone inicialmente un perfil de velocidad a la entrada, se lleva a cabo la simulación numérica y se obtiene el perfil de velocidad promedio del flujo en la posición $x/D = -2,5$. Este proceso se realiza hasta que el perfil de velocidad en $x/D = -2,5$ reproduce correctamente el perfil de velocidad obtenido experimentalmente. El perfil resultante, definido por la Ec. 9.1, se ingresa como condición de entrada por medio de funciones definidas por el usuario (UDF-*User Define Function*) provisto por el código Ansys Fluent. En la Figura 9.28 se puede observar el perfil en la entrada resultante de la Ec. 9.1 en líneas punteadas.

$$U_{(y)} = \begin{cases} \text{si } y < 0,052 & U_{bulk} \left(\frac{y}{0,06} \right)^{0,2} \\ \text{si } 0,052 \leq y \leq 0,068 & 0,98U_{bulk} \\ \text{si } y > 0,068 & U_{bulk} \left(\frac{0,12-y}{0,06} \right)^{0,13} \end{cases} \quad (9.1)$$

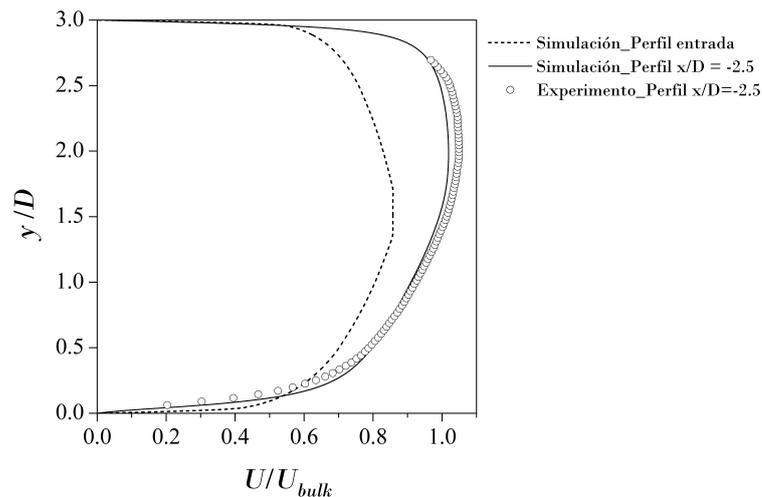


Figura 9.28: Comparación del perfil de velocidad adimensionalizado obtenidas de las simulaciones numéricas y del ensayo experimental.

La comparación del perfil de velocidad adimensionalizado con la velocidad de flujo libre $U_{bulk} = 0,88 \text{ m/s}$ obtenido experimentalmente y numéricamente se muestran en la Figura 9.28. Es posible observar un correcto ajuste del perfil de velocidad de las simulación numérica con el perfil obtenido de los ensayos experimentales.

9.3.4. Ilustración del campo de flujo promedio

El campo de flujo promedio obtenido por medio de las simulaciones numéricas se ejemplifica presentando las dos componentes de la velocidad U y V y el campo del tensor de tensiones de Reynolds. En la Figura 9.29 (a) - (b) se muestra el campo de velocidad en la componente longitu-

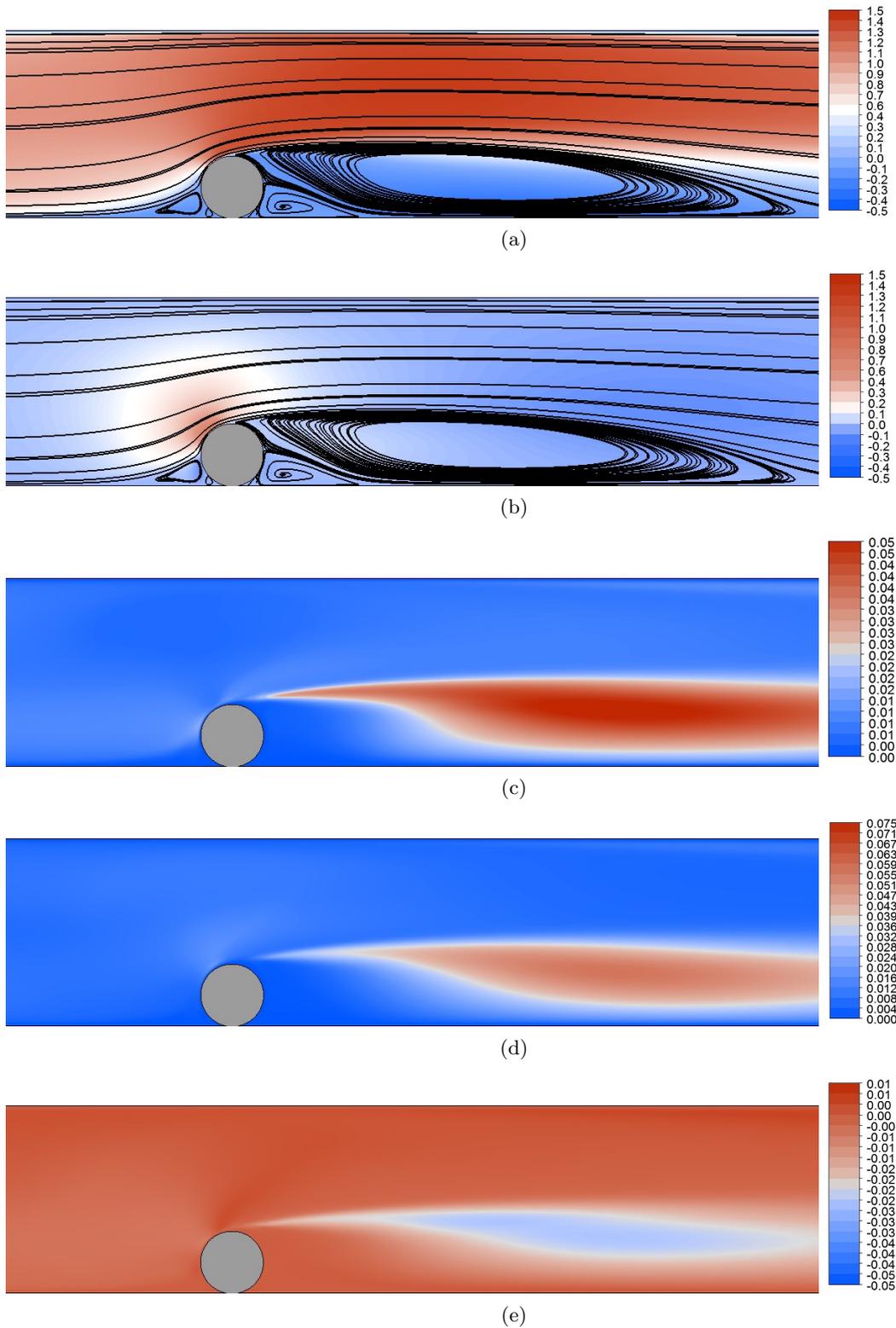


Figura 9.29: Contornos del campo de velocidad en m/s y campos de tensiones de Reynolds en m^2/s^2 promedio para un solo cilindro y un flujo másico de $50 g/s$; (a) velocidad en la componente longitudinal (U), (b) velocidad en la componente transversal (V); (c) tensión normal de Reynolds longitudinal (R_{xx}); (d) tensión normal de Reynolds transversal (R_{yy}); (e) tensión de Reynolds cruzada (R_{xy}).

dinal y transversal respectivamente junto con las líneas de corriente de la velocidad. Las escalas de velocidades mantienen el mismo rango que el utilizado en la Figura 9.9 (a) para simplificar la comparación. Se puede observar que los campos de velocidades y las zonas con burbujas de recirculación son similares entre los resultados numéricos y experimentales.

En cambio, cuando comparamos los resultados de las tensiones de Reynolds (Figura 9.29 (c) - (d) - (e)) con los datos experimentales (Figura 9.9 (b)) las escalas de los contornos de tensiones resultan un poco diferentes. La escala de contorno de la tensión normal de Reynolds longitudinal (R_{xx}) exhibe un rango de 0 a 0,05, mientras que la de los ensayos experimentales el rango varía desde 0 a 0,15 para la componente R_{xx} . Por otro lado, la escala de la tensión de Reynolds cruzada (R_{xy}) presenta una gama de colores semejante a la de los datos experimentales pero la región donde los efectos de las capas de corte están presentes (región detrás del cilindro) resulta más intensa para los datos experimentales (tonalidad del color azul más intenso).

9.3.5. Fuerzas sobre el cilindro

Los componentes de la fuerza sobre el cilindro se evalúan a partir del coeficiente de arrastre y sustentación promedio obtenido sobre el cilindro en contacto con el suelo. En la Tabla 9.1 se presentan el CD y el CL obtenidos por las simulaciones numéricas SST-SAS para un $Re = 2300$ junto con los valores obtenidos numéricamente por Akoz y Kirkgoz (2009) utilizando el modelo de turbulencia SST para un $Re = 3000$.

	CD	CL
SST-SAS	1,42	0,7
SST (Akoz y Kirkgoz (2009))	0,9	0,57

Tabla 9.1: Coeficiente de arrastre y sustentación obtenido sobre el cilindro en contacto con el suelo.

Al comparar los valores de la tabla se puede observar que los valores del CD y del CL predichos por el modelo SST-SAS son mayores a los obtenidos por el modelo SST. Esta diferencia podría estar asociada fundamentalmente a la relación de bloqueo mayor ($D/H = 25\%$) en las simulaciones SST-SAS que para la simulación SST ($D/H = 6,7\%$). Esta relación de bloqueo corresponde a la misma relación de bloqueo explicada en la diferencia de los ensayos experimentales con Akoz y Kirkgoz (2009) (ver Sección 9.2.4).

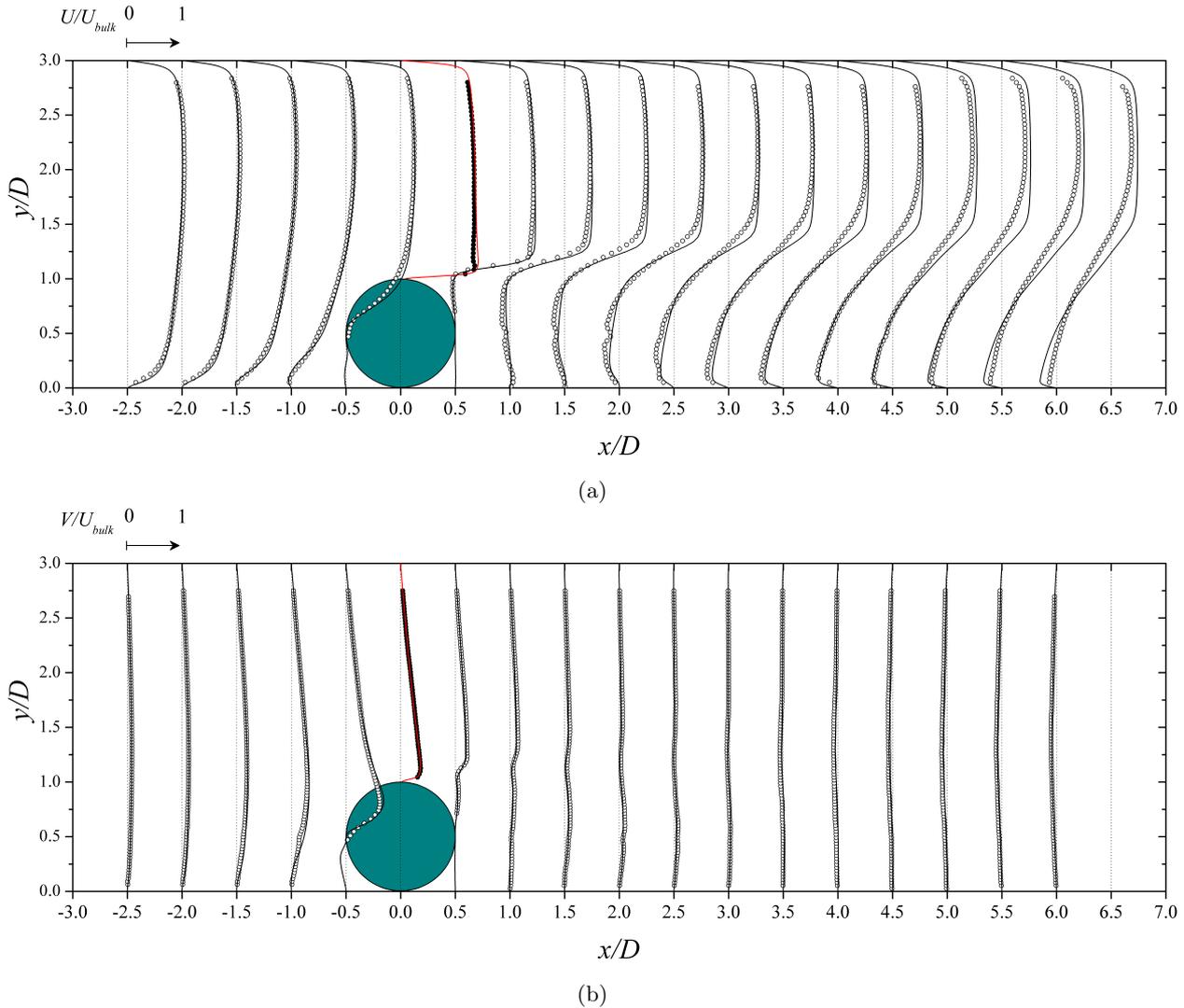
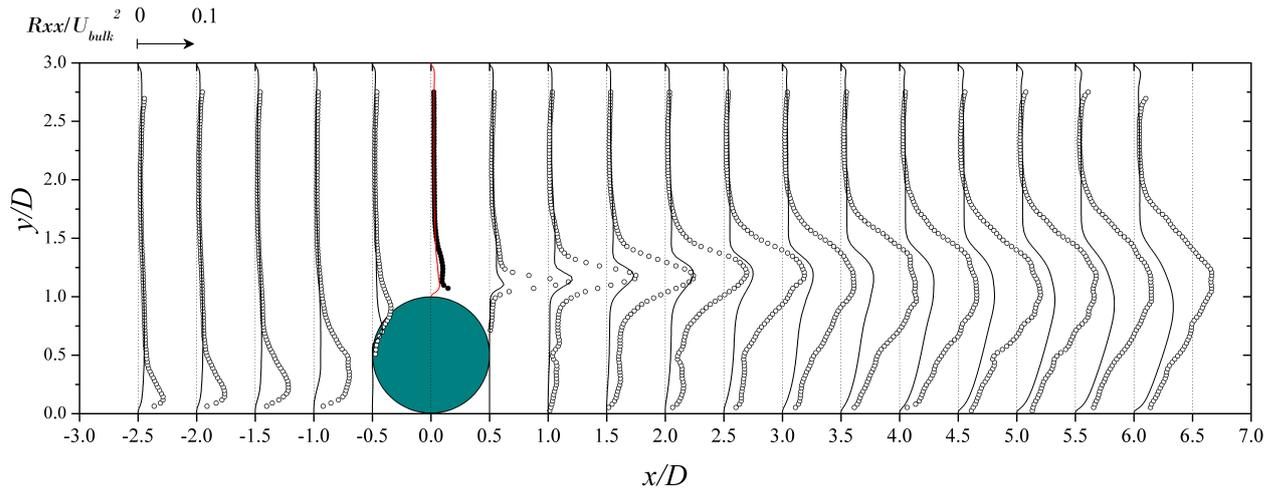


Figura 9.30: Distribuciones verticales de la velocidad en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$; (a) velocidad en la dirección de la corriente; (b) Velocidad en la dirección transversal.

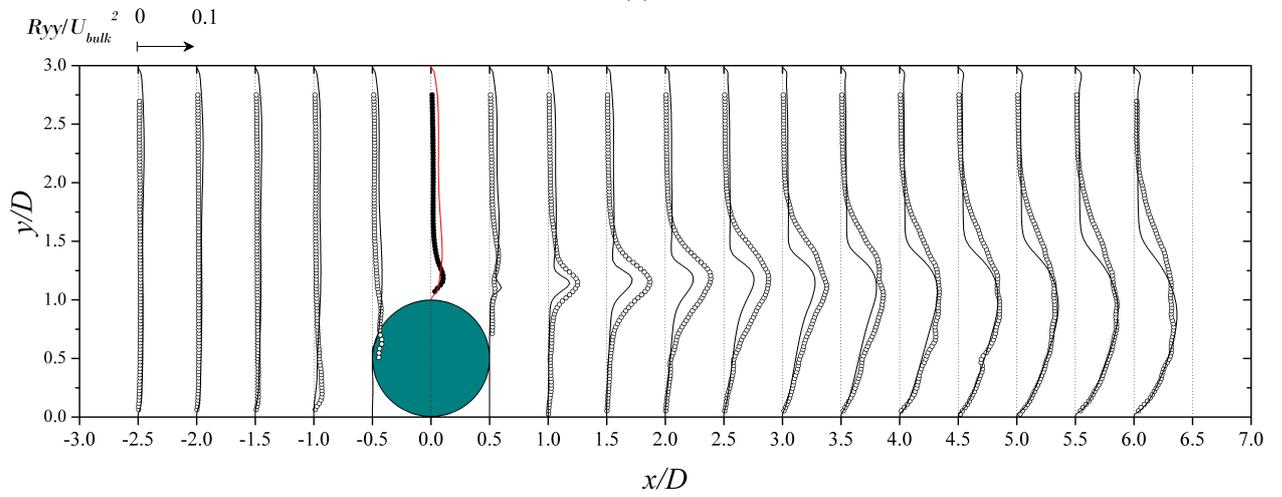
9.3.6. Perfiles promedio de velocidad y tensiones de Reynolds

Ma allá de la comparación visual con los datos experimentales como se realizó en la sección anterior, es posible evidenciar con mayor claridad los resultados numéricos por medio de la comparación de los perfiles de velocidad y del tensor de Reynolds en diferentes ubicaciones x/D con su contraparte experimental. En la Figuras 9.30 se muestra la comparación de los perfiles de velocidad para la componente longitudinal y transversal (U y V) adimensionalizada con la velocidad de flujo libre $U_{bulk} = 0,88 \text{ m/s}$, mientras que en la Figura 9.31 se expone los perfiles para las componentes del tensor de Reynolds adimensionalizadas con U_{bulk}^2 .

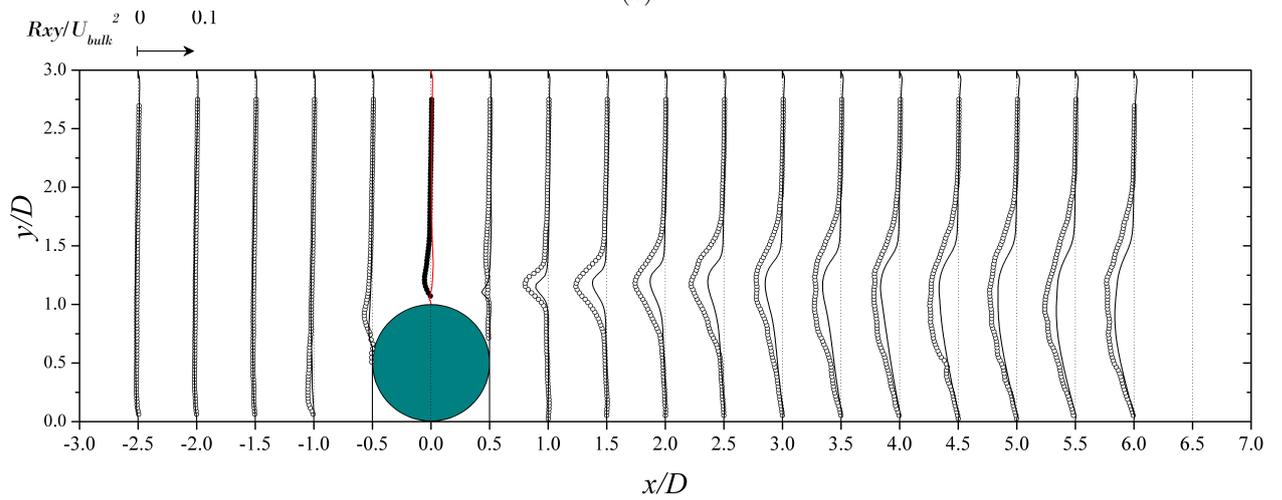
Del análisis de la Figura 9.30 se observa que las componentes de velocidad promedio (U y V) presentan una buena concordancia entre los resultados de las simulaciones SST-SAS y los datos experimentales. Al analizar la Figura 9.31 se interpreta que los resultados numéricos de las compo-



(a)



(b)



(c)

Figura 9.31: Distribuciones verticales de las tensiones de Reynolds normalizada en diferentes ubicaciones x/D alrededor del cilindro a un $Re = 2300$; (a) Tensión normal de Reynolds R_{xx}/U_{bulk}^2 , (b) Tensión normal de Reynolds R_{yy}/U_{bulk}^2 ; (c) Tensión de corte de Reynolds R_{xy}/U_{bulk}^2 .

mentos del tensor de tensiones de Reynolds R_{yy} y R_{xy} son comparables a los datos experimentales. Sin embargo, la componente R_{xx} obtenida por el modelo SST-SAS se aleja bastante de los valores R_{xx} registrados en forma experimental. Estas diferencias se pueden explicar teniendo en cuenta que las tensiones de Reynolds se obtienen a partir de adoptar la triple descomposición del campo de velocidad inestable con lo cual el tensor de tensión total se obtiene como suma de la tensión de Reynolds modelada (contribución de las fluctuaciones de turbulencia) y las tensión de Reynolds resulta asociadas a las contribución de la fluctuaciones coherentes (ver Sección 3.2). De esta manera, al analizar la contribución de la parte modelada (por medio de la hipótesis de Boussinesq) y de la parte resuelta del movimiento se puede ver que la contribución de la parte resulta es inferior al 1%. Por lo tanto, los valores de las tensiones de Reynolds están representadas en casi su totalidad por la parte modelada del campo de movimiento, con lo cual las inestabilidad del flujo es prácticamente despreciable. En cambio, en el capítulo anterior (Capítulo 8) se obtuvo que la contribución del movimiento resuelto a la tensión total pudo representar hasta más del 95%. Debido a que no se manifiestan las inestabilidades en el flujo, el modelo SAS no se activa y por el ende pierde su particularidad y el comportamiento resulta ser el de un URANS clásico (en este caso el SST).

De esta manea, en lo que respecta al estudio de cilindros en contacto con el suelo, se puede resumir que el modelo SST-SAS resuelve correctamente el campo de velocidad promedio del flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo, pero presenta cierta dificultad a la hora de determinar el tensor de tensiones debido a que las inestabilidades en el flujo no están presentes y por ende las capacidades del modelo SAS no se exhiben.

Capítulo 10

Discusión y Conclusiones

“Como humanidad lo que conocemos, lo que logramos no son puntos de llegada, en todo caso son estadios transitorios, nuevos puntos de partida para a partir de allí seguir avanzando”

Carl Sagan (*revista Cosmos*), 1934-1996

En esta tesis se estudia el efecto de la interferencia de estructuras cilíndricas horizontales en diferentes configuraciones para números de Reynolds en los regímenes subcrítico y crítico. Este estudio se desarrolla principalmente basado en simulaciones numéricas de fluidos (CFD) no estacionarias considerando el modelo de turbulencia de escalas adaptativas (SAS) con la doble finalidad de describir adecuadamente el flujo turbulento y adaptar el esquema SAS para las aplicaciones analizadas en la tesis. Por otra parte, una contribución adicional es realizada por medio de ensayos experimentales con la técnica de PIV.

A continuación se presentan las principales conclusiones del estudio realizado en este trabajo de tesis.

10.1. Validación del esquema numérico

En el Capítulo 4 se validó el modelo de turbulencia SST-SAS para predecir correctamente los efectos de la interferencia del flujo a partir de estudiar, por un lado, el flujo alrededor de un cilindro circular aislado utilizando los esquemas SIMPLE, SIMPLEC y PISO para el acoplamiento de velocidad-presión para diferentes factores de relajación para la presión, y por el otro, un caso *benchmark* de dos cilindros en tándem utilizando diferentes modelos de turbulencia URANS y la triple descomposición de la velocidad.

Considerando los resultados para los esquemas de acoplamiento SIMPLE, SIMPLEC Y PISO se obtiene que el tiempo de procesamiento computacional requerido para los esquemas resulta muy sensible al factor de relajación para la presión, obteniéndose aproximadamente una reducción del

50 % del tiempo de cálculo al pasar de $\alpha_p = 0,3$ a $\alpha_p = 0,7$. El esquema SIMPLE requirió un menor tiempo reloj de procesamiento computacional comparado con los otros esquemas. Por otro parte, la precisión de los esquemas respecto a los coeficientes de arrastre y sustentación y el número de Strouhal resultaron muy similares en los tres esquemas. Sin embargo, el esquema SIMPLEC muestra una menor sensibilidad al cambio en el factor de relajación.

En cuanto al análisis del caso *benchmark* de dos cilindros en tándem para distintos modelos de turbulencia URANS se obtuvo que las simulaciones SST estándar y Transition-SST capturan sólo la inestabilidad a gran escala, mientras que el modelo SST-SAS permitió el desarrollo de un espectro turbulento en las regiones desprendidas. Además, el modelo SST-SAS logró en general una mejor concordancia con los datos experimentales en la obtención del coeficiente de arrastre y la distribución del coeficiente de presión sobre los cilindros. Por otro lado, el campo de velocidad y la energía cinética turbulenta obtenido detrás de ambos cilindros con el modelo SST-SAS presenta una mejor concordancia con los experimentos, incluso la concordancia mejora aún más cuando se considera la triple descomposición de la velocidad.

10.2. Cilindro cercano al suelo

El efecto de diferentes separaciones de un cilindro circular con el suelo se estudió a través de las fuerzas aerodinámicas, los desprendimientos de vórtices y las estructuras del flujo en la estela detrás del cilindro en el Capítulo 5. Este análisis se enfoca en considerar tres parámetros que inciden directamente en el flujo como el número de Reynolds, el espesor de la capa límite del suelo y la relación de separación del cilindro con dicho suelo. La importancia de modelar la tridimensionalidad del flujo se examinó al considerar también resultados para un modelo bidimensional (2D).

Las fuerzas aerodinámicas, el coeficiente de arrastre y sustentación obtenido por las simulaciones bidimensionales (2D-SAS) y tridimensionales (3D-SAS) mostraron una adecuada concordancia con los datos experimentales. El coeficiente de arrastre promedio (CD) para 3D-SAS en el régimen subcrítico ($Re = 8,6 \times 10^4$) mostró estar significativamente afectado por la separación con el suelo, mientras que para los Reynolds dentro del régimen crítico ($Re = 1,89 \times 10^5$ y $Re = 2,77 \times 10^5$) esta dependencia del CD con G/D prácticamente desaparece y su valor depende en mayor medida del Re . En cambio, el coeficiente de sustentación mostró estar fuertemente influenciado por el espesor de la capa límite del suelo.

En relación al número de Strouhal, tanto el modelo 2D-SAS como el 3D-SAS predijeron valores mas altos, sin embargo, la tendencia de mantenerse prácticamente sin cambios al modificarse la separación con el suelo, se obtuvo correctamente. Los resultados indicaron que el número de Strouhal prácticamente no se encuentra afectado ni por el Reynolds (considerando los Re en este estudio),

ni por el espesor de la capa límite del suelo, e incluso, ni por la distancia de separación con el suelo. Una conclusión interesante que se desprende en este trabajo es que el número de Strouhal es muy similar entre 2D-SAS y 3D-SAS, lo que sugiere que la frecuencia del desprendimiento de vórtices es insensible a los efectos tridimensionales.

En cuanto a los desprendimientos y supresión de los vórtices el modelo 3D-SAS predice mejor los datos experimentales que el modelo 2D-SAS. En particular, el valor crítico para la supresión del desprendimiento de vórtices obtenido por el modelo tridimensional concuerda con los datos experimentales, mientras que la simulación bidimensional mostró un retraso en el cese del desprendimiento de vórtices (es decir, los vórtices sobrevivieron incorrectamente hasta que el cilindro se acercó mucho más al suelo). Por otro lado, los resultados de la simulación numérica 3D muestran que el $(G/D)_c$ disminuye cuando el Reynolds aumenta. Resulta muy probable que la dependencia del $(G/D)_c$ con el Reynolds este relacionado con el cambio en la característica de los regímenes de flujo (de subcrítico a crítico) y no con un cambio en el número de Reynolds en si mismo. Por otra parte, los desprendimientos de vórtices evidenciados en las variaciones de C_{L_RMS} muestran una buena concordancia entre el modelo 3D-SAS y los datos experimentales, mientras que los resultados 2D-SAS sobrestiman considerablemente los mismos.

10.3. Cilindros en tándem aislados

En el Capítulo 6 se presentó un análisis exhaustivo del flujo alrededor de dos cilindros circulares del mismo diámetro dispuestos en tándem para un número de Reynolds subcrítico alto, $Re = 1,2 \times 10^5$. El objetivo de la investigación consistía en estudiar los efectos de interferencia para distintas distancias de separación entre los cilindros en las cargas y campo de flujo sobre dichos cilindros.

Considerando los resultados de los valores promediados en el tiempo del CD se obtiene que para $L/D \geq 3$ el cilindro de adelante se comporta como una entidad individual, es decir el cilindro de adelante no se encuentra afectado por la presencia del cilindro de atrás. Para $L/D < 3$ el CD del cilindro de adelante depende de la relación L/D . En cambio, el cilindro de atrás tiene un comportamiento diferente. Por un lado, $L/D \geq 3$ la fuerza de arrastre del cilindro de atrás es considerablemente menor que la de un solo cilindro, incluso para una separación de 7 veces el diámetro del cilindro. Por otro lado, para $L/D < 3$ el CD en el cilindro de atrás toma valores negativos, con lo cual sufre una fuerza de empuje hacia el cilindro de adelante.

Al considerar el RMS aplicado sobre los coeficientes de fuerzas C_D y C_L se deduce que para $L/D > 3$ el valor del C_{D_RMS} y C_{L_RMS} del cilindro de adelante no es afectado por la presencia del cilindro de atrás y resulta prácticamente igual al valor de un cilindro solo. Mientras que los valores del C_{D_RMS} y C_{L_RMS} para el cilindro de atrás son mayores a los valores del cilindro de adelante

debido a la perturbación del flujo producto de los desprendimientos del cilindro de adelante. Por otro lado, en $L/D = 3$ se obtiene el espaciado crítico en donde se encuentra un pico en los valores de C_{D_RMS} y C_{L_RMS} y además, donde la evolución temporal de los coeficientes de fuerza presentan dos patrones de flujo diferentes (flujo biestable), un patrón momentáneamente similar al régimen *reattachment* y otro patrón similar al régimen *co-shedding*. Para $L/D < 3$, el C_{D_RMS} y C_{L_RMS} caen de forma abrupta a valores muy bajos.

En cuanto a la frecuencia de desprendimientos de vórtices, el número de Strouhal para $L/D \geq 3$ es igual en ambos cilindros y se aproxima bastante al St de un cilindro solo. Esta característica se asocia a que el desprendimiento de vórtices ocurre desde ambos cilindros con la misma frecuencia y coincide con el régimen *co-shedding* definido por Zdravkovich (1987). Para $L/D = 2,5$ el valor del St en el cilindro de adelante es al del cilindro de atrás pero al analizar las fluctuaciones del C_L por medio del C_{L_RMS} su valor es prácticamente cero lo que implica que la formación de vórtices detrás del cilindro de adelante resulta muy débil debido a que los vórtices no logran desarrollarse en el pequeño espacio $L/D = 2,5$. Mientras que para $L/D < 2,5$, los valores del St entre el cilindro de adelante y el de atrás son muy diferentes, ya que el desprendimiento de vórtices para estas relaciones de separación se evidencia sólo en el cilindro de atrás. De hecho, el valor del St para el cilindro de adelante es cercano a cero mientras que el St para el cilindro de atrás resulta ser aproximadamente la mitad del St para un cilindro solo. Sin embargo, en ambos cilindros el valor del C_{L_RMS} es muy chico (cercano a cero) lo que supone que la formación de vórtices detrás de ambos cilindros resulta muy débil.

Los resultados obtenidos para la distribución del coeficiente de presión promedio del cilindro de adelante muestra una curva con una tendencia similar a la de un solo cilindro, en donde el punto de estancamiento ocurre en la parte frontal del cilindro. En cambio, el cilindro de atrás presenta una distribución de presión diferente dependiendo de la relación L/D . Para $L/D > 3$ la distribución de presión posee una forma similar a la de un solo cilindro con el punto de adherencia en la parte frontal del cilindro de atrás. Sin embargo, para $L/D \leq 3$ el punto de adherencia (punto de estancamiento) del flujo se desplaza hacia atrás del cilindro a una posición que depende de la relación L/D .

10.4. Cilindros en tándem cercanos al suelo

Una configuración de cilindros muy utilizada pero no muy estudiada es el caso de cilindros en tándem cercanos al suelo. Este estudio se presenta en el Capítulo 7 donde los resultados brindan suficiente información para comprender los efectos de la interferencia que se produce sobre dos cilindros en tándem cuando se encuentran próximos al suelo. Las conclusiones más relevantes se describen a continuación.

Los resultados obtenidos para el coeficiente de arrastre mostraron que a medida que los cilindros se alejan entre sí desde $L/D = 2$ a $L/D = 5$ el CD del cilindro de adelante tiende a comportarse de forma similar al CD de un solo cilindro cuando se considera la proximidad al suelo. Por otro parte, el CD del cilindro de atrás presenta una fuerte dependencia sobre los valores combinados de G/D y L/D . Esta dependencia consiste en que para $L/D = 2$ el CD en el cilindro de atrás está muy poco afectado por la proximidad con el suelo pero cuando los cilindros se alejan entre sí ($L/D = 5$) los valores del CD resultan muy influenciados por la proximidad al suelo. En cambio, respecto al coeficiente de sustentación los resultados evidencian un comportamiento opuesto al del CD donde la fuerte dependencia sobre los valores combinados de G/D y L/D ocurren en el cilindro de adelante, mientras que el cilindro de atrás no sufre cambios importantes en el CL al distanciar los cilindros ni al variar la proximidad de los mismos con el suelo.

Respecto a las fluctuaciones de los coeficientes de fuerza ($C_{D,RMS}$ y el $C_{L,RMS}$) para ambos cilindros presentan un comportamiento similar pero las magnitudes de las fluctuaciones del cilindro de atrás resultan ser mayores que las del cilindro de adelante (incluso mayores que para un cilindro solo cercano al suelo) debido a la turbulencia de estela del cilindro de adelante. En ambos cilindros se refleja que la separación con el suelo donde se inicia la supresión de vórtices depende de la separación entre los cilindros, resultando que para $L/D = 2$ la supresión ocurre para $G/D < 0,6$ mientras que para $L/D = 5$ la supresión ocurre para $G/D < 0,3$. Así como el inicio de la supresión ocurre para un mismo valor de relación G/D y L/D para ambos cilindros la frecuencia de desprendimiento de vórtices también resulta igual en ambos cilindros.

Cuando se considera la distribución de presión, el cilindro de adelante presenta un comportamiento similar al de un cilindro solo en lo que respecta a punto de estancamiento, valores máximos y mínimos de C_P y en cuanto a la forma de la distribución de C_P . En cambio, el cilindro de atrás experimenta diferencias significativas para las distintas proximidades con el suelo G/D y separaciones entre cilindros L/D . Salvo para cuando los cilindros se encuentran alejados entre sí ($L/D = 5$) y alejados del suelo ($G/D = 0,6$) el C_p del cilindro de atrás resulta similar en cuanto a la forma de la distribución de C_P y punto de estancamiento de un cilindro solo.

10.5. Arreglo de tubos

Este trabajo ha explorado la capacidad del modelo SST-SAS para predecir el flujo en un arreglo de tubos escalonados presentados en el Capítulo 8. Se adoptó la triple descomposición del campo de velocidad inestable para obtener el tensor de tensiones de Reynolds total.

Un análisis preliminar de la duración mínima adecuada durante la cual debe realizarse el promedio de tiempo se determinó considerando el número de ciclos de desprendimiento de vórtices

contenidos en el intervalo de tiempo de integración. Se obtuvo que al menos unos 48 ciclos de desprendimiento de vórtices es suficiente para asegurar una convergencia justa de los estimadores promedio. De esta manera, los resultados de la simulación obtenidos con el modelo SST-SAS demostraron ser muy satisfactorios en comparación con los datos experimentales en términos de velocidad media y cantidades de turbulencia.

Teniendo en cuenta la dificultad de clasificar los resultados presentados por medio de la inspección visual al compararlos con diferentes enfoques de simulación, y a fin de evitar cualquier sesgo que pueda provocar la simple inspección visual es que se define un criterio “objetivo” para clasificar los resultados de una manera cuantitativa. Según esta evaluación cuantitativa con resultados de simulaciones representativos de diferentes alternativas de modelado disponibles en la literatura, el modelo SST-SAS presentó una notable homogeneidad de la capacidad predictiva de sus resultados y finalmente concluyó en el primer lugar del ranking establecido con los otros modelos de turbulencia.

Por otra parte, el concepto SAS pudo confirmar que las fluctuaciones resueltas son mayores con el modelo SST-SAS que con el modelo RSM, ya que el enfoque SAS puede resolver una parte sustancial de las fluctuaciones turbulentas, pero ahorrando costos computacionales en comparación con LES o DNS.

Por lo tanto, el presente estudio confirma que el modelo SST-SAS debería ser considerado como una muy buena alternativa al LES y no solo por sus reducidos requisitos computacionales sino también por la intrínsecamente buena calidad predictiva de las simulaciones resultantes.

10.6. Cilindros en tándem en contacto con el suelo

En el Capítulo 9 se presentó una investigación de un caso de interferencia muy poco estudiado que resulta en el análisis del flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo y dos cilindros en tándem en contacto con el suelo. Un estudio experimental del flujo alrededor de un cilindro solo y cilindros en tándem separados a diferentes distancias en contacto con el suelo se llevaron a cabo con el objetivo de contribuir en el entendimiento de la interferencia de flujo en este tipo de configuración. Se discutió solo el flujo para dos separaciones distintas entre cilindros debido al volumen de información que implica considerar todos los experimentos. Además, un estudio numérico del flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo se llevó a cabo por medio del modelo de turbulencia SST-SAS.

Los ensayos experimentales del campo de flujo para un cilindro solo en contacto con el suelo resultan comparables a otros estudios experimentales respecto a las zonas de recirculación que se generan delante y detrás del cilindro. Sin embargo, la relación de bloqueo es más grande en los ensayos de este trabajo porque se produce una mayor aceleración del flujo que pasa por encima del

cilindro.

Al considerar los resultados de los ensayos de cilindros en tándem en contacto con el suelo se establecen conclusiones teniendo en cuenta las distintas separaciones entre cilindros L/D y los distintos números de Reynolds. Según se observó en los resultados experimentales cuando los cilindros se encuentran en contacto entre sí ($L/D = 1$) se forma una región de recirculación en la parte superior entre los cilindros que pareciera evitar que el flujo que se desprende del cilindro de adelante se adhiera en el cilindro de atrás y continuara para formar una gran burbuja de recirculación detrás del segundo cilindro. En cambio para $L/D = 3$ se forma una zona de recirculación en la región entre los cilindros que genera que el flujo se adhiera en el cilindro de atrás en un punto cercano a la parte superior de dicho cilindro. Al considerar el número de Reynolds, la formación de la zona de recirculación delante del primer cilindro se reduce cuando aumenta el número de Reynolds. Además, la formación de la burbuja de recirculación detrás del cilindro de atrás se extiende un poco más lejos para el $Re = 4600$ en relación al $Re = 2300$.

Considerando las soluciones numéricas, se puede concluir que el modelo SST-SAS resuelve correctamente el campo de velocidad promedio del flujo alrededor de un cilindro en contacto con el suelo, pero presenta cierta dificultad a la hora de determinar el tensor de tensiones debido a que las inestabilidades en el flujo no están presentes. En este caso la contribución de la parte resuelta del tensor de tensiones prácticamente no contribuye en el valor del tensor de tensiones total.

10.7. Aportes originales de esta investigación

En esta sección se hace un resumen de los aportes originales que fueron realizados durante esta investigación para cada capítulo.

Validación del esquema numérico

- Implementación, calibración y validación del modelo SST-SAS considerando la triple descomposición de la velocidad para estudiar la interferencia de cilindros.

Cilindro cercano al suelo

- La importancia de considerar flujos tridimensionales para modelar la tridimensionalidad del fenómeno cuando se implementa el modelo SST-SAS. Además, los estudios 3D realizados aportan información debido a que la mayoría de los trabajos para cilindros cercanos al suelo se han llevado a cabo para modelos 2D.
- La dependencia del $(G/D)_c$ con el número de Reynolds se encuentra relacionado con el cambio

en la característica de los regímenes de flujo (de subcrítico a crítico) y no con un cambio en el número de Reynolds en sí mismo.

Cilindros en tándem aislados

- Un análisis riguroso que permite extender algunas de las conclusiones que se conocían para cilindros en tándem aislados al comparar el efecto de la interferencia con un cilindro solo.
- Demostración de las capacidades del modelo SST-SAS para determinar ciertos patrones característicos para esta configuración como el espaciado crítico y los diferentes regímenes de flujo.

Cilindros en tándem cercanos al suelo

- El estudio de una configuración muy poco estudiada que sirve como un paso adelante para comprender la física del flujo y las cargas involucradas sobre dos cilindros en tándem colocados muy cerca de una pared.

Arreglo de tubos

- La exploración de la capacidad del modelo SST-SAS para predecir el flujo en un arreglo de tubos escalonados adoptando la triple descomposición del campo de velocidad inestable para obtener el tensor de tensiones de Reynolds total.
- La necesidad de considerar al menos unos 48 ciclos de desprendimiento de vórtices para asegurar una convergencia adecuada de los estimadores promedio.
- La definición de un criterio objetivo para clasificar los resultados de una manera cuantitativa.

Cilindros en tándem en contacto con el suelo

- Contribución significativa en la interferencia de cilindros cuando se encuentran apoyados sobre una superficie plana debido a la escasa información disponible para esta configuración.
- Generación de datos experimentales del campo de flujo para un cilindro solo en contacto con el suelo y cilindros en tándem a diferentes separaciones entre sí en contacto con el suelo.
- Mostrar las limitaciones del modelo SST-SAS cuando las inestabilidades en el flujo no están presentes.

10.8. Trabajos futuros

Teniendo en cuenta el desempeño que mostró el modelo de turbulencia SST-SAS para estudiar las diferentes configuraciones de cilindros y además, considerando la amplia investigación llevada a cabo sobre la interferencia de flujo entre cilindros de igual diámetro, se plantean como desarrollos futuros el estudio de la interferencia en el flujo para cilindros con diferentes diámetros o cuando un cilindro se encuentra desalineado con otro con respecto a la dirección del flujo. Incluso resulta de interés estudiar cilindros de igual diámetro pero un cilindro en contacto con el suelo y el otro separado a una cierta distancia del suelo.

Por otro lado, un aspecto a desarrollar está relacionado a los resultados del modelo SST-SAS cuando las inestabilidades en el flujo no están presentes. Una alternativa en estos casos sería considerar fluctuaciones isotrópicas sintéticas (*synthetic isotropic fluctuations*) (Davidson y Billson (2006)) o algún otro algoritmo de velocidad fluctuante en la condición de entrada que pudiese generar ciertas inestabilidades en el flujo que promuevan que el esquema SAS se active. Incluso, resultaría interesante aplicar a estos problema en particular alguna metodología como LES o híbrido RANS/LES a pesar de su costo computacional mayor.

Apéndice A

Cilindro solo para un $Re=120000$

Con el objetivo de comparar el comportamiento de los cilindros en tándem, se realizaron simulaciones numéricas para un solo cilindro a un $Re = 1,2 \times 10^5$. El dominio computacional es similar a las simulaciones de cilindros en tándem sin el dominio definido como la separación entre centros “ L ” en la Figura 6.1. Además, las condiciones de contorno empleadas en este estudio son las mismas utilizadas por las simulaciones de cilindros en tándem (ver Figura 6.1). La resolución de malla y el método de múltiples bloques estructurados son consistentes con las mallas de cilindros en tándem con un número total de elementos de 0,64 millones. Esta malla se puede observar en la Figura A.1 (a) y los detalles cerca de la superficie del cilindro se muestran en la Figura A.1 (b).

Los resultados obtenidos en el presente estudio se resumen en la Tabla A.1. Además, la distribución de presión promedio en el tiempo y la visualización de las estructuras de estela representada por medio de la vorticidad en z , ω_z , en las secciones del tramo medio se dan en las Figuras A.2 y A.3, respectivamente. Estos resultados se han utilizado para evaluar el comportamiento de una disposición de cilindros en tándem en el Capítulo 6.

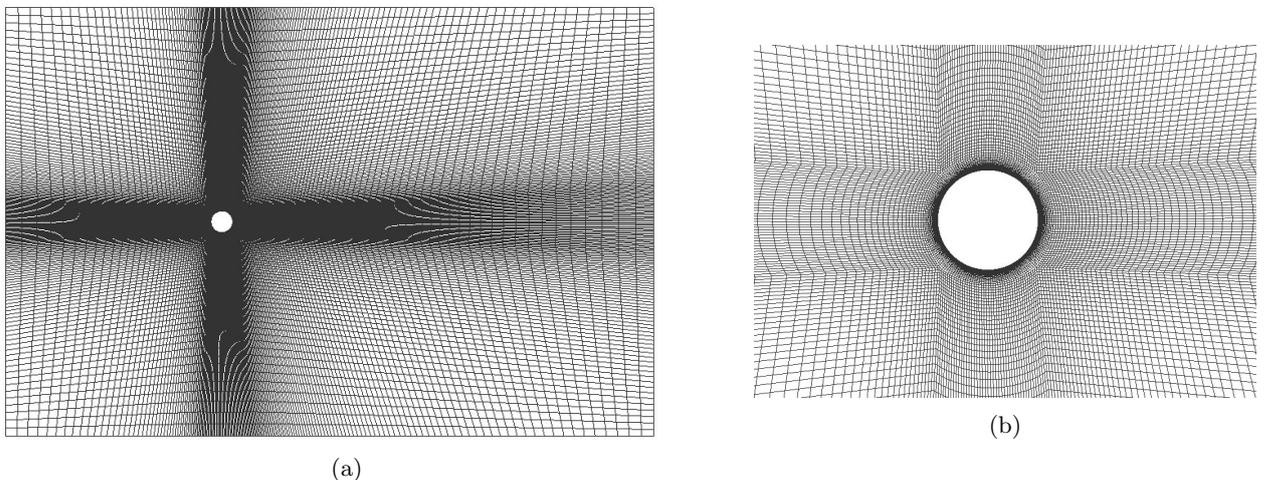


Figura A.1: Malla utilizada para la simulación de un solo cilindro.

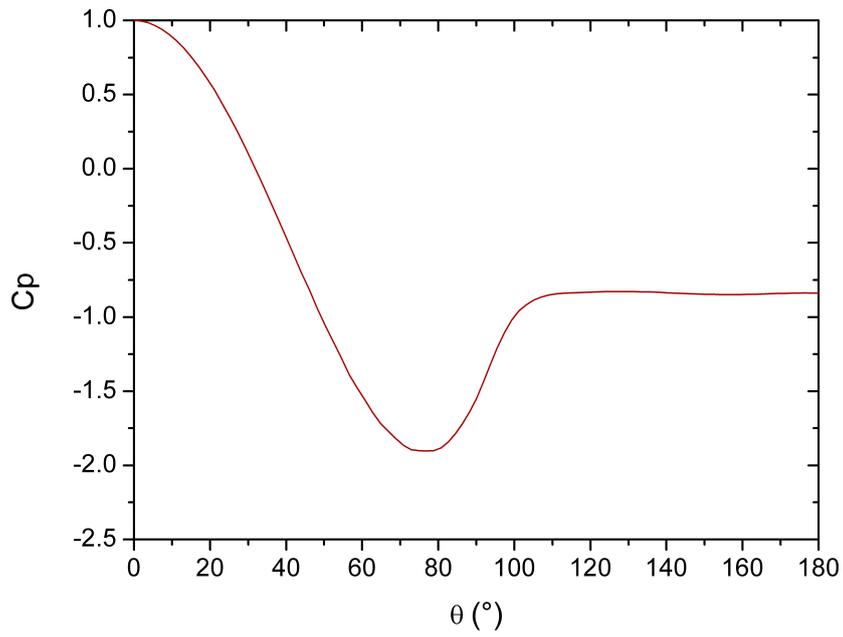


Figura A.2: Distribución de presión para un solo cilindro.

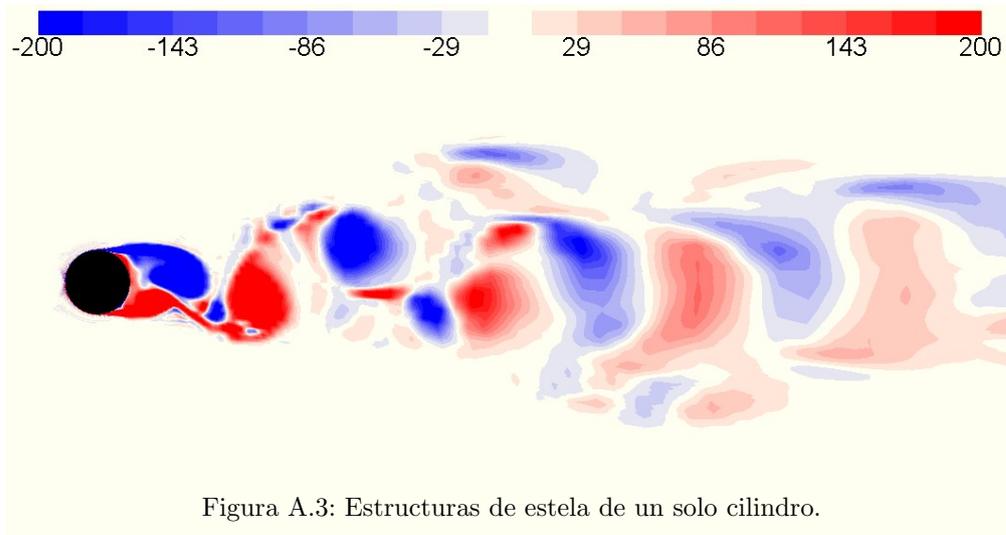


Figura A.3: Estructuras de estela de un solo cilindro.

Parámetros calculados	Valores
C_D	0,730
C_{L_RMS}	0,195
C_{D_RMS}	0,029
St	0,265

Tabla A.1: Parámetros numéricos obtenidos para un solo cilindro.

Apéndice B

Publicaciones y Presentaciones

En el marco de la presente investigación, se llevaron a cabo publicaciones y presentaciones en congresos de algunos de los contenidos de esta tesis. A continuación se detallan los trabajos más relevantes.

- Como parte de los resultados obtenidos en los Capítulos 5 y 6 se realizaron los siguientes trabajos:

Grióni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. E. (2018). Scale-adaptive simulation of flow around a circular cylinder near a plane boundary. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 11(6), 1477-1488.

Grióni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. E. (2020). A numerical study of the flow interference between two circular cylinders in tandem by scale-adaptive simulation model. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 13(1), 169-183.

- Los desarrollos de Capítulo 8 y algunos resultados del Capítulo 9 fueron enviados para su publicación en los siguientes trabajos:

Grióni, M., Bruel, P., Elaskar, S., y Mirasso, A. E. (2021). An application of the scale-adapted simulation to the unsteady flow across a tube bundle. *International Journal of Heat and Fluid Flow* (aceptado para publicación).

Bruel, P., Grióni, M. y Elaskar, S (2021). A velocity database for benchmarking simulations of flows at moderate Reynolds past wall mounted cylinders. (en preparación).

- Además de las publicaciones detalladas anteriormente, con los resultados obtenidos a lo largo de esta tesis se realizaron las siguientes presentaciones en congresos nacionales:

Grioni, M., Elaskar, S., Mirasso, A. E., Bruel, P. (2019). Interferencia de flujo entre cilindros circulares en disposición tándem cercanos al suelo. XXIV Congreso de Métodos Numéricos y sus aplicaciones (*ENIEF 2019*), 5 al 7 Noviembre 2019, Santa Fe, Argentina. Publicado en *Mecánica Computacional* vol. XXXVII, A. Cardona, L. Garelli, J.M. Gimenez, P.A. Kler, S. Márquez Damián, M.A. Storti editores, págs. 1065-1074.

Grioni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. E. (2018). Análisis transitorio de la interferencia de flujo entre dos cilindros circulares en disposición tándem. XII Congreso Argentino de Mecánica Computacional (*MECOM 2018*), 6 al 9 Noviembre 2018, San Miguel de Tucumán, Argentina. Publicado en *Mecánica Computacional* vol. XXXVI, José G. Etse, Bibiana M. Luccioni, Martín A. Pucheta, Mario A. Storti editores, págs. 1195-1204.

Grioni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. E. (2017). Simulación de Flujo Transitorio 2D alrededor de un Cilindro Circular Horizontal considerando el Efecto Suelo. XXIII Congreso de Métodos Numéricos y sus aplicaciones (*ENIEF 2019*), 7 al 10 Noviembre 2017, La Plata, Argentina. Publicado en *Mecánica Computacional* vol. XXXV, Martín I. Idiart, Ana E. Scarabino y Mario A. Storti editores, págs. 873-885.

Referencias

- Achenbach, E. (1971). Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder. *Journal of fluid mechanics*, 46(2):321–335.
- Achenbach, E. y Heinecke, E. (1981). On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 . *Journal of fluid mechanics*, 109:239–251.
- Akoz, M. S. (2012). Investigation of vortical flow characteristics around a partially buried circular cylinder. *Ocean engineering*, 52:35–51.
- Akoz, M. S. y Kirkgoz, M. S. (2009). Numerical and experimental analyses of the flow around a horizontal wall-mounted circular cylinder. *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, 33(2):189–215.
- Akoz, M. S., Sahin, B., y Akilli, H. (2010). Flow characteristic of the horizontal cylinder placed on the plane boundary. *Flow Measurement and Instrumentation*, 21(4):476–487.
- Alam, M. M. (2014). The aerodynamics of a cylinder submerged in the wake of another. *Journal of Fluids and Structures*, 51:393–400.
- Alam, M. M., Moriya, M., Takai, K., y Sakamoto, H. (2003). Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91(1-2):139–154.
- Arie, M., Kiya, M., Moriya, M., y Mori, H. (1983). Pressure fluctuations on the surface of two circular cylinders in tandem arrangement. *Journal of fluids engineering*, 105(2):161–166.
- Bearman, P. y Morel, T. (1983). Effect of free stream turbulence on the flow around bluff bodies. *Progress in aerospace sciences*, 20(2-3):97–123.
- Bearman, P. y Zdravkovich, M. (1978). Flow around a circular cylinder near a plane boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 89(1):33–47.
- Benhamadouche, S. y Laurence, D. (2003). LES, coarse LES, and transient RANS comparisons on the flow across a tube bundle. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24:470–479.

- Biermann, D. y Herrnstein Jr, W. H. (1934). The interference between struts in various combinations.
- Bruel, P., Gioni, M., y Elaskar, S. (2021). A velocity database for benchmarking simulations of flows at moderate reynolds past wall mounted cylinders. *en preparación*.
- Buresti, G. y Lanciotti, A. (1992). Mean and fluctuating forces on a circular cylinder in cross-flow near a plane surface. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41(1-3):639–650.
- Carmo, B. y Meneghini, J. (2006). Numerical investigation of the flow around two circular cylinders in tandem. *Journal of Fluids and Structures*, 22(6-7):979–988.
- Chang, J. I. y Lin, C.-C. (2006). A study of storage tank accidents. *Journal of loss prevention in the process industries*, 19(1):51–59.
- Chaouat, B. (2017). The state of the art of hybrid rans/les modeling for the simulation of turbulent flows. *Flow Turbulence and Combustion*, 99:279–327.
- Cokgor, S. (2002). Hydrodynamic forces on a partly buried cylinder exposed to combined waves and current. *Ocean engineering*, 29(7):753–768.
- Cokgor, S. y Avci, I. (2001). Hydrodynamic forces on partly buried tandem, twin pipelines in current. *Ocean Engineering*, 28(10):1349–1360.
- Davidson, L. y Billson, M. (2006). Hybrid les-rans using synthesized turbulent fluctuations for forcing in the interface region. *International journal of heat and fluid flow*, 27(6):1028–1042.
- Deepakkumar, R., Jayavel, S., y Tiwari, S. (2017). Cross flow past circular cylinder with waviness in confining walls near the cylinder. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 10(1):183–197.
- Dipankar, A. y Sengupta, T. (2005). Flow past a circular cylinder in the vicinity of a plane wall. *Journal of Fluids and Structures*, 20(3):403–423.
- Dobrucali, E. y Kinaci, O. (2017). Urans-based prediction of vortex induced vibrations of circular cylinders. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 10(3).
- D’Souza, J. E., Jaiman, R. K., y Mak, C. K. (2016). Dynamics of tandem cylinders in the vicinity of a plane moving wall. *Computers & Fluids*, 124:117–135.
- Egorov, Y. y Menter, F. (2008). Development and application of sst-sas turbulence model in the desider project. En *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, pp. 261–270. Springer.

- ERCOFTAC-IAHR-Workshop (1993). 2nd ERCOFTAC-IAHR workshop on refined flow modelling. En *ERCOFTAC-IAHR*, Lisbon, Portugal.
- ERCOFTAC-IAHR-Workshop (1994). 3rd ERCOFTAC-IAHR workshop on refined flow modelling. En *ERCOFTAC-IAHR*, UMIST (The University of Science and Technology in Manchester), Manchester, United Kingdom.
- Florenciano, J. (2013). *Etude de la répose d'un écoulement avec transfert pariétal de masse à un forçage acoustique*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- Fröhlich, J. y Von Terzi, D. (2008). Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(5):349–377.
- Garbaruk, A., Shur, M., Strelets, M., Spalart, P., y Balakrishnan, R. (2010). Ddes and iddes of tandem cylinders. *Proceedings of the Benchmark Problems for Airframe Noise Computations BANC*.
- Gerrard, J. (1966). The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of fluid mechanics*, 25(2):401–413.
- Girimaji, S. (2006). Partially-averaged navier-stokes model for turbulence: a reynolds-averaged navier-stokes to direct numerical simulation bridging method. *Journal of Applied Mechanics*, 73:413–421.
- Godoy, L. A., Elaskar, S. A., Francisca, F. M., Montoro, M. A., Jacca, R. C., Espinosa, S. N., y Ameijeiras, M. P. (2019). Efectos de desastres naturales y accidentes sobre infraestructura y medio físico en sistemas de almacenamiento y transporte de petróleo.
- Goktun, S. (1975). The drag and lift characteristics of a cylinder placed near a plane surface. Technical report, NAVAL POSTGRADUATE SCHOOL MONTEREY CALIF.
- Gopalan, H. y Jaiman, R. (2015). Numerical study of the flow interference between tandem cylinders employing non-linear hybrid urans–les methods. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 142:111–129.
- Grass, A. J., Raven, P. W. J., Stuart, R. J., y Bray, J. A. (1984). The influence of boundary layer velocity gradients and bed proximity on vortex shedding from free spanning pipelines. *Journal of Energy Resources Technology*, 106(1):70–78.
- Grioni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. (2018). Scale-adaptive simulation of flow around a circular cylinder near a plane boundary. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 11(6):1477–1488.

- Grioni, M., Elaskar, S., y Mirasso, A. (2020). A numerical study of the flow interference between two circular cylinders in tandem by scale-adaptive simulation model. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 13(1):169–183.
- Grioni, M., Elaskar, S., Mirasso, A., y Bruel, P. (2019). Interferencia de flujo entre cilindros circulares en disposición tándem cercanos al suelo. *Mecánica Computacional*, 37(26):1065–1074.
- Hanjalić, K. y Launder, B. (2020). Eddy-viscosity transport modelling: A historical review. En *50 Years of CFD in Engineering Sciences*, pp. 295–316. Springer.
- Hassan, Y. y Barsamian, H. (2004). Tube bundle flows with the large eddy simulation technique in curvilinear coordinates. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(14-16):3057–3071.
- Hatipoglu, F. y Avcı, I. (2003). Flow around a partly buried cylinder in a steady current. *Ocean Engineering*, 30(2):239–249.
- Hussain, A. F. (1986). Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:303–356.
- Igarashi, T. (1981). Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem: 1st report. *Bulletin of JSME*, 24(188):323–331.
- Igarashi, T. (1984). Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem: 2nd report, unique phenomenon at small spacing. *Bulletin of JSME*, 27(233):2380–2387.
- Ishigai, S., NISHIKAWA, E., NISHIMURA, K., y CHO, K. (1972). Experimental study on structure of gas flow in tube banks with tube axes normal to flow: Part 1, karman vortex flow from two tubes at various spacings. *Bulletin of JSME*, 15(86):949–956.
- Issa, R. I. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of computational physics*, 62(1):40–65.
- Jendrzejczyk, J. y Chen, S. (1985). Fluid forces on two circular cylinders in crossflow. Technical report, Argonne National Lab., IL (USA).
- Jenkins, L., Khorrami, M., Choudhari, M., y McGinley, C. (2005). Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise. En *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, p. 2812.
- Jenkins, L., Neuhart, D., McGinley, C., Khorrami, M., y Choudhari, M. (2006). Measurements of unsteady wake interference between tandem cylinders. En *36th AIAA fluid dynamics conference and exhibit*, p. 3202.

- Johnson, R. W. (2008). Modeling strategies for unsteady turbulent flows in the lower plenum of the vhr. *Nuclear Engineering and Design*, 238(3):482–491.
- Kitagawa, T. y Ohta, H. (2008). Numerical investigation on flow around circular cylinders in tandem arrangement at a subcritical reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, 24(5):680–699.
- Lei, C., Cheng, L., Armfield, S., y Kavanagh, K. (2000). Vortex shedding suppression for flow over a circular cylinder near a plane boundary. *Ocean Engineering*, 27(10):1109–1127.
- Lei, C., Cheng, L., y Kavanagh, K. (1999). Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 80(3):263–286.
- Leonard, A. (1975). Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. En *Advances in geophysics*, volumen 18, pp. 237–248. Elsevier.
- Li, Z., Prsic, M. A., Ong, M. C., y Khoo, B. C. (2018). Large eddy simulations of flow around two circular cylinders in tandem in the vicinity of a plane wall at small gap ratios. *Journal of Fluids and Structures*, 76:251–271.
- Liang, C., Papadakis, G., y Luo, X. (2009). Effect of tube spacing on the vortex shedding characteristics of laminar flow past an inline tube array: a numerical study. *Computers & Fluids*, 38(4):950–964.
- Ljungkrona, L., Norberg, C., y Sunden, B. (1991). Free-stream turbulence and tube spacing effects on surface pressure fluctuations for two tubes in an in-line arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 5(6):701–727.
- Lockard, D. (2011). Summary of the tandem cylinder solutions from the benchmark problems for airframe noise computations-i workshop. En *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, p. 353.
- Manceau, R. y Bonnet, J. (2003). Proceedings of the 10th ERCOFTAC/IAHR/QNET-CFD workshop on refined turbulence modelling. *Laboratoire d'études Aérodynamiques, UMR CNRS 6609, Université de Poitiers, France*.
- McGuirk, J. y Palma, J. (1993). The efficiency of alternative pressure-correction formulations for incompressible turbulent flow problems. *Computers & fluids*, 22(1):77–87.
- Meneghini, J. R., Saltara, F., Siqueira, C., y Ferrari Jr, J. (2001). Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements. *Journal of fluids and structures*, 15(2):327–350.

- Menter, F. (2015). Elements and applications of scale-resolving simulation methods in industrial cfd. En Fröhlich, J., Kuerten, H., Geurts, B., y Armenio, V., editores, *Direct and Large-Eddy Simulation IX*, volumen 20 de *ERCRAFTAC Series*, pp. 179–195. Springer, Cham.
- Menter, F. y Egorov, Y. (2005). A scale adaptive simulation model using two-equation models. Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2005-1905, Reno, USA.
- Menter, F. y Egorov, Y. (2006). Revisiting the turbulent scale equation. En *IUTAM Symposium on One Hundred Years of Boundary Layer Research*, pp. 279–290. Springer.
- Menter, F. y Egorov, Y. (2010). The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. part 1: theory and model description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1):113–138.
- Menter, F., Kuntz, M., y Bender, R. (2003). A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. En *41st aerospace sciences meeting and exhibit*, p. 767.
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, 32(8):1598–1605.
- Menter, F. R. (2012). Best practice: scale-resolving simulations in ansys cfd. *ANSYS Germany GmbH*, 1.
- Menter, F. R., Egorov, Y., y Rusch, D. (2006a). Steady and unsteady flow modelling using the k-kl model. En *Ichmt Digital Library Online*. Begel House Inc.
- Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S., Suzen, Y., Huang, P., y Völker, S. (2006b). A correlation-based transition model using local variables—part i: model formulation. *Journal of Turbomachinery*, 128(3):413–422.
- Minelli, G., Krajnović, S., y Basara, B. (2017). LES and PANS of turbulent flow through a staggered tube bundle. En *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, volumen 58059, p. V01BT12A009. American Society of Mechanical Engineers.
- Mittal, S., Kumar, V., y Raghuvanshi, A. (1997). Unsteady incompressible flows past two cylinders in tandem and staggered arrangements. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 25(11):1315–1344.
- Most, A. (2007). *Étude numérique et expérimentale des écoulements pariétaux avec transfert de masse a travers une paroi multi-perforée*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour.

- Moulinec, C., Pourquie, M., Boersma, B., Buchal, T., y Nieuwstadt, F. (2004). Direct numerical simulation on a cartesian mesh of the flow through a tube bundle. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 18(1):1–14.
- Myers, P. E. (1997). *Aboveground storage tanks*. McGraw-Hill Education.
- Neuhart, D., Jenkins, L., Choudhari, M., y Khorrami, M. (2009). Measurements of the flowfield interaction between tandem cylinders. En *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 3275.
- Niemann, H.-J. y Hölscher, N. (1990). A review of recent experiments on the flow past circular cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 33(1-2):197–209.
- Nishino, T., Roberts, G., y Zhang, X. (2008). Unsteady rans and detached-eddy simulations of flow around a circular cylinder in ground effect. *Journal of Fluids and Structures*, 24(1):18–33.
- Nishino, T., Roberts, G. T., y Zhang, X. (2007). Vortex shedding from a circular cylinder near a moving ground. *Physics of Fluids*, 19(2):025103.
- Okajima, A. (1979). Flows around two tandem circular cylinders at very high reynolds numbers. *Bulletin of JSME*, 22(166):504–511.
- Ong, M. C., Utnes, T., Holmedal, L. E., Myrhaug, D., y Pettersen, B. (2009). Numerical simulation of flow around a marine pipeline close to the seabed. En *Coastal Engineering 2008: (In 5 Volumes)*, pp. 2730–2742. World Scientific.
- Ong, M. C., Utnes, T., Holmedal, L. E., Myrhaug, D., y Pettersen, B. (2010). Numerical simulation of flow around a circular cylinder close to a flat seabed at high reynolds numbers using $k-\varepsilon$ model. *Coastal Engineering*, 57(10):931–947.
- Ozdil, N. F. T. y Akilli, H. (2019). Flow comparison around horizontal single and tandem cylinders at different immersion elevations. *Ocean Engineering*, 189:106352.
- Palau-Salvador, G., Stoesser, T., y Rodi, W. (2008). Les of the flow around two cylinders in tandem. *Journal of Fluids and Structures*, 24(8):1304–1312.
- Palkin, E., Mullyadzhyanov, R., Hadžiabdić, M., y Hanjalić, K. (2016). Scrutinizing URANS in shedding flows: The case of cylinder in cross-flow in the subcritical regime. *Flow Turbulence and Combustion*, 97:1017–1046.
- Patankar, S. V. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow, hemisphere publ. Corp., New York, 58.

- Paul, S., Ormiston, S., y Tachie, M. (2008). Experimental and numerical investigation of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(2):387–414.
- Price, S., Sumner, D., Smith, J., Leong, K., y Paidoussis, M. (2002). Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall. *Journal of Fluids and Structures*, 16(2):175–191.
- Prsic, M. A., Ong, M. C., Pettersen, B., y Myrhaug, D. (2016). Large eddy simulations of flow around a circular cylinder close to a flat seabed. *Marine Structures*, 46:127–148.
- Rajani, B., Kandasamy, A., y Majumdar, S. (2012). On the reliability of eddy viscosity based turbulence models in predicting turbulent flow past a circular cylinder using urans approach. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 5(11):67–79.
- Reynolds, W. y Hussain, A. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 3. theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(2):263–288.
- Rhie, C. y Chow, W. L. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, 21(11):1525–1532.
- Ridluan, A. y Tokuhiko, A. (2008a). Benchmark simulation of turbulent flow through a staggered tube bundle to support CFD as a reactor design tool. part I: SRANS CFD simulation. *Journal of nuclear science and technology*, 45(12):1293–1304.
- Ridluan, A. y Tokuhiko, A. (2008b). Benchmark simulation of turbulent flow through a staggered tube bundle to support CFD as a reactor design tool. part II: URANS CFD simulation. *Journal of nuclear science and technology*, 45(12):1305–1315.
- Rollet-Miet, P., Laurence, D., y Ferziger, J. (1999). LES and RANS of turbulent flow in tube bundles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(3):241–254.
- Roshko, A. (1961). Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. *Journal of fluid mechanics*, 10(3):345–356.
- Roshko, A. (1993). Perspectives on bluff body aerodynamics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 49(1-3):79–100.
- Rotta, J. (1972). Turbulente strömungen. 1972. Teubner, Stuttgart.
- Schewe, G. (1983). On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical reynolds numbers. *Journal of fluid mechanics*, 133:265–285.

- Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory (7th Edition)*. McGraw-Hill, New York.
- Simonin, O. y Barcouda, M. (1986a). Flow through staggered tube bundle - ERCOFTAC Classic Collection Database. <http://cfd.mace.manchester.ac.uk/ercoftac/doku.php?id=cases:case078>.
- Simonin, O. y Barcouda, M. (1986b). Measurements of fully developed turbulent flow across tube bundle. En *Proc. Third Int. Symp. Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*.
- Simonin, O. y Barcouda, M. (1988). Measurements and prediction of turbulent flow entering a staggered tube bundle. En *Proceedings of Fourth International Symposium on Applications of laser anemometry to fluid mechanics, Lisbon, Portugal*.
- Spalart, P. R. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *International journal of heat and fluid flow*, 21(3):252–263.
- Spalart, P. R. y Rumsey, C. L. (2007). Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations. *AIAA journal*, 45(10):2544–2553.
- Sumer, B. M. y Fredsoe, J. (2006). *Hydrodynamics around cylindrical structures*, volumen 26. World scientific.
- Sumner, D. (2010). Two circular cylinders in cross-flow: a review. *Journal of Fluids and Structures*, 26(6):849–899.
- Taniguchi, S. y Miyakoshi, K. (1990). Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall. *Experiments in Fluids*, 9(4):197–204.
- Taylor, G. (1916). Pressure distribution round a cylinder. *Technical Report Adv.Com. for Aeronautics*.
- Tennekes, H. y Lumley, J. L. (2018). *A first course in turbulence*. MIT press.
- Van Doormaal, J. y Raithby, G. (1984). Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical heat transfer*, 7(2):147–163.
- Versteeg, H. K. y Malalasekera, W. (2007). *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson education.
- Von Karman, T. (1911). Über den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter körper in einer flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1911:509–517.

- Von Kármán, T. (1954). *Aerodynamics*. Cornell University Press, Ithaca, New York.
- Wang, L., Alam, M. M., y Zhou, Y. (2018). Two tandem cylinders of different diameters in cross-flow: Effect of an upstream cylinder on wake dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 836:5–42.
- Wang, X. y Tan, S. (2008). Near-wake flow characteristics of a circular cylinder close to a wall. *Journal of Fluids and Structures*, 24(5):605–627.
- Wang, X., Zhang, J.-X., Hao, Z., Zhou, B., y Tan, S. (2015). Influence of wall proximity on flow around two tandem circular cylinders. *Ocean Engineering*, 94:36–50.
- Weinmann, M., Sandberg, R., y Doolan, C. (2014). Tandem cylinder flow and noise predictions using a hybrid rans/les approach. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50:263–278.
- West, G. y Apelt, C. (1997). Fluctuating lift and drag forces on finite lengths of a circular cylinder in the subcritical reynolds number range. *Journal of Fluids and Structures*, 11(2):135–158.
- Williamson, C. H. (1996). Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual review of fluid mechanics*, 28(1):477–539.
- Yin, R. y Chow, W. (2003). Comparison of four algorithms for solving pressure-velocity linked equations in simulating atrium fire. *Int J Archit Sci*, 4(1):24–35.
- Zdravkovich, M. (1987). The effects of interference between circular cylinders in cross flow. *Journal of fluids and structures*, 1(2):239–261.
- Zdravkovich, M. (1990). Conceptual overview of laminar and turbulent flows past smooth and rough circular cylinders. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 33(1-2):53–62.
- Zdravkovich, M. (1997). Flow around circular cylinders; vol. i fundamentals. *Journal of Fluid Mechanics*, 350(1):377–378.
- Zdravkovich, M. y Pridden, D. (1977). Interference between two circular cylinders; series of unexpected discontinuities. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 2(3):255–270.
- Zhang, H. y Melbourne, W. (1992). Interference between two circular cylinders in tandem in turbulent flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41(1-3):589–600.