



UNIVERSIDAD DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS  
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA MECÁNICA

ESTUDIO NUMÉRICO DEL TRANSPORTE DE CALOR TURBULENTO  
A TRAVÉS DE CORTINAS DE AIRE PARA CONFINAMIENTO DE  
CALOR, UTILIZANDO UN MODELO LES

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE MAGÍSTER EN  
CIENCIAS DE LA INGENIERÍA MENCIÓN MECÁNICA

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO  
CIVIL MECÁNICO

JORGE NICOLÁS CASTRO CUCURELLA

PROFESOR GUÍA:  
JUAN CARLOS ELICER CORTÉS

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:  
ANDRÉS FUENTES CASTILLO  
RODRIGO HERNÁNDEZ PELLICER

SANTIAGO DE CHILE  
MAYO 2013

# ESTUDIO NUMÉRICO DEL TRANSPORTE DE CALOR TURBULENTO A TRAVÉS DE CORTINAS DE AIRE PARA CONFINAMIENTO DE CALOR, UTILIZANDO UN MODELO LES

El presente trabajo corresponde al estudio numérico de cortinas de aire Doble Jet-Doble Flujo (DJ-DF) como dispositivo de confinamiento de calor al interior de túneles, el cual se enmarca en el proyecto FONDECYT N°1085015. La modelación se realizó en base a una instalación experimental que representa un túnel vial a escala, el cual contiene dos cortinas DJ-DF y una fuente térmica entre éstas. Las simulaciones se realizaron en el software FLUENT implementando el modelo turbulento LES, utilizando cálculo en paralelo en 32 núcleos.

Se llevaron a cabo simulaciones para 4 casos, los cuales se definieron en base a los experimentos realizados por Schneider [1], que corresponden a variaciones de velocidad de los jets que componen la cortina DJ-DF y variaciones de la potencia de la fuente térmica. Para la cortina más cercana a la fuente térmica se compararon los perfiles numéricos y experimentales de velocidad y temperatura, para distintos niveles horizontales, observándose resultados satisfactorios en cuanto a magnitud y forma.

Mediante el estudio de cantidades turbulentas asociadas a velocidad y temperatura se logró observar un traspaso axial y transversal de calor y masa a través de mecanismos turbulentos, tanto entre el entorno y la cortina, como entre los mismos jets que la componen. El mayor traspaso turbulento de calor y masa se observó en los sectores medios de la cortina. En la zona de impacto se observó principalmente advección de temperatura desde el lado confinado hacia el protegido debido al impacto, inclinación de la cortina y generación de jets de pared. Además se identificaron estructuras turbulentas en capas de mezcla, las cuales están relacionadas directamente con la magnitud de la velocidad y contribuyen con el transporte de calor y masa.

Mediante el análisis del espectro de frecuencias de la velocidad axial de la cortina fue posible observar frecuencias predominantes, además de observar pendientes de  $-5/3$  y  $-3$  asociadas a la presencia de estructuras en el subrango inercial y a la influencia de la fuente térmica en las estructuras del flujo, respectivamente. También se determinaron distribuciones espaciales de los momentos de tercer y cuarto orden, observando sectores con valores cercanos a  $-0,45$  asociados a zonas de alto cizalle necesario para estirar y dividir vórtices; y sectores con valores cercanos a  $3$  asociados a zonas de turbulencia homogénea, concordante con la presencia de la pendiente  $-5/3$  del análisis espectral.

En base a los resultados obtenidos se concluye que la configuración DJ-DF con el jet rápido en el lado protegido entrega el confinamiento más efectivo dentro de las alternativas estudiadas, sin embargo, se recomienda continuar el estudio incorporando combustión al interior del túnel, para así determinar la concentración de humo o algún producto de combustión, como característica que indique la efectividad del confinamiento.

# NUMERICAL STUDY OF TURBULENT HEAT TRANSPORT THROUGH AIR CURTAINS FOR CONFINEMENT OF HEAT, USING A LES MODEL

The present work corresponds to a numerical study of double stream-twin jet (DS-TJ) air curtains as a heat confinement device inside tunnels. This study is part of the FONDECYT N°1085015 project. The numerical modeling was based on an experimental facility of a scaled road tunnel, containing two DS-DJ air curtains and a heat source between them. The simulations were performed using the FLUENT software with a LES turbulence model, and was ran using parallel computation in a 32 core processor.

Simulations were performed for 4 cases, which were defined based on experiments performed by Schneider [1], corresponding to speed variations of the jets which compose the DS-TJ curtain and variations of the power of the heat source. For the curtain closer to the heat source, numerical and experimental profiles were compared for velocity and temperature, for several horizontal levels. The obtained results were satisfactory in terms of magnitude and shape.

Through the study of turbulent quantities associated to velocity and temperature, turbulent transfer of heat and mass in the axial and transversal direction was observed, both between the environment and the curtain, and between the jets composing the curtain. The greatest turbulent transfer of heat and mass was observed in the middle of the curtain. Within the impact zone, temperature advection was observed from the confined side towards the protected side due to the impact, curtain tilt and generation of wall jets. Also, turbulent structures on mixing layers were observed. These structures are directly related to the speed's magnitude and contribute with heat and mass transfer.

By performing a frequency spectrum analysis of the axial velocity of the curtain, the predominant frequencies were observed. Additional observations correspond to slopes of  $-5/3$  and  $-3$ , associated with the presence of structures in the inertial subrange and the influence of the heat source on the flow structures, respectively. Also, spatial distribution of the moments of third and fourth degree were determined, noticing areas with values near to  $-0.45$  associated to high shear zones needed to stretch and split vortices. Areas with values near  $-3$  associated with homogeneous turbulent zones were also noticed, this being consistent with the slope of  $-5/3$  from the spectral analysis.

Based on the obtained results, it can be concluded that the configuration of the DS-TJ with the fast jet on the protected side, delivers a more effective confinement among the alternatives that were studied. However, it is recommended to further continue the study by incorporating combustion inside the tunnel, for being able to determine the concentration of smoke or other combustion product, as an indicator of the effectiveness of the confinement.

*Dedicado a mis padres,  
Marcela y Jorge.*

# Agradecimientos

Primero que todo quiero agradecer a mis padres, Marcela y Jorge, por el constante apoyo y amor que me han brindado; gracias a su entrega he podido cumplir mis metas como persona y estudiante. También quiero agradecer a mis hermanos, Francisco y Álvaro, quienes han sido un ejemplo a seguir; gracias por estar siempre presentes. A mi abuelita Alicia y a Jani, por la paciencia y cariño entregado.

Quiero agradecer al profesor Juan Carlos Elicer por la confianza, constante apoyo y por la oportunidad de participar en este proyecto, que pese a problemas y contratiempos lo sacamos adelante. Gracias a los miembros de la comisión, Andrés Fuentes y Rodrigo Hernández, por sus observaciones y tiempo dedicado.

Agradezco el proyecto FONDECYT N° 1085015, que gracias a su financiamiento se pudo llevar a cabo este estudio. Agradecer también al Centro de Modelamiento Matemático (CMM) de la Universidad de Chile, por permitirme utilizar el clúster Levque en el cual se realizaron las simulaciones de este trabajo. En particular agradecer a Claudio Baeza y Juan Carlos Maureira por su ayuda y buena disposición para resolver problemas e inquietudes.

Como olvidar a mis amigos de carrera: Juan, José, Francisco, Eduardo, Eladio, Fernando, Javier, Pablo, Benja y Felipe; gracias por el apoyo y los innumerables buenos momentos que pasamos.

Quiero agradecer al departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Chile, especialmente a Maricarmen y María Eugenia; gracias por el apoyo, las risas y principalmente por hacernos pasar una mejor estadía por el departamento.

Finalmente, y no por eso menos importante, quiero agradecer infinitamente a Daniela, por acompañarme durante todos estos años, en los momentos buenos y malos; por estar siempre conmigo, apoyándome, ayudándome y entregándome su infinito cariño. Sin su ayuda todo habría sido más difícil, sé que se nos hizo eterno, pero lo logramos.

*Jorge Castro Cucurella*

# Tabla de Contenido

<b>Resumen</b>	<b>I</b>
<b>Abstract</b>	<b>II</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>IV</b>
<b>Índice de Figuras</b>	<b>IX</b>
<b>Índice de Tablas</b>	<b>XII</b>
<b>Nomenclatura</b>	<b>XIII</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Objetivos . . . . .	3
1.1.1. Objetivo general . . . . .	3
1.1.2. Objetivos específicos . . . . .	3
1.2. Alcances . . . . .	4
<b>2. Antecedentes</b>	<b>5</b>
2.1. Jet plano en impacto . . . . .	5
2.1.1. Definición y parámetros . . . . .	5
2.1.2. Zonas de un jet plano en impacto . . . . .	7
2.1.3. Leyes de similitud . . . . .	8

2.2.	Configuración Doble Jet - Doble Flujo . . . . .	9
2.3.	Turbulencia . . . . .	10
2.3.1.	Características . . . . .	11
2.3.2.	Escalas de movimiento . . . . .	11
2.3.3.	Estructuras vorticiales . . . . .	14
2.4.	Transporte turbulento de cantidad de movimiento y calor . . . . .	16
2.4.1.	Ecuaciones de Reynolds . . . . .	17
2.4.2.	Transporte turbulento de calor . . . . .	19
2.5.	Cantidades fluctuantes: momentos de tercer y cuarto orden . . . . .	20
<b>3.</b>	<b>Modelación matemática</b>	<b>21</b>
3.1.	Ecuaciones de balance . . . . .	21
3.1.1.	Conservación de masa . . . . .	21
3.1.2.	Balance de cantidad de movimiento . . . . .	22
3.1.3.	Balance de energía . . . . .	22
3.2.	Modelación de la turbulencia . . . . .	22
3.2.1.	Large Eddy Simulation (LES) . . . . .	23
3.2.2.	Tratamientos de pared . . . . .	26
3.3.	Modelación de la transferencia de calor por radiación . . . . .	29
3.3.1.	Ecuación de transferencia radiativa . . . . .	29
3.3.2.	Modelo de radiación DO . . . . .	30
<b>4.</b>	<b>Modelación numérica</b>	<b>34</b>
4.1.	Método de resolución . . . . .	34
4.2.	Discretización . . . . .	35
4.2.1.	Linealización de ecuaciones discretizadas . . . . .	36
4.2.2.	Discretización espacial . . . . .	36
4.2.3.	Discretización temporal . . . . .	37

<b>5. Modelación computacional</b>	<b>39</b>
5.1. Geometría . . . . .	39
5.2. Mallado . . . . .	41
5.3. Condiciones iniciales y de borde . . . . .	43
5.3.1. Condiciones iniciales . . . . .	44
5.3.2. Condiciones de borde . . . . .	44
5.4. Detalles de simulación . . . . .	45
5.5. Definición de casos a analizar . . . . .	47
<b>6. Presentación y análisis de resultados</b>	<b>49</b>
6.1. Velocidad Promedio . . . . .	49
6.1.1. Componente Vertical de la Velocidad, $U$ . . . . .	50
6.1.2. Componente Vertical de la Velocidad, $V$ . . . . .	54
6.1.3. Características y Similaridad . . . . .	55
6.1.4. Comparación de Perfiles Velocidad Promedio $U$ . . . . .	61
6.2. Temperatura . . . . .	64
6.3. Magnitudes turbulentas . . . . .	68
6.3.1. Esfuerzos de Reynolds . . . . .	68
6.3.2. Transporte turbulento de calor . . . . .	73
6.3.3. Intensidad de turbulencia térmica . . . . .	77
6.4. Análisis de espectro de frecuencias . . . . .	79
6.5. Momentos de tercer y cuarto orden . . . . .	84
6.6. Estructuras vorticiales . . . . .	87
6.6.1. Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz . . . . .	87
6.6.2. Inestabilidades contra-rotacionales . . . . .	90
<b>7. Conclusiones</b>	<b>92</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>94</b>



A. Ubicación de monitores para espectro de frecuencias	98
B. Distribución espacial de cantidades turbulentas	99

# Índice de Figuras

1.1. Esquema del dispositivo de confinamiento mediante cortinas DJ-DF. . . . .	2
2.1. Jet turbulento [11]. . . . .	6
2.2. Perfil transversal de velocidades a la salida de la boquilla [12]. . . . .	6
2.3. Zonas de un jet plano en impacto [15]. . . . .	8
2.4. Ilustración parámetros de similitud [13]. . . . .	8
2.5. Perfiles de velocidad jet plano: (a) Sin normalizar, (b) Normalizados [13]. . .	9
2.6. Esquema y descripción del flujo de un doble jet libre [16]. . . . .	10
2.7. Esquema de cascada de energía. . . . .	12
2.8. Esquema de rangos propuestos por Kolmogorov. . . . .	13
2.9. Espectro de energía. . . . .	14
2.10. Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz: (a) Generación KH [21], (b) Estructuras KH [22]. . . . .	15
2.11. Inestabilidades contra-rotatorias: (a) Vórtices de Görtler en pared cóncava [23], (b) Inestabilidades reveladas en estudio numérico [24]. . . . .	16
3.1. Subdivisiones de la región cercana a la pared [8]. . . . .	27
3.2. Transferencia de calor por radiación. . . . .	30
3.3. Sistemas de coordenadas angular. . . . .	31
3.4. Pixelado de ángulos de control. . . . .	32
3.5. Radiación DO en pared opaca. . . . .	33
5.1. Esquema de geometría de instalación experimental [10] . . . . .	40
5.2. Orientación de ejes en la geometría. . . . .	40

5.3. Zona de formación de cortina cercana a fuente térmica - 2D. . . . .	41
5.4. Límite del rango disipativo del caso en estudio para distintas velocidades y temperaturas de flujo. . . . .	42
5.5. Detalle de mallado en zona de interés. . . . .	43
6.1. Perfiles de velocidad promedio $U$ . . . . .	50
6.2. Inclinação de perfiles de velocidad promedio $U$ en casos de igual potencia. . . . .	51
6.3. Inclinação de perfiles de velocidad promedio $U$ en casos de igual velocidad. . . . .	52
6.4. Perfiles conjunto de velocidad $U$ para distintos modelos de densidad del aire. . . . .	53
6.5. Perfiles de velocidad promedio $V$ . . . . .	54
6.6. Decaimiento de la velocidad máxima. . . . .	55
6.7. Distancia entre centro geométrico y centro real de la cortina, $y_{cl}$ . . . . .	57
6.8. Evolución del semiancho y centro de la cortina. . . . .	57
6.9. Semianchos de la cortina en zona unificada. . . . .	58
6.10. Perfiles de velocidad $U$ normalizados por variables de similitud. . . . .	60
6.11. Comparación de perfiles de velocidad $U$ con resultados FDS. . . . .	61
6.12. Comparación de perfiles de velocidad $U$ con resultados experimentales. . . . .	62
6.13. Comparación de perfiles de velocidad $U$ . . . . .	63
6.14. Perfiles de temperatura promedio $T$ . . . . .	64
6.15. Variables de adimensionalización para perfiles de temperatura, $d(x/H)$ . . . . .	65
6.16. Perfiles de temperatura $T$ normalizados por variables tentativas de similitud. . . . .	66
6.17. Comparación de perfiles de temperatura con resultados FDS. . . . .	67
6.18. Comparación de perfiles de temperatura promedio con resultados experimentales. . . . .	68
6.19. Perfiles de esfuerzos normales en la dirección $x$ . . . . .	69
6.20. Perfiles de esfuerzos normales en la dirección $y$ . . . . .	70
6.21. Perfiles de esfuerzos de corte de Reynolds. . . . .	72
6.22. Perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección $x$ . . . . .	74
6.23. Perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección $y$ . . . . .	75
6.24. Perfiles verticales del transporte turbulento de calor en la dirección $y$ . . . . .	77

6.25. Perfiles horizontales de intensidad de turbulencia térmica. . . . .	78
6.26. Filtrado de señal temporal mediante técnica de media móvil. . . . .	80
6.27. Espectro de frecuencias: señal filtrada y sin filtrar. . . . .	80
6.28. Espectro de frecuencias en puntos de capas de mezcla, ver anexo A. . . . .	81
6.29. Espectro de frecuencias en puntos de zona cercana a placa entre boquillas, ver anexo A. . . . .	82
6.30. Espectro de frecuencia para señal temporal filtrada con Ventana de Hanning. . . . .	84
6.31. Contornos del coeficiente de asimetría (Skewness) en el plano $Z = 0,15$ . . . . .	85
6.32. Contornos del coeficiente de achatamiento (Flatness) en el plano $Z = 0,15$ . . . . .	86
6.33. Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz en plano $Z = 0,15$ representados por vectores de velocidad instantánea . . . . .	88
6.34. Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz en plano $Z = 0,15$ representados por contornos de temperatura instantánea . . . . .	88
6.35. Evolución temporal de inestabilidades de Kelvin-Helmholtz representadas por contornos de temperatura. . . . .	89
6.36. Estructuras contra-rotacionales representadas por vectores de velocidad instantánea en el plano $Y = -0,025$ [m]. . . . .	90
6.37. Contornos de velocidad media $W$ en el plano $Y = -0,025$ [m]. . . . .	91
A.1. Ubicación puntos de medición para series temporales de velocidad $u$ . . . . .	98
B.1. Distribución espacial de intensidades turbulentas $I_u$ e $I_v$ . . . . .	100
B.2. Distribución espacial de esfuerzos de corte de Reynolds y energía cinética turbulenta. . . . .	101

# Índice de Tablas

5.1. Casos de estudio . . . . .	48
6.1. Valores de constantes de normalización . . . . .	49
6.2. Tasas de expansión semianchos de cortina en zona unificada. . . . .	59

# Nomenclatura

$a$	coeficiente de absorción
$\vec{A}$	vector del área de una superficie
$b(x)$	semiancho de cada nivel
$C_1$	parámetro de la ecuación de Sutherland ( $1,458 \times 10^{-6}$ )
$C_2$	parámetro de la ecuación de Sutherland (110,4)
$C_p$	calor específico a presión constante
$C_s$	constante de Smagorinsky
$C_\kappa$	constante de Kolmogorov
$C_\mu$	constante adimensional (0,09)
$d(x/H)$	distancia mínima entre zonas de estabilización de las temperaturas $T_C$ y $T_F$
$e$	ancho de la boquilla
$E$	constante empírica de la ley de pared para la velocidad media en la región turbulenta (9,81)
$E(\kappa)$	espectro de energía cinética turbulenta
$f_d$	fracción difusa
$G(x, x')$	función filtro
$H$	distancia entre la boquilla y la superficie de impacto del jet
$I$	intensidad de radiación
$I_T$	intensidad de turbulencia de la temperatura
$I_u$	intensidad de turbulencia de la velocidad
$k_P$	energía cinética turbulenta en el punto P
$K$	coeficiente de achatamiento
$l_{EI}$	límite entre el rango de contención de energía y el sub-rango inercial
$l_{DI}$	límite entre el rango de disipativo de energía y el sub-rango inercial
$l_0$	largo característico de eddies de mayor tamaño
$L$	largo de la boquilla
$L_s$	tamaño de mezcla para las escalas de subgrilla
$M_{sgs}$	número de Mach de la subgrilla
$M_w$	peso molecular del aire (28,966 [kg/mol])
$n$	índice de refracción
$p$	presión hidrostática

$P_{op}$	presión de operación (10323 [Pa])
$Pr$	número de Prandtl molecular
$Pr_t$	número de Prandtl turbulento
$\dot{q}$	flujo de calor por la pared
$Q_j$	flujo de calor medio
$\vec{r}$	vector posición
$R$	constante de los gases (8,31447 [kJ/kmolK])
$Re$	número de Reynolds característico del jet
$Re_{cold}$	número de Reynolds del jet frío de la cortina
$Re_{hot}$	número de Reynolds del jet caliente de la cortina
$s$	longitud de trayectoria
$S$	coeficiente de asimetría
$\vec{s}$	vector dirección
$\vec{s}'$	vector dirección de dispersión
$S_h$	término que incluye calor debido a una fuente existente
$S_{ij}$	tensor tasa de deformación
$\hat{S}_{ij}$	tensor tasa de deformación de escalas resueltas
$S_\phi$	término fuente de $\phi$ por unidad de volumen
$T$	temperatura promedio
$T_C(x/H)$	temperatura de estabilización por nivel del lado caliente
$T_F(x/H)$	temperatura de estabilización por nivel del lado frío
$T_P$	temperatura en la celda adyacente
$T_w$	temperatura en la pared
$T_0$	temperatura de salida del jet caliente
$\vec{u}$	vector de velocidades
$u'$	componente fluctuante de la velocidad en la dirección x
$u_i$	velocidad instantánea en la dirección $x_i$
$u_0$	velocidad característica de la escala integral $l_0$
$u'_i$	componente fluctuante de la velocidad en el tiempo
$U$	componente vertical de la velocidad promedio
$U_C(x)$	velocidad central del jet
$U_i$	velocidad promedio del flujo en la dirección $x_i$
$U_m(x)$	velocidad máxima de cada nivel
$U_P$	velocidad media del flujo en el punto P
$U_0$	velocidad de salida del jet más rápido
$\vec{v}$	vector de velocidad
$V$	componente horizontal de la velocidad promedio
$(x, y, z)$	ejes coordenados
$y_{cl}$	distancia horizontal entre el centro geométrico y el centro real del doble jet
$y_{cl,m}$	distancia desde el centro geométrico de la cortina hasta el punto en que la temperatura es máxima

$y_P$	distancia desde el punto P a la pared
$y_T^*$	espesor subcapa térmica adimensional
$\alpha$	difusividad térmica
$\beta$	factor de relajación
$\delta_{ij}$	delta de Kronecker
$\Delta T_0$	diferencia de temperatura de referencia
$\epsilon$	tasa de disipación
$\phi_f$	valor de $\phi$ transferido a través de la cara $f$
$\Phi$	función de fase
$\Gamma_\phi$	coeficiente de difusión para una escalar $\phi$
$\eta$	escala de tamaño más pequeña de los eddies disipativos
$\kappa$	constante de Von Kármán
$\lambda$	conductividad térmica del fluido
$\lambda_t$	conductividad térmica turbulenta
$\lambda_{eff}$	conductividad térmica efectiva
$\mu$	viscosidad dinámica
$\mu_t$	viscosidad turbulenta de escala de subgrilla
$\nu$	viscosidad cinemática del fluido
$\Theta$	temperatura promedio
$\rho$	densidad
$\sigma$	constante de Stefan-Boltzmann
$\sigma_{ij}$	tensor de esfuerzos
$\sigma_s$	coeficiente de dispersión
$\bar{\tau}$	tensor de esfuerzos
$\Omega'$	ángulo sólido
$\nabla\phi$	gradiente de $\phi$



## Capítulo 1

# Introducción

Los incendios al interior de túneles viales causan daños desastrosos, siendo los gases emanados producto del incendio el factor más relevante en la muerte de personas, en donde cerca del 85 % de las víctimas de este tipo de siniestros son producto de los gases calientes y tóxicos [2]. Estos gases se propagan rápidamente a lo largo de todo el túnel, cubriendo zonas que están lejanas al foco del incendio. Es por esto último que se hace necesario lograr confinar la zona de origen del incendio para evitar o disminuir la propagación de calor y gases, reduciendo así la cantidad de víctimas. Una consecuencia deseada es ahogar el incendio debido a la disminución del oxígeno disponible en la zona confinada, lo cual podría extinguir completamente el incendio o bien facilitar la acción de bomberos.

Una forma de confinar un espacio es por medio de cortinas de aire, que son dispositivos de separación basados en una corriente de aire o gas para aislar dos volúmenes adyacentes que tienen diferentes características ambientales. La principal ventaja de estos dispositivos es facilitar el tránsito de personas, vehículos o materiales a través de éstas. Así, las cortinas de aire son especialmente útiles en situaciones en que las barreras físicas convencionales son inaceptables por razones técnicas, económicas o de seguridad. Las aplicaciones son muchas y se utilizan ampliamente en la industria, proporcionando una disminución en la propagación de calor, humedad, olores y material particulado de una zona a otra. Algunos ejemplos son: entradas de centros comerciales, mostradores refrigerados, cuartos limpios (cleanrooms), etc.

Como sistema de seguridad contra incendios en túneles viales, las cortinas de aire se utilizan como pantallas virtuales para reducir el calor y la transferencia de masa de una zona a otra. El uso de éstas como dispositivos capaces de disminuir o detener la propagación del humo en caso de incendios en túneles, ha sido objeto de un número muy limitado de estudios [3][4], al igual que los artículos que buscan determinar la mejor configuración para generar un dispositivo de confinamiento al interior de éstos [5].

Los estudios experimentales realizados por Gupta [5] para distintas disposiciones de cortinas de aire muestran que la configuración Doble Jet - Doble Flujo (DJ-DF) presenta buenas eficiencias de confinamiento. Este tipo de configuración corresponde a un flujo de aire de dos jets paralelos que impactan perpendicularmente contra una superficie, en donde cada jet posee características distintas de velocidad y temperatura, las que influyen directamente en la

dinámica del flujo. Es importante mencionar que la forma en que se cuantificó el confinamiento de la configuración DJ-DF fue midiendo la concentración de un gas que previamente se encontraba al interior de la zona confinada.

En el interés de observar y corroborar que el dispositivo de confinamiento antes descrito también es eficaz en presencia de un contaminante escalar como la temperatura, González [6] realizó su trabajo de título sobre el diseño y construcción de una instalación experimental a escala de un dispositivo de confinamiento como el que se muestra en la figura 1.1. De forma paralela, Fernández [7] efectuó un estudio numérico en dos dimensiones de la instalación utilizando un modelo turbulento  $k - \varepsilon$  [8], en donde verificó que la configuración DJ-DF resulta ser eficaz en el confinamiento de la temperatura y que la ubicación de la fuente térmica dentro de la zona confinada no afecta de gran manera a la zona no confinada. Posteriormente, Demarco [9] también realizó estudios numéricos del dispositivo, pero utilizando para el análisis geometrías en dos y tres dimensiones con un modelo de turbulencia distinto (Reynolds Stress Model, *RSM* [8]). En este último se concluyó que las cortinas poseen un comportamiento esencialmente bidimensional y se observó que las simulaciones 3D presentaron mayores temperaturas en el dominio, ligadas a los efectos radiativos asociados a la mayor superficie de intercambio de las paredes laterales.

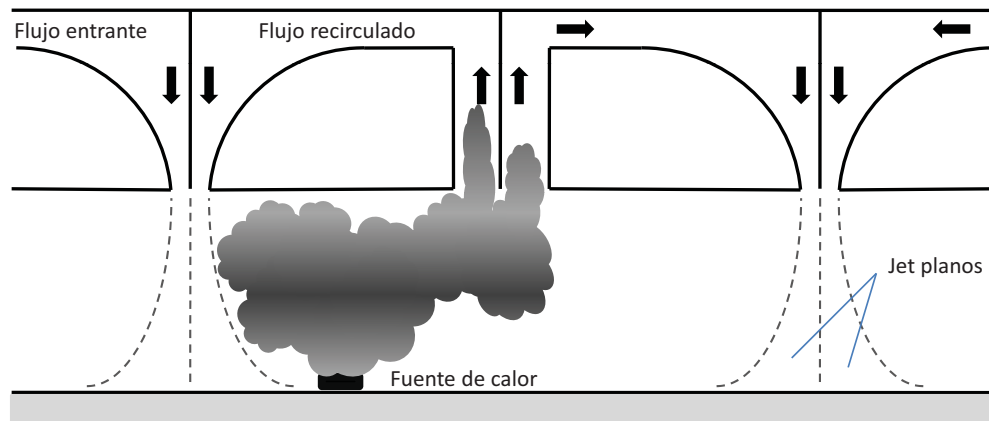


Figura 1.1: Esquema del dispositivo de confinamiento mediante cortinas DJ-DF.

Rivera [10] realizó el último trabajo de título dedicado a este tema utilizando el código CFD FLUENT. En este estudio se utilizó un modelo turbulento LES (Large Eddy Simulation [8]), el cual permite dilucidar las estructuras responsables del transporte de calor turbulento al calcular directamente las vorticidades de gran tamaño y modelar únicamente las escalas más pequeñas. Si bien se obtuvieron resultados con un alto nivel de detalle y se logró observar con precisión las estructuras que caracterizan el transporte turbulento de calor, tan sólo se utilizó parte de la instalación como dominio computacional para realizar el análisis y no se consideró radiación, dado el elevado costo computacional que el modelo requiere.

A raíz de los buenos resultados obtenidos por Rivera y teniendo en cuenta el aumento notable de la capacidad de cálculo del Centro de Modelamiento Matemático de la Universidad de Chile (CMM), surge la motivación de estudiar la instalación en su totalidad utilizando un modelo LES en tres dimensiones del dispositivo y considerando radiación en éste.

## 1.1. Objetivos

En esta sección se presenta el objetivo general buscado en este trabajo y además los objetivos específicos que se desprenden de éste.

### 1.1.1. Objetivo general

Estudiar numéricamente, utilizando el modelo de turbulencia LES, el confinamiento de calor por medio de cortinas de aire Doble Jet - Doble Flujo (DJ-DF) al interior de túneles; para así determinar las cantidades de calor y momentum turbulento mediante la simulación de la instalación experimental disponible en el Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica (LEF).

### 1.1.2. Objetivos específicos

- Implementar el modelo computacional de la instalación experimental de modo de representarla en su totalidad.
- Caracterizar el comportamiento de las cortinas de aire DJ-DF estudiando los campos medios y fluctuantes de velocidad y temperatura.
- Analizar y cuantificar los mecanismos predominantes en el transporte de calor turbulento.
- Verificar la existencia de inestabilidades de Kelvin-Helmoltz en la capa de mezcla y de estructuras contra-rotatorias en la zona de impacto, estudiando el rol que éstas juegan en el transporte de calor turbulento.
- Validar las simulaciones comparando los resultados numéricos con resultados experimentales.

## **1.2. Alcances**

En el presente estudio no se considera la generación de humo o algún tipo de gas producto de alguna combustión, sólo se considera el campo de temperatura que representa un incendio. Además, se simulan 4 casos que corresponden al estudio experimental de Schneider [1], el cual fue realizado en la misma instalación experimental perteneciente al LEF.

## Capítulo 2

# Antecedentes

En este capítulo se presenta una síntesis de los antecedentes bibliográficos utilizados para el desarrollo de este trabajo. Primero se expone una descripción del jet plano en impacto y su configuración DJ-DF, luego se entrega una breve introducción a la turbulencia y finalmente se presentan las ecuaciones del transporte turbulento de calor y cantidad de movimiento.

### 2.1. Jet plano en impacto

Como se ha mencionado anteriormente, el dispositivo de confinamiento utilizado por la instalación experimental del LEF corresponde a cortinas de aire con una configuración Doble Jet - Doble Flujo. Esto corresponde a dos jets planos paralelos que impactan perpendicularmente contra una superficie, en este caso, el suelo del túnel. Por lo tanto, es de gran importancia comprender las características de un jet plano simple en impacto, las cuales se presentan a continuación.

#### 2.1.1. Definición y parámetros

Un jet corresponde a un flujo gaseoso, líquido o de plasma que emerge de una boquilla y que penetra en un medio libre o confinado en reposo, el cual no necesariamente es de la misma composición del fluido que compone el jet. Como se aprecia en la figura 2.1, los jets poseen una estructura de flujo inestable y turbulenta.

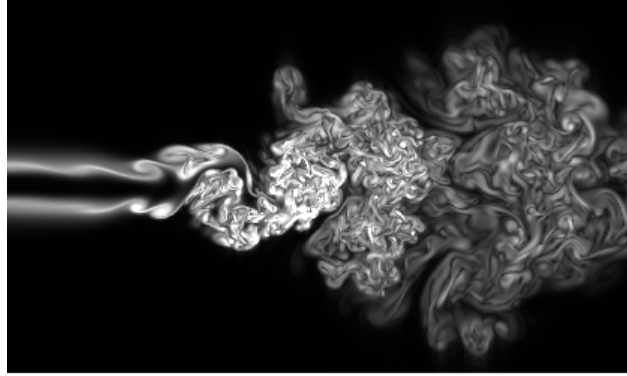


Figura 2.1: Jet turbulento [11].

### Parámetros cinemáticos

Uno de los principales parámetros cinemáticos de un jet plano turbulento es su velocidad media  $U_0$  a la salida de la boquilla. A diferencia de un flujo laminar, en el cual el perfil de velocidades es parabólico, para el caso turbulento el perfil de velocidad media obtenido a la salida de la boquilla es prácticamente plano, salvo en los bordes debido a los efectos de pared. En la figura que se presenta a continuación se puede apreciar lo antes descrito.

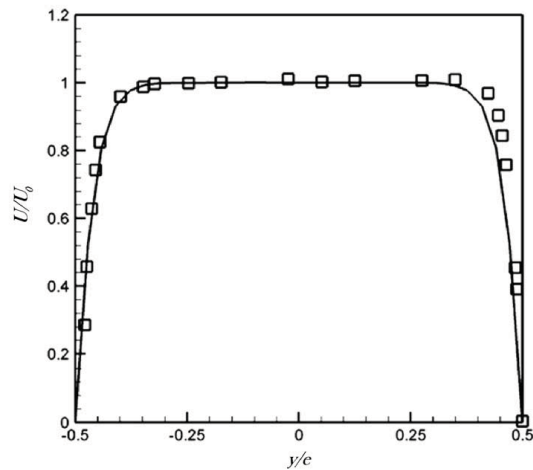


Figura 2.2: Perfil transversal de velocidades a la salida de la boquilla [12].

Con lo anterior, se puede definir el número de Reynolds característico del jet como

$$Re = \frac{U_0 e}{\nu}, \quad (2.1)$$

donde  $e$  es el ancho de la boquilla del jet y  $\nu$  es la viscosidad cinemática del fluido que compone el jet.

### Parámetros geométricos

En el caso del jet plano, la boquilla tiene forma rectangular y generalmente se caracteriza con la ayuda de la razón de aspecto  $L/e$ , donde  $L$  es el largo de la boquilla. Si el factor antes mencionado es mayor que 20, el flujo que sale de la boquilla puede ser considerado bidimensional, por lo que las magnitudes medias obtenidas en un cierto plano  $x-y$  son similares a la de planos paralelos [13].

Por otro lado, también se puede definir la razón de apertura  $H/e$ , donde  $H$  es la distancia entre la boquilla y la superficie de impacto del jet. Se ha demostrado experimentalmente que existe una relación entre la intensidad de turbulencia  $I_u$  y la razón de apertura [14], en donde para una razón de apertura de  $H/e = 10$  la intensidad turbulenta en el eje central del jet alcanza un máximo aproximado de 24%. La intensidad de turbulencia para la componente  $x$  se define como

$$I_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_0}, \quad (2.2)$$

donde  $u'$  corresponde a la componente fluctuante de la velocidad en la dirección  $x$ . Lo anterior viene de utilizar la descomposición de Reynolds, la cual será abordada más adelante.

### 2.1.2. Zonas de un jet plano en impacto

Por lo general un jet en impacto posee cuatro zonas, éstas se distinguen por los distintos comportamientos que se aprecian a lo largo del desarrollo del jet [15]. A continuación se describen cada una de estas zonas, las cuales se pueden apreciar en la figura 2.3.

**Zona Potencial:** en esta región la velocidad en la línea central del jet  $U_c(x)$  se mantiene constante e igual a la velocidad de salida  $U_0$  y la intensidad de la turbulencia también es constante. La longitud de esta región es de 5 a 8 veces el ancho  $e$  de la boquilla del jet y además, está fuertemente influenciada por la condición inicial del flujo y por la forma de la boquilla.

**Zona de Transición:** en esta zona la velocidad del jet comienza a disminuir. Existe una mayor interacción entre las capas de mezcla y se favorece la formación de estructuras rotacionales.

**Zona Desarrollada:** esta región comienza aproximadamente después de  $20e$  y se caracteriza por tener una turbulencia completamente desarrollada. En esta zona en particular es donde ocurre la auto-similitud del flujo, característica muy importante para este tipo de fenómenos.

**Zona de Impacto:** esta zona se encuentra adyacente a la placa o superficie de impacto del jet y representa cerca del 15% de la altura total de éste. Esta región se produce únicamente por la interacción del jet con la superficie de impacto.

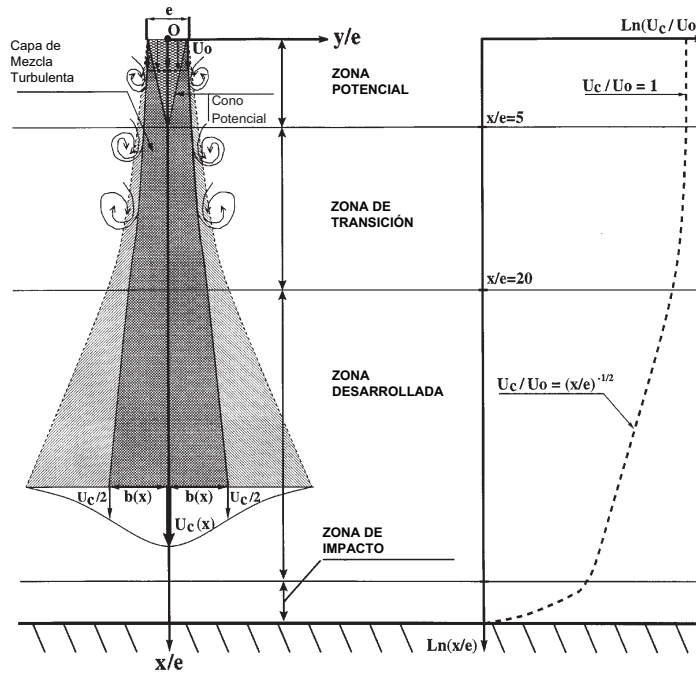


Figura 2.3: Zonas de un jet plano en impacto [15].

### 2.1.3. Leyes de similitud

En la zona desarrollada, el jet plano presenta un comportamiento auto-similar para sus distintos perfiles de velocidad al ser escalados por la velocidad máxima de cada nivel  $U_m(x)$  y por el semiancho  $b(x)$ , distancia que corresponde a la mitad de la apertura del jet cuando la velocidad del perfil alcanza el valor de  $0,5U_m(x)$ . Los parámetros se pueden apreciar en la figura 2.4 (notar que se omite la dependencia de  $x$ ).

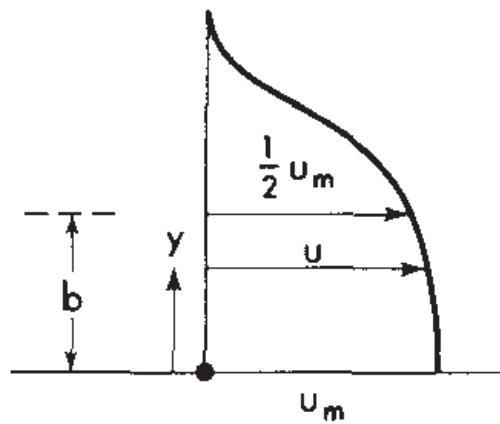


Figura 2.4: Ilustración parámetros de similitud [13].



Según Rajaratnam [13] se cumplen las siguientes relaciones para los parámetros antes mencionados:

$$U_m(x) \propto 1/\sqrt{x}, \quad (2.3)$$

$$b(x) \propto x. \quad (2.4)$$

De las magnitudes anteriores surgen las siguientes variables normalizadas o adimensionales:  $y/b(x)$  y  $U/U_m(x)$ , a partir de las cuales se pueden construir perfiles de velocidad similares para un jet plano. En la figura 2.5a se pueden observar perfiles de velocidad sin normalizar para distintos niveles, mientras que en la figura 2.5b, se aprecian los mismos perfiles de velocidad pero normalizados, obteniendo así curvas acopladas que representan curvas de similitud.

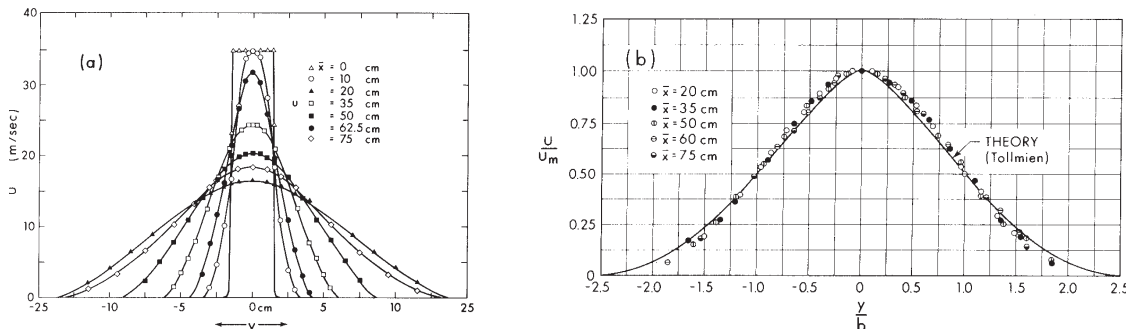


Figura 2.5: Perfiles de velocidad jet plano: (a) Sin normalizar, (b) Normalizados [13].

## 2.2. Configuración Doble Jet - Doble Flujo

La configuración Doble Jet corresponde a dos jet simples y paralelos ubicados bastante cercanos entre sí, afectando la dinámica de los flujos individuales producidos y generando un único jet aguas abajo. El que sea un Doble Jet - Doble Flujo se refiere a que los flujos individuales del doble jet no tienen las mismas características, por lo que el único jet generado aguas abajo tenderá a ser asimétrico.

Dado que la configuración presenta flujos de distintas características, existe la complicación de cómo caracterizar un Doble Jet - Doble Flujo. En el caso particular de jet idénticos (igual velocidad e igual temperatura), Gupta [5] utilizó la misma definición del número de Reynolds para un jet simple, pero tomando el ancho total de la boquilla como la suma de las boquillas de los dos jet. En el caso particular de este estudio, la definición recién mencionada no se puede aplicar debido a su asimetría.

Considerando un Doble Jet - Doble Flujo como la unión de dos jets simples, se puede caracterizar la configuración utilizando un número de Reynolds compuesto  $Re_{cold}-Re_{hot}$  [9][10], donde el primer valor representa al número de Reynolds del jet frío de la cortina y el segundo valor al número de Reynolds del jet caliente. Cabe mencionar que esta definición del número de Reynolds compuesto no representa la resta de los valores de cada jet.

En la figura 2.6 se muestra un esquema de como se unen dos jets paralelos que salen de las boquillas en el caso de un doble jet.

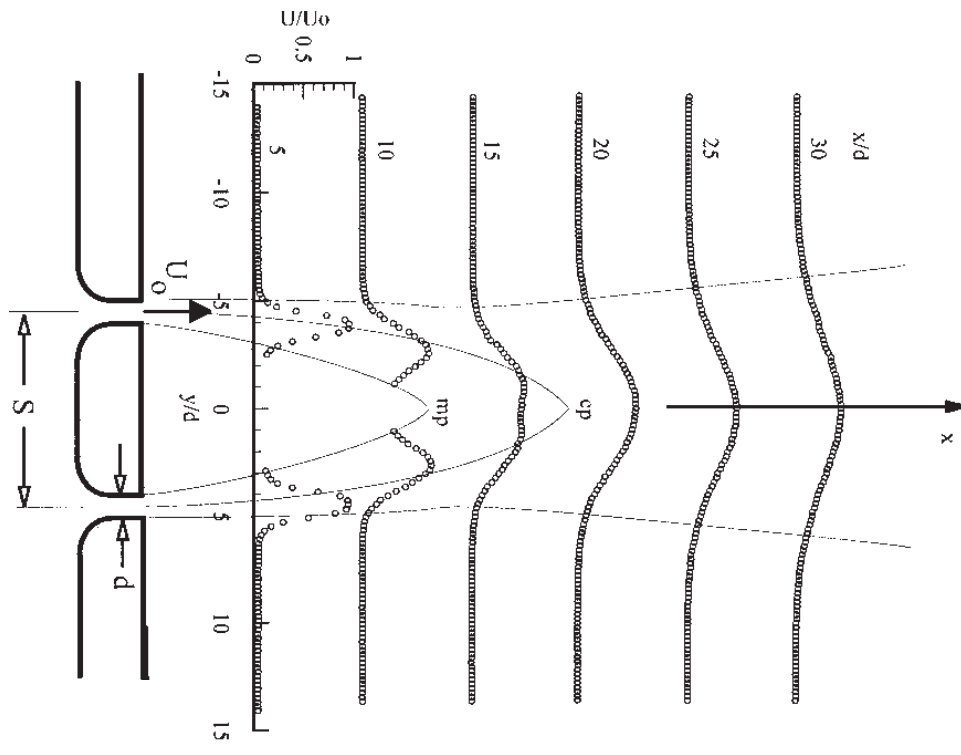


Figura 2.6: Esquema y descripción del flujo de un doble jet libre [16].

## 2.3. Turbulencia

El número de Reynolds definido en la sección anterior puede ser usado para definir el tipo o estado del flujo, dado que éste establece una relación entre las fuerzas inerciales y viscosas. Valores bajos del número de Reynolds corresponden típicamente a velocidades bajas o a pequeñas escalas de tamaño, en este caso el flujo es ordenado y estructurado, es decir, laminar. Para números de Reynolds mayores que un cierto valor crítico  $Re_{crit}$ , que depende del fluido y de la geometría en que se encuentre, el flujo se torna turbulento. Cabe mencionar que existe una zona de transición entre el régimen laminar y turbulento, en que el flujo es irregular.

### 2.3.1. Características

La no linealidad de las ecuaciones de Navier-Stokes, las cuales se verán más adelante, hacen imposible describir analíticamente el flujo turbulento, se dice que éste es uno de los principales problemas sin resolver dentro de la física. La turbulencia se caracteriza por ser:

- **Irregular:** el movimiento del fluido es caótico, haciendo que los métodos estadísticos sean el único medio de aproximación para la descripción del flujo.
- **Disipativa:** las fuerzas viscosas transforman continuamente energía cinética turbulenta en calor, por lo que la turbulencia necesita un constante aporte de energía para persistir.
- **Difusiva:** altas tasas de mezcla, por lo que hay una gran eficiencia en el transporte de calor y momentum.
- **Tridimensional y dependiente del tiempo:** las fluctuaciones de vorticidad dependen de un proceso llamado estiramiento de vórtices y este proceso está ausente en flujos bidimensionales. Todos los flujos turbulentos son rotacionales.
- **Continua:** incluso las escalas más pequeñas de turbulencia son mayores que la distancia media molecular, por lo que el fenómeno se considera continuo.
- **Propiedad del flujo:** es una característica del flujo y no del fluido.

### 2.3.2. Escalas de movimiento

Para entender los fenómenos que caracterizan el flujo turbulento, es necesario describir cómo la energía y la anisotropía se distribuyen entre las distintas escalas de movimiento turbulento. Por lo tanto, se deben comprender dos conceptos o temas: cascada de energía y las escalas de Kolmogorov.

#### Cascada de energía

El primer concepto de cascada de energía, introducido por Richardson [17], es que la turbulencia puede ser considerada como la composición de remolinos o vórtices (eddies) de diferentes tamaños. La energía cinética ingresa a la turbulencia, a través de mecanismos de producción, en las escalas más grandes de movimiento.

Según Richardson, los eddies grandes son inestables y se rompen, transfiriendo su energía a eddies más pequeños. Estos eddies pequeños bajo un proceso de ruptura similar, transfieren su energía a eddies aun más pequeños. Esta cascada de energía, en la cual la energía es transferida sucesivamente, continúa hasta que el número de Reynolds de los eddies es tan

pequeño que el movimiento de éstos es estable y la energía cinética es disipada por efectos viscosos.

Los eddies de mayor tamaño tienen un largo característico  $l_0$  y son responsables de la mayor cantidad de transporte de energía y de cantidad de movimiento, el tamaño de estos eddies es comparable con la escala del flujo  $L$ . A continuación se muestra un esquema de lo antes expuesto.

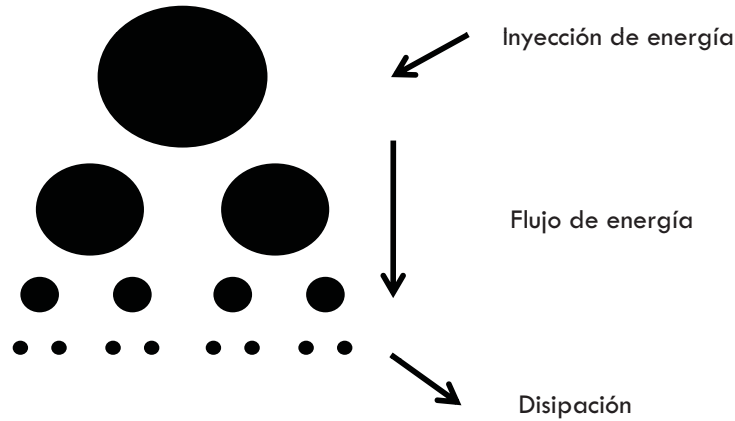


Figura 2.7: Esquema de cascada de energía.

### Escalas de Kolmogorov

El fenómeno descrito por Richardson fue cuantificado por Kolmogorov [18], en particular identificó las escalas más pequeñas que participan en la turbulencia. Para identificar los distintos rangos de escalas, Kolmogorov utilizó los siguientes supuestos [19]:

- Isotropía local: para valores suficientemente elevados del número de Reynolds, los movimientos de las pequeñas escalas turbulentas son estadísticamente isotrópicos.
- Primera Hipótesis de Similaridad: en todos los flujos turbulentos con un número de Reynolds lo suficientemente elevado, las escalas de movimiento pequeñas ( $l < l_{EI}$ , ver figura 2.8) tienen una forma universal que está determinada únicamente por la viscosidad cinemática  $\nu$  y la tasa de disipación  $\varepsilon$ .
- Segunda Hipótesis de Similaridad: en todos los flujos turbulentos con un número de Reynolds lo suficientemente elevado, las escalas de movimiento  $l$  en el rango  $l_{EI} > l > l_{DI}$  tienen una forma universal que está determinada únicamente por la tasa de disipación  $\varepsilon$ , independientes de la viscosidad cinemática  $\nu$ .

Kolmogorov concluyó que existían tres rangos de escalas: el rango de contención de energía, el sub-rango inercial y el rango de disipación. En el rango de contención de energía se encuentran los principales y más grandes eddies, los que contienen la energía directamente aportada por el mecanismo de producción. Luego, en el sub-rango inercial, la energía pasa a eddies más y más pequeños sin disiparse. Finalmente, en el rango disipativo los efectos viscosos comienzan a ser importantes y la energía, por lo tanto, a ser disipada. Las escalas en las que ocurre la disipación se les conoce como “escalas de Kolmogorov”.

La figura 2.8 muestra los distintos rangos de las escalas de un flujo turbulento según Kolmogorov, donde:  $L$  corresponde a la escala del flujo (el ancho  $2e$  del doble jet en el presente trabajo);  $l_0$  es la mayor escala de los eddies (escala integral), la que generalmente es tomada igual a  $L$ ;  $l_{EI}$  es el límite entre el rango de contención de energía y el sub-rango inercial;  $l_{DI}$  es el límite entre el rango disipativo y el sub-rango inercial; y  $\eta$  es la escala de tamaño más pequeña de los eddies disipativos.

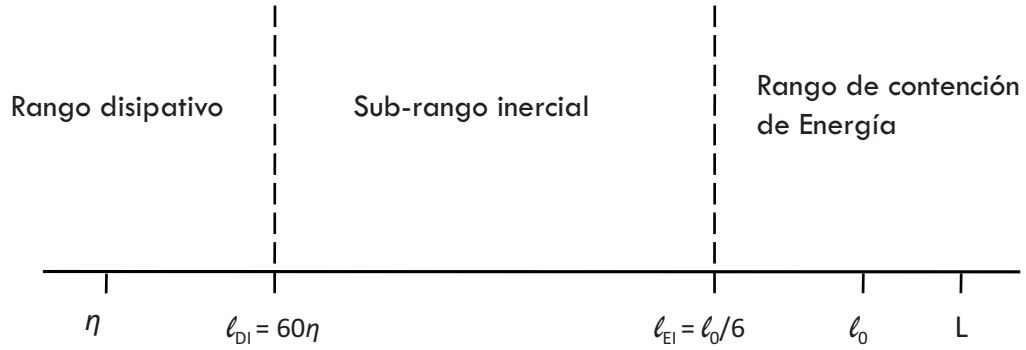


Figura 2.8: Esquema de rangos propuestos por Kolmogorov.

Las escalas de Kolmogorov, las cuales Kolmogorov obtuvo mediante un análisis dimensional, vienen dadas por

$$\eta \equiv (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad (2.5)$$

$$u_\eta \equiv (\nu\varepsilon)^{1/4}, \quad (2.6)$$

$$\tau_\eta \equiv (\nu/\varepsilon)^{1/2}. \quad (2.7)$$

La tasa de disipación de energía  $\varepsilon$ , para turbulencia en equilibrio (la disipación igual a la producción), se puede estimar mediante la ecuación 2.8

$$\varepsilon \approx \frac{u_0^3}{l_0}, \quad (2.8)$$

donde  $u_0$  es la velocidad característica de la escala integral  $l_0$ . Como se mencionó en párrafos precedentes, la escala integral se puede aproximar a la escala del flujo y por la tanto la velocidad  $u_0$  puede ser aproximada a la velocidad del flujo, que en este trabajo corresponde a la velocidad del jet de mayor velocidad.

Como se observó en la figura 2.8, el amplio rango de escalas de tamaño puede ser dividido en tres zonas. Considerando un dominio transformado en número de onda ( $\kappa = 2\pi/l$ , donde  $l$  es una longitud de escala general) se puede obtener la distribución espacial de la energía o el espectro de energía, donde el rango de números de onda de interés es entre  $\kappa_L = 2\pi/L$  y  $\kappa_\eta = 2\pi/\eta$ . Según Kolmogorov el espectro es determinado por el número de onda  $\kappa$  y la disipación de energía cinética turbulenta  $\varepsilon$ . Entonces, por argumentos dimensionales se tiene que el espectro de energía cinética turbulenta viene dado por

$$E(\kappa) = C_k \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (2.9)$$

donde  $C_k$  es la constante de Kolmogorov. Dado los supuestos utilizados por Kolmogorov para llegar a la expresión anterior, ésta sólo es válida para el sub-rango inercial. Un esquema de lo antes planteado se puede apreciar en la figura 2.9

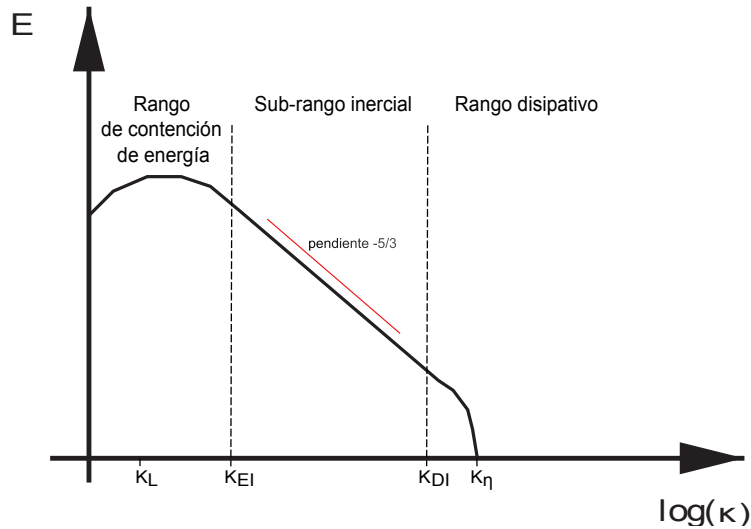


Figura 2.9: Espectro de energía.

### 2.3.3. Estructuras vorticiales

En esta sección se dará una breve descripción de dos estructuras vorticiales en particular, que son de interés en este trabajo: las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz y las estructuras contra-rotatorias tipo Görtler.

### Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz

Las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz (KH) son el resultado de esfuerzos de corte entre dos medios, los cuales no necesariamente tienen la misma naturaleza [20]. Cuando la capa de uno de los fluidos tenga un radio de curvatura distinto de cero, el otro fluido tenderá a generar una ligera fuerza centrífuga la que produce un cambio de presión, de tal modo que el radio de curvatura se amplifica. En la figura siguiente se puede observar el proceso de generación de vórtices KH (izquierda) y además, un ejemplo de las estructuras que se forman (derecha).

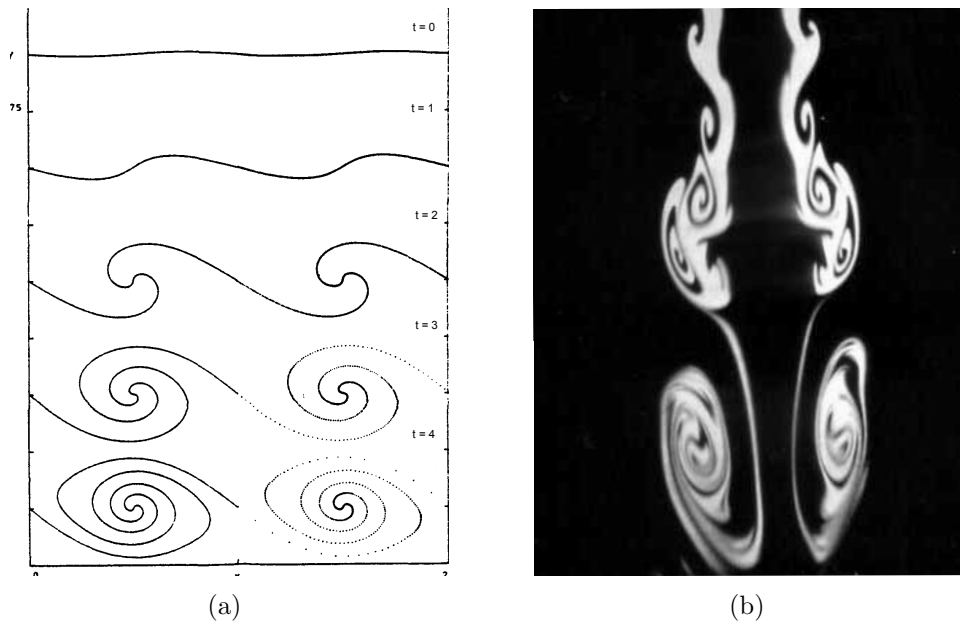


Figura 2.10: Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz: (a) Generación KH [21], (b) Estructuras KH [22].

### Inestabilidades contra-rotatorias

Las inestabilidades contra-rotatorias son estructuras elongadas, orientadas en la dirección del flujo y que se presentan en pares con sentidos contrarios de rotación. Este tipo de inestabilidades de capa límite es inducida por la curvatura de la pared, tanto cóncava como convexa, y son conocidas como vórtices de Görtler [23]. Sin embargo, estructuras similares a las antes mencionadas han sido observadas en algunas investigaciones para jets planos en impacto contra una superficie plana [10][24]. En la figura 2.11 se puede observar lo antes mencionado.

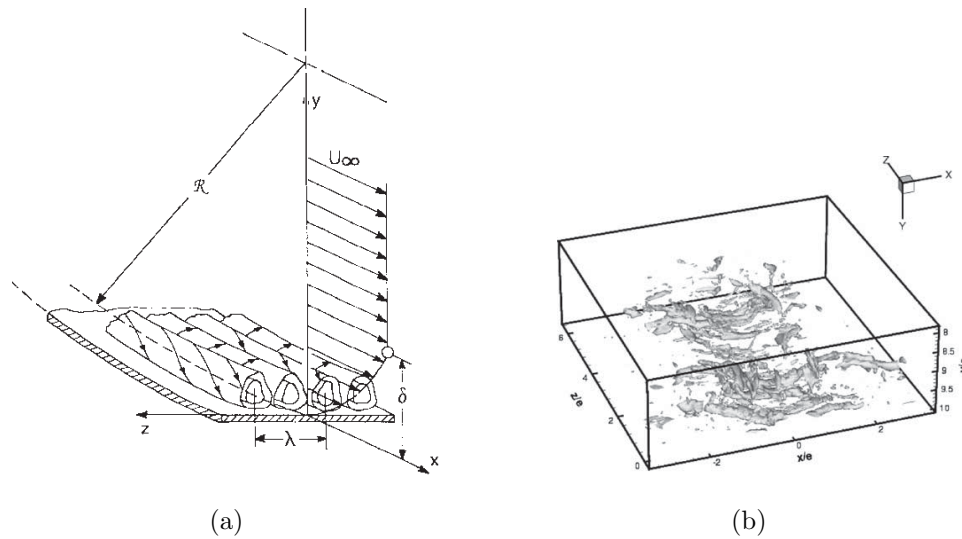


Figura 2.11: Inestabilidades contra-rotatorias: (a) Vórtices de Görtler en pared cóncava [23], (b) Inestabilidades reveladas en estudio numérico [24].

Las condiciones de formación de estructuras de Taylor-Görtler se dan cuando el número adimensional de Görtler, definido en la ecuación 2.10, es mayor o igual a 0,3 [25], donde  $U_\infty$  es la velocidad externa del flujo que se observa en la figura 2.11a,  $\delta_r$  es el espesor de la capa de deslizamiento y  $R$  es el radio de curvatura de la pared.

$$G = \frac{U_\infty \delta_r}{\nu} \left( \frac{\delta_r}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

## 2.4. Transporte turbulento de cantidad de movimiento y calor

La turbulencia consiste en fluctuaciones aleatorias de la velocidad, por lo que debe ser tratada con métodos estadísticos. El análisis estadístico no tiene porque ser sofisticado, una simple descomposición de todas las cantidades en sus valores medios y fluctuantes es suficiente. Las fluctuaciones de velocidad turbulenta pueden generar grandes flujos de cantidad de movimiento entre diferentes partes de un fluido, estos flujos de cantidad de movimiento pueden ser interpretados como esfuerzos y comúnmente se denominan esfuerzos de Reynolds. Por otro lado, el transporte turbulento de un contaminante pasivo como el calor sigue un análisis similar al de cantidad de movimiento.



### 2.4.1. Ecuaciones de Reynolds

En turbulencia, describir el flujo en todos los puntos en tiempo y espacio no es posible. Por lo que se han desarrollado ecuaciones gobernantes de cantidades medias. La ecuación de movimiento para un punto en un fluido incompresible es

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.11)$$

donde  $u_i$  es la velocidad instantánea en la dirección  $x_i$ ,  $\rho$  es la densidad, y  $\sigma_{ij}$  es el tensor de esfuerzos en dicho punto.

Si el fluido es Newtoniano, el tensor de esfuerzos  $\sigma_{ij}$  viene dado por

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu s_{ij}, \quad (2.12)$$

donde  $p$  es la presión hidrostática,  $\delta_{ij}$  es la delta de Kronecker, y  $\mu$  la viscosidad dinámica del fluido. El tensor tasa de deformación  $s_{ij}$  viene dado por

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.13)$$

Uniendo las ecuaciones anteriores con la ecuación de continuidad, se obtiene la ecuación de Navier-Stokes

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2}, \quad (2.14)$$

donde  $\nu$  corresponde a la viscosidad cinemática del fluido.

### Descomposición de Reynolds

La velocidad instantánea  $u_i$  se puede descomponer como

$$u_i = U_i + u'_i, \quad (2.15)$$

donde  $U_i$  es la velocidad promedio del flujo en la dirección  $x_i$  y  $u'_i$  es la componente fluctuante de la velocidad en el tiempo.

Se puede interpretar  $U_i$  como un promedio temporal, definido por

$$U_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i dt. \quad (2.16)$$

El valor promedio de las fluctuaciones es cero por definición, es decir

$$\overline{u'_i} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (u_i - U_i) dt \equiv 0. \quad (2.17)$$

Por otro lado, el valor medio de la derivada espacial de una variable es igual a su correspondiente derivada espacial del valor medio de dicha variable, por ejemplo

$$\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_i}} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i}. \quad (2.18)$$

Del mismo modo, la presión  $p$  y el tensor  $\sigma_{ij}$  se pueden descomponer en sus términos medios y fluctuantes, como

$$p = P + p', \quad \bar{p} \equiv 0, \quad (2.19)$$

$$\sigma_{ij} = \Sigma_{ij} + \sigma'_{ij}, \quad \bar{\sigma}_{ij} \equiv 0. \quad (2.20)$$

### Ecuación de flujo medio

Incorporando las descomposiciones anteriores en la ecuación 2.14 y tomando promedio temporal, se obtiene

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\Sigma_{ij} - \overline{\rho u'_i u'_j}), \quad (2.21)$$

donde

$$\Sigma_{ij} = \mu \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \bar{p} \delta_{ij}. \quad (2.22)$$

La ecuación 2.21 se conoce como la ecuación de flujo medio. El término izquierdo de la ecuación representa el transporte medio de cantidad de movimiento de las fluctuaciones turbulentas. En cambio el lado derecho, que se asocia a una divergencia, se interpreta como una fuerza resultante de la turbulencia del flujo. El argumento de la divergencia se interpreta

como el esfuerzo total actuando en un flujo turbulento. Este esfuerzo tiene dos componentes, uno de origen viscoso,  $\Sigma_{ij}$ , y otro de origen turbulento,  $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ . El último término es conocido como Tensor de Esfuerzos de Reynolds y se interpreta como la contribución del movimiento turbulento al transporte medio de cantidad de movimiento.

### 2.4.2. Transporte turbulento de calor

El punto de partida es la ecuación de difusión de calor en un flujo, la cual viene dada por

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2}, \quad (2.23)$$

donde  $T$  es la temperatura y  $\alpha$  la difusividad térmica. La temperatura  $T$  en  $(x_i, t)$  se puede descomponer en su valor medio  $\Theta$  y en fluctuaciones de temperatura  $T'$ , como

$$T = \Theta + T'. \quad (2.24)$$

Reemplazando el término anterior en la ecuación 2.23 y tomando promedio temporal de todos los términos de la ecuación resultante, se obtiene

$$U_j \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} - \overline{u'_j T'} \right). \quad (2.25)$$

El flujo de calor medio  $Q_j$  se escribe como

$$Q_j = \rho C_p \left[ \overline{u'_j T'} - \alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} \right], \quad (2.26)$$

donde  $C_p$  es el calor específico a presión constante.

Por lo tanto, el flujo de calor es la suma de las contribuciones del movimiento molecular y del movimiento turbulento. El término  $\overline{u'_j T'}$  se interpreta como la contribución del movimiento turbulento del flujo al transporte medio de calor, mientras que el término  $\alpha \frac{\partial \Theta}{\partial x_j}$ , corresponde a la contribución de la difusividad y del gradiente térmico promedio al transporte medio de calor.

La intensidad de turbulencia de la temperatura se define como el cociente entre el valor RMS de una serie de tiempo de temperatura y una temperatura de referencia  $T_0$ .

$$I_T = \frac{\sqrt{\overline{T'^2}}}{T_0}. \quad (2.27)$$

La ecuación se puede modificar utilizando una diferencia entre temperaturas de referencia,  $\Delta T_0$ , y no una temperatura de referencia  $T_0$  fija, para así lograr curvas auto-similares [26].

## 2.5. Cantidades fluctuantes: momentos de tercer y cuarto orden

Es interesante describir la turbulencia a través de los momentos de orden 3 y 4. Estos son conocidos como los coeficientes de asimetría (Skewness en inglés,  $S$ ) y de achatamiento (Kurtosis o Flatness,  $K$ ), respectivamente. El coeficiente  $S$  es un indicador de la asimetría entre las fluctuaciones positivas y negativas, y el coeficiente  $K$  es indicativo de la probabilidad de ocurrencia de amplitudes extremas.

Estos parámetros proporcionan información acerca de la asimetría de la densidad de probabilidad y su distribución alrededor de su centro. La distribución de referencia es la de la turbulencia homogénea e isotrópica. En efecto, se caracteriza por los coeficientes  $S$  y  $K$  que son, respectivamente, -0,45 y 3 según la teoría cuasi normal de Markov. Los estudios experimentales muestran que la velocidad ( $u, v, w$ ) de un flujo turbulento y sus componentes tienen una distribución cuasi-gaussiana, pues la falta de homogeneidad inherente del flujo hace que sea imposible obtener una turbulencia completamente isotrópica. Hay que tener en cuenta que los coeficientes  $S$  y  $K$  son, respectivamente, 0 y 3 en el caso de una distribución de Gauss.

Por definición, el coeficiente de achatamiento  $K$  viene dado por:

$$K = \frac{\overline{u^4}}{(\overline{u^2})^2}. \quad (2.28)$$

Un valor bajo del coeficiente anterior indica una forma plana de la distribución de probabilidad o con pocos peaks.

El coeficiente de asimetría  $S$  se define por:

$$S = \frac{\overline{u^3}}{(\overline{u^2})^{3/2}}, \quad (2.29)$$

y se utiliza para caracterizar indirectamente la transferencia entre las escalas. Este coeficiente caracteriza el mecanismo no lineal de creación de estructuras pequeñas y los efectos de la disipación de estas últimas. Los valores de  $S$  pueden ser negativos. De hecho, un momento negativo de orden 3 es característico de un alto corte o cizalladura necesario para estirar vórtices y para crear vórtices de pequeña escala a partir de los de gran escala [27].

## Capítulo 3

# Modelación matemática

En este capítulo se presenta la modelación matemática de los distintos procesos involucrados en el problema en estudio. Debido a la naturaleza turbulenta del flujo, es necesario incorporar un modelo de turbulencia para representar de mejor manera el comportamiento dinámico del dispositivo de confinamiento. Para empezar, se presentan las ecuaciones de Navier-Stokes que gobiernan el fenómeno estudiado y luego, se muestran los detalles del modelo turbulento utilizado. Para una mejor comprensión se puede consultar la Guía Teórica de ANSYS FLUENT [8], donde se aborda en detalle gran parte de lo que se presenta en este capítulo.

### 3.1. Ecuaciones de balance

Todo flujo debe cumplir con las ecuaciones de balance del sistema que corresponden a las ecuaciones de Navier-Stokes. Por otro lado, dependiendo de la complejidad del problema considerado, también deben ser resueltas ecuaciones de balance adicionales, como por ejemplo, la ecuación de energía. Debido a que en el presente estudio existe una fuente térmica, es necesario incluir en las simulaciones la influencia de la temperatura, por lo que la ecuación de balance de energía es considerada en todas las simulaciones salvo que se indique lo contrario. Incorporar un modelo turbulento al problema proporciona ecuaciones de transporte adicionales, cuya formulación depende del modelo seleccionado.

#### 3.1.1. Conservación de masa

La ecuación de conservación de masa, o ecuación de continuidad, tiene la siguiente forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = S_m. \quad (3.1)$$

Esta ecuación es la forma general de la ecuación de continuidad y es válida tanto para flujos compresibles como incompresibles. El término fuente  $S_m$  corresponde a la masa agregada al flujo, el cual se considera nulo para este trabajo.

### 3.1.2. Balance de cantidad de movimiento

El balance de la cantidad de movimiento en un sistema inercial está dado por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{u}) + \nabla \cdot (\rho\vec{u}\vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}}) + \rho\vec{g} + \vec{F}, \quad (3.2)$$

donde  $p$  es la presión estática,  $\bar{\bar{\tau}}$  es el tensor de esfuerzos,  $\rho\vec{g}$  es la fuerza gravitacional del cuerpo y  $\vec{F}$  representa las fuerzas externas al cuerpo.

Para un fluido newtoniano el tensor de esfuerzos está determinado por:

$$\bar{\bar{\tau}} = \mu \left[ (\nabla\vec{u} + \nabla\vec{u}^T) - \frac{2}{3}\nabla \cdot \vec{u}I \right], \quad (3.3)$$

con  $\mu$  la viscosidad molecular y  $I$  el tensor unitario.

### 3.1.3. Balance de energía

La ecuación de balance de energía se puede expresar como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{u}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (\lambda_{eff}\nabla T + (\bar{\bar{\tau}}_{eff} \cdot \vec{u})) + S_h, \quad (3.4)$$

donde  $\lambda_{eff}$  es la conductividad térmica efectiva, que representa la suma  $\lambda + \lambda_t$ , donde  $\lambda_t$  es la conductividad térmica turbulenta, definida de acuerdo al modelo turbulento que es utilizado. Los primeros dos términos del lado derecho de la ecuación de energía representan la transferencia de energía debido a la conducción y disipación viscosa, respectivamente. El término  $S_h$  es un término que incluye el calor debido a una reacción química, una fuente de radiación o algún término fuente existente que puede ser definido.

## 3.2. Modelación de la turbulencia

Los flujos turbulentos se caracterizan por fluctuaciones en los campos de velocidad. Estas fluctuaciones mezclan cantidades de transporte como: momentum, energía y concentración de

especies. Dado que estas fluctuaciones pueden ser de escalas pequeñas y de alta frecuencia, son demasiado costosas computacionalmente para simular directamente en problemas prácticos. En cambio, las ecuaciones gobernantes instantáneas pueden ser promediadas en el tiempo o manipuladas para eliminar la resolución de escalas pequeñas, dando como resultado un conjunto de ecuaciones que son computacionalmente menos costosas de resolver. Sin embargo, las ecuaciones modificadas contienen otras variables desconocidas, por lo tanto, los modelos de turbulencia son necesarios para determinar estas variables en términos de cantidades conocidas.

En la siguiente sección se describe la teoría detrás del modelo “Large Eddy Simulation”.

### 3.2.1. Large Eddy Simulation (LES)

Como se mencionó en el capítulo anterior, los flujos turbulentos se caracterizan por eddies de un amplio rango de tamaños y escalas de tiempo. En teoría, es posible resolver directamente todo el espectro de escalas turbulentas utilizando Simulación Numérica Directa (DNS, por sus siglas en inglés). La modelación no es requerida en DNS, sin embargo, el costo computacional es demasiado alto no siendo factible en problemas prácticos de ingeniería con un elevado número de Reynolds.

En LES, los eddies de gran tamaño se resuelven directamente, mientras que los eddies pequeños son modelados. Este modelo turbulento se encuentra ubicado entre DNS y RANS en cuanto a la fracción de escalas resueltas en el flujo, además permite observar una imagen no promediada del flujo a diferencia de los modelos RANS. Los fundamentos detrás de LES se pueden resumir en los siguientes puntos:

- Momentum, masa, energía y otros escalares pasivos son transportados mayormente por eddies de gran tamaño.
- Los eddies de gran tamaño son más dependientes del problema. Estos son determinados por condiciones geométricas y de borde del flujo involucrado.
- Los eddies pequeños son menos dependientes de la geometría, tienden a ser más isotrópicos y, consecuentemente, más universales.
- La probabilidad de encontrar un modelo de turbulencia universal es mucho más alta para eddies pequeños.

El resolver sólo los eddies de gran tamaño posibilita el usar mallas mucho más gruesas y pasos de tiempo más largos en LES que en DNS. Sin embargo, LES de todas formas debe utilizar una malla más fina que las utilizadas en los típicos modelos RANS. Además, LES requiere calcular un tiempo suficientemente largo para obtener resultados estables del flujo modelado. Como resultado, el costo computacional involucrado con LES es normalmente varios órdenes

de magnitud mayor que para cálculos estacionarios en RANS, en términos de memoria (RAM) y tiempo de cálculo, pero se obtienen resultados más exactos y detallados [28]. Por lo tanto se hace necesario utilizar herramientas de la computación de alto rendimiento, como el cálculo en paralelo.

### Filtrado

Las ecuaciones gobernantes utilizadas por LES son obtenidas mediante el filtrado de las ecuaciones de Navier-Stokes en el espacio de Fourier o en el espacio físico. El proceso de filtrado elimina efectivamente los eddies cuyas escalas son más pequeñas que el tamaño del filtro o el espaciado de la malla utilizado en los cálculos. Por lo tanto, las ecuaciones resultantes gobiernan únicamente la dinámica de los eddies grandes.

Una variable filtrada se define

$$\hat{\phi}(x) = \int_{\mathcal{D}} \phi(x')G(x, x')dx', \quad (3.5)$$

donde  $\mathcal{D}$  es el dominio del fluido y  $G(x, x')$  es la función de filtro que determina las escalas de los eddies a resolver.

En FLUENT, la discretización de volúmenes finitos establece implícitamente la operación de filtrado

$$\hat{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_{\nu} \phi(x')dx', \quad x' \in \nu, \quad (3.6)$$

donde  $V$  es el volumen de la celda computacional. La función de filtro  $G(x, x')$  cumple

$$G(x, x') = \begin{cases} 1/V & \text{si } x' \in \nu \\ 0 & \text{si } x' \notin \nu \end{cases}. \quad (3.7)$$

### Modelos de escalas de subgrilla (SGS)

Los esfuerzos de escalas de subgrilla que surgen de la operación de filtrado son desconocidos y requieren ser modelados. Los modelos de turbulencia de escala de subgrilla utilizados en FLUENT emplean la hipótesis de Boussinesq como los modelos RANS, y se calculan los esfuerzos de escala de subgrilla a partir de

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_t\hat{S}_{ij}, \quad (3.8)$$



donde  $\mu_t$  es la viscosidad turbulenta de escala de subgrilla. La parte isotrópica de los esfuerzos  $\tau_{kk}$  no es modelada, pero es añadida en el término de presión estática filtrada.  $\hat{S}_{ij}$  es el tensor de tasa de deformación para las escalas resueltas y al igual que antes se define como

$$\hat{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.9)$$

Para flujos compresibles es conveniente introducir el operador de filtrado de Favre

$$\tilde{\phi} = \frac{\hat{\rho}\phi}{\hat{\rho}}. \quad (3.10)$$

La forma compresible del tensor de esfuerzos de escalas de subgrilla está definido como

$$\tau_{ij} = \hat{\rho} \widetilde{u_i u_j} - \hat{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j. \quad (3.11)$$

Este término está dividido en su parte isotrópica y su parte desviacional

$$\tau_{ij} = \underbrace{\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij}}_{desviacional} + \underbrace{\frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij}}_{isotrópica}. \quad (3.12)$$

La parte desviacional del tensor de esfuerzos de escalas de subgrilla es modelada con la forma compresible del modelo de Smagorinsky

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = 2\mu_t \left( S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{kk}\delta_{ij} \right). \quad (3.13)$$

Para flujos incompresibles, el término  $\tau_{kk}$  puede ser sumado a la presión filtrada o simplemente ignorado. En efecto, este término puede ser reescrito como  $\tau_{kk} = \gamma M_{sgs}^2 \hat{p}$ , donde  $M_{sgs}$  es el número de Mach de subgrilla. Se puede esperar que este número de Mach de subgrilla sea pequeño cuando el número de Mach turbulento del flujo es pequeño.

El flujo turbulento de escala de subgrilla de un escalar  $\phi$ , se modela usando el número de Prandtl turbulento de escala de subgrilla por

$$q_j = -\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \phi}{\partial x_j}, \quad (3.14)$$

donde  $q_j$  es el flujo de la escala de subgrilla.

En los modelos dinámicos, el número de Prandtl de escala de subgrilla o el número de Schmidt se obtienen aplicando el procedimiento dinámico original propuesto por Germano [29] al flujo de escala de subgrilla.

### Modelo de Smagorinsky-Lilly

Este simple modelo fue propuesto primero por Smagorinsky. En el modelo de Smagorinsky-Lilly, la viscosidad es modelada por

$$\mu_t = \rho L_s^2 \left| \hat{S} \right|, \quad (3.15)$$

donde  $L_s$  es el tamaño de mezcla para las escalas de subgrilla y  $\left| \hat{S} \right| = \sqrt{2\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij}}$ . En FLUENT,  $L_s$ , se calcula usando

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}), \quad (3.16)$$

donde  $\kappa$  es la constante de Von Kármán,  $d$  es la distancia a la pared más cercana,  $C_s$  es la constante de Smagorinsky, y  $V$  es el volumen de la celda computacional.

Lilly obtuvo un valor de 0,17 para  $C_s$  para turbulencia isotrópica homogénea en el subrango inercial. Sin embargo, se ha encontrado que este valor causa un excesivo apaciguamiento de las fluctuaciones de gran escala en presencia de flujos medios de cizalle y de transición, como también cerca de una pared, por lo que debe ser reducido en esas regiones. En resumen,  $C_s$  no es una constante universal, la cual es la deficiencia más seria de este modelo. No obstante, se ha encontrado que un valor de 0,1 para  $C_s$  brinda los mejores resultados para un gran rango de flujos.

### 3.2.2. Tratamientos de pared

Los flujos turbulentos son fuertemente afectados por la presencia de paredes. Los modelos RSM,  $k - \varepsilon$  y LES, generalmente no son válidos para sectores cercanos a las paredes, debido principalmente a que los campos de velocidad se ven afectados por la condición de no deslizamiento que debe ser satisfecha. Por otro lado, la turbulencia también se ve afectada por los efectos viscosos que reducen las fluctuaciones de velocidad, mientras que en zonas alejadas a la pared los altos gradientes de velocidad favorecen la producción de energía cinética turbulenta.

Por lo anterior, es necesario modelar de forma correcta los efectos cercanos a las paredes, pues afectará la calidad de la solución y de los resultados obtenidos ya que son la principal fuente de vorticidad y turbulencia en flujos rodeados por paredes.

Numerosos estudios experimentales han mostrado que la región cercana a una pared puede ser subdividida en tres capas. En la capa más cercana a la pared, llamada subcapa viscosa, el flujo es casi laminar y la viscosidad cumple un papel dominante en la transferencia de cantidad de movimiento. En la capa más externa, llamada capa turbulenta, la turbulencia es la que juega el rol principal. Finalmente, existe una capa intermedia entre la subcapa

viscosa y la región turbulenta donde los efectos de la viscosidad molecular y la turbulencia son igualmente importantes. La figura 3.1 ilustra las divisiones antes mencionadas para zonas cercanas a una pared.

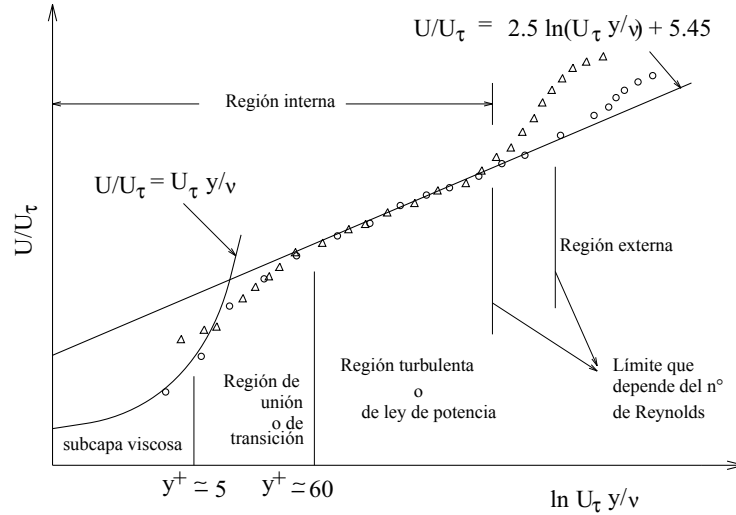


Figura 3.1: Subdivisiones de la región cercana a la pared [8].

En la figura anterior,  $U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$  es la velocidad de fricción o corte, que relaciona los esfuerzos de corte con la densidad del fluido, e  $y^+ = \rho U_\tau y / \mu$  es un número adimensional que caracteriza la ubicación de la subcapa viscosa.

### Función de pared standard

Las funciones de pared standard implementadas en FLUENT están basadas en el trabajo de Launder y Spalding [30]. Estas funciones calculan la velocidad media, energía cinética turbulenta, la disipación de energía cinética turbulenta y la temperatura en el sector cercano a la pared, sin necesidad de modificar las ecuaciones de transporte de ese sector.

La ley de pared para la velocidad media sigue una función compuesta, en la cual para la región turbulenta se ocupa una función logarítmica, mientras que en la subcapa viscosa se ocupa una relación esfuerzo-deformación laminar. Estas relaciones se presentan a continuación

$$U^* = \begin{cases} \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) & \text{si } y^* > 11,225 \\ y^* & \text{si } y^* < 11,225 \end{cases}, \quad (3.17)$$

donde

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho}, \quad (3.18)$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu} \quad (3.19)$$

El punto  $P$  es el punto central de la primera celda que se encuentra adyacente a la pared.

Para el caso de la energía se utiliza la analogía de Reynolds entre el transporte de cantidad de movimiento y energía, por lo que también se tiene una ley logarítmica para la temperatura media. En este caso se incorporan dos leyes diferentes, una ley lineal para la conducción térmica en la subcapa, donde la conducción es relevante, y una ley logarítmica para la región turbulenta donde los efectos de la turbulencia predominan sobre la conducción.

Para el caso de flujos incompresibles, la ley de pared térmica sigue la siguiente función

$$T^* \equiv \frac{(T_w - T_P) \rho C_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} y^* Pr & \text{si } y^* < y_T^* \\ Pr_t \left[ \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + P \right] & \text{si } y^* > y_T^* \end{cases}, \quad (3.20)$$

donde  $P$  se calcula según la relación de Jayatilleke [31]

$$P = 9,24 \left[ \left( \frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] [1 + 0,28e^{-0,007Pr/Pr_t}]. \quad (3.21)$$

El espesor de la subcapa térmica adimensional,  $y_T^*$ , es calculado como el valor de  $y^*$  al cual las leyes lineal y logarítmica intersectan, para un número de Prandtl dado. El procedimiento de cálculo para aplicar la ley de pared para la temperatura es el siguiente: primero se especifican las propiedades físicas del fluido modelado y se calcula el número de Prandtl molecular. Luego, se calcula el espesor de la capa límite térmica  $y_T^*$  como se mencionó anteriormente, y el valor se almacena. Durante la iteración, dependiendo del valor de  $y^*$ , en la celda cercana a la pared se utiliza el perfil lineal o el logarítmico para calcular la temperatura de pared  $T_w$  o el flujo de calor  $\dot{q}$ .

### 3.3. Modelación de la transferencia de calor por radiación

Modelar la transferencia de calor por radiación es necesario cuando el flujo de calor radiativo es comparable con los flujos de calor ocasionados por los mecanismos de conducción y convección. El calor radiante se puede cuantificar mediante la siguiente expresión

$$Q_{rad} = \sigma (T_{max}^4 - T_{min}^4), \quad (3.22)$$

donde  $\sigma$  es la constante de Stefan-Boltzmann ( $5,669 \times 10^{-8} [W/m^2 K^4]$ ). Como el presente trabajo incluye una fuente de calor en la instalación modelada que alcanza temperaturas elevadas, superiores a los  $500[^\circ C]$ , y la radiación tiene una relación de cuarto orden con la temperatura, el flujo de calor por radiación cumple un papel fundamental en este estudio.

Para la transferencia de calor por radiación FLUENT dispone de cinco modelos para distintas aplicaciones. Los modelos son los siguientes: transferencia discreta (DTRM), radiativo P-1, Rosseland, ordenadas discretas (DO) y superficie a superficie (S2S).

Dada las características del modelo computacional de la instalación, tanto el mallado, las condiciones de borde y el cálculo en paralelo, no todos los modelos se pueden utilizar o son adecuados para el problema en particular que se quiere abordar. Por ejemplo, el modelo DTRM no es compatible con el cálculo en paralelo y el modelo S2S no es compatible con el tipo de mallado (el cual será abordado más adelante) utilizado en la geometría. Por otro lado, los modelos P-1 y Rosseland tienden a sobreestimar los flujos radiativos producidos por fuentes localizadas de calor, que es el caso particular de este estudio. El modelo DO se presenta como el más adecuado para el cálculo de la transferencia de calor por radiación, pues permite resolver un amplio rango de problemas, desde radiación entre superficies hasta problemas de combustión con medio participante. Además, el modelo DO es el más adecuado para el cálculo de radiación en casos de fuentes localizadas de calor [8].

#### 3.3.1. Ecuación de transferencia radiativa

La propagación de la radiación a través de un medio es afectada por procesos de emisión, absorción y dispersión. La ecuación de transferencia radiativa (RTE, por sus siglas en inglés) describe estas interacciones matemáticamente, esta ecuación tiene una amplia variedad de aplicaciones que incluyen temas como óptica, astrofísica, entre otros. La RTE en la posición  $\vec{r}$  y en la dirección  $\vec{s}$  viene dada por

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}') d\Omega', \quad (3.23)$$

Soluciones analíticas para la ecuación de transferencia radiativa existen para casos muy simplificados, por lo que para medios más realistas los métodos numéricos son altamente requeridos dada la complejidad de la ecuación.

La figura 3.2 ilustra el proceso de transferencia de calor por radiación.

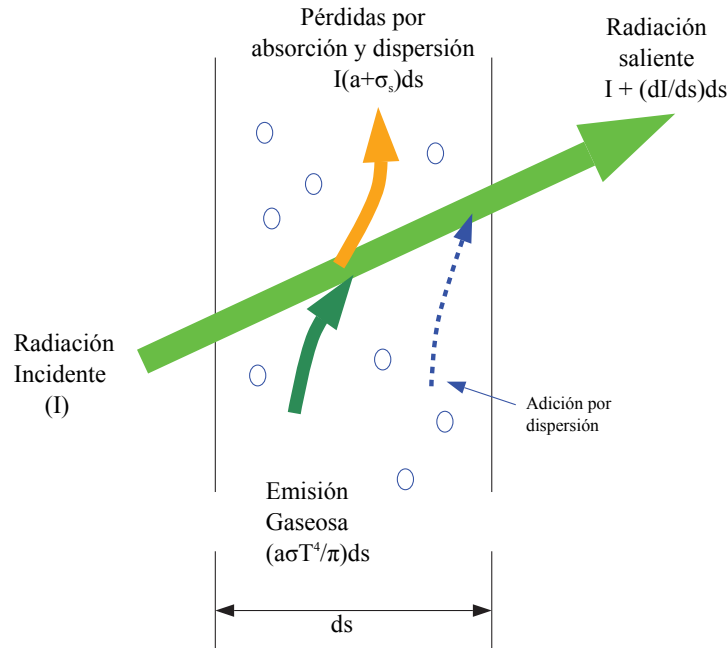


Figura 3.2: Transferencia de calor por radiación.

### 3.3.2. Modelo de radiación DO

El modelo radiativo DO resuelve la ecuación de transferencia radiativa (RTE) para un número finito de ángulos sólidos discretos, cada uno asociado a un vector de dirección  $\vec{s}$  fijo en el sistema cartesiano global  $(x, y, z)$ . El modelo DO transforma la ecuación 3.24 en una ecuación de transporte para la intensidad de radiación en el espacio de coordenadas  $(x, y, z)$ . El modelo resuelve tantas ecuaciones de transporte como cantidad de direcciones  $\vec{s}$  seleccionadas.

La implementación utilizada emplea una variante conservadora del modelo DO, llamada esquema de volúmenes finitos, en este caso las ecuaciones de energía y de intensidad de radiación son resueltas una a una.

### Ecuaciones del modelo DO

El modelo DO considera la ecuación de transferencia radiativa (RTE) en la dirección  $\vec{s}$  como un campo de ecuaciones. Por lo tanto, la ecuación 3.24 se escribe como

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s})\vec{s}) + (a + \sigma_s)I(\vec{r}, \vec{s}) = an^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}')\Phi(\vec{s} \cdot \vec{s}')d\Omega'. \quad (3.24)$$

### Discretización angular

Cada octante del espacio angular  $4\pi$  en cualquier localización espacial se discretiza en  $N_\theta \times N_\phi$  ángulos sólidos, llamados ángulos de control. Los ángulos  $\theta$  y  $\phi$  son los ángulos polar y azimutal, respectivamente, y se miden con respecto al sistema cartesiano global  $(x, y, z)$  como se muestra en la figura 3.3. En cálculos tridimensionales se resuelven un total de  $8N_\theta N_\phi$  direcciones.

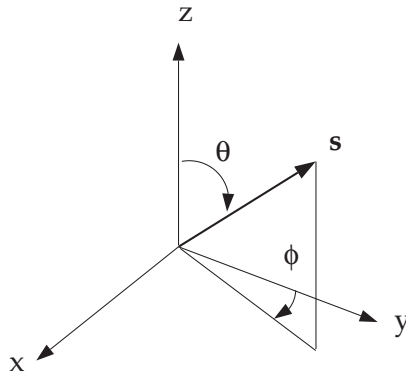


Figura 3.3: Sistemas de coordenadas angular.

Por otro lado, los ángulos de control se dividen en  $N_{\theta_p} \times N_{\phi_p}$  pixeles, como se muestra en la figura 3.4, en donde la energía contenida en cada pixel es tratada como entrante o saliente desde la cara.

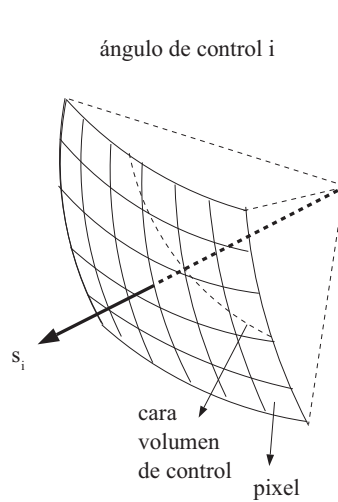


Figura 3.4: Pixelado de ángulos de control.

### Tratamiento de paredes opacas

El modelo radiativo de ordenadas discretas permite especificar paredes opacas tanto al interior como al exterior del dominio. Las paredes opacas son tratadas como grises si la radiación gris está siendo calculada.

El esquema de la figura 3.5 muestra la radiación incidente  $q_{in,a}$  sobre un lado de una pared opaca. Parte de la energía radiante es reflejada difusa y especularmente, dependiendo de la fracción  $f_d$  que se puede especificar como condición de borde. Parte de la radiación incidente es absorbida por la superficie de la pared y otra parte es emitida por la pared como se muestra en la figura 3.5. La cantidad de la radiación incidente absorbida y emitida por la superficie depende de su emisividad y la fracción difusa.



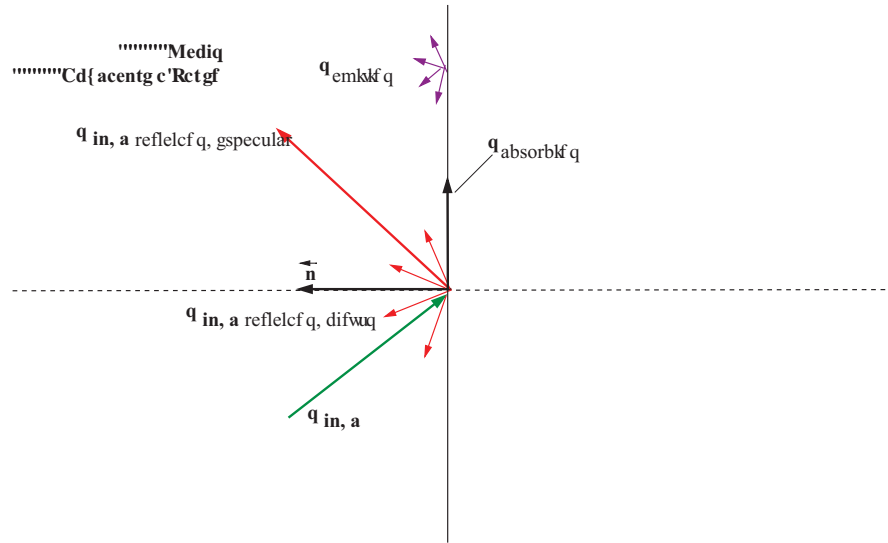


Figura 3.5: Radiación DO en pared opaca.

Las cantidades generales calculadas por FLUENT en paredes opacas son:

- Energía emitida por superficie de la pared =  $n^2 \epsilon_w \sigma T_w^4$ .
- Energía reflejada difusamente =  $f_d(1 - \epsilon_w)q_{in}$ .
- Energía reflejada especularmente =  $(1 - f_d)(1 - \epsilon_w)q_{in}$ .
- Energía absorbida por superficie de la pared =  $\epsilon_w q_{in}$ .

donde  $f_d$  es la fracción difusa,  $n$  es el índice de refracción del medio adyacente,  $\epsilon_w$  es la emisividad de la pared,  $\sigma$  es la constante de Boltzmann, y  $T_w$  es la temperatura de la pared.

## Capítulo 4

# Modelación numérica

En el presente capítulo se exponen las nociones básicas del método numérico utilizado para obtener las soluciones aproximadas de las ecuaciones que rigen la dinámica de este estudio. Se presenta una descripción del método de resolución utilizado, como se linealizan las ecuaciones discretizadas y los métodos de discretización tanto espacial como temporal. Al igual que en el capítulo anterior, gran parte de lo que expuesto en este capítulo se encuentra en detalle en la Guía Teórica de ANSYS FLUENT [8].

### 4.1. Método de resolución

FLUENT resuelve las ecuaciones integrales gobernantes utilizando una técnica basada en volúmenes de control, que consiste en dividir el dominio computacional en volúmenes de control discretos usando una malla computacional. Luego, se integran las ecuaciones en los volúmenes de control para construir ecuaciones algebraicas para las variables discretas dependientes (“incógnitas”) como la velocidad, presión y temperatura. Finalmente, las ecuaciones discretizadas se linealizan y se resuelven los sistemas de ecuaciones lineales resultantes para lograr valores actualizados de las variables dependientes.

El método de resolución utilizado es el algoritmo basado en la presión. La restricción de la ecuación de continuidad para el campo de velocidades es obtenida resolviendo la ecuación de presión. La ecuación de presión es derivada de la ecuación de continuidad y las ecuaciones de cantidad de movimiento, de modo que el campo de velocidades, corregido por la presión, satisface la continuidad. Dado que las ecuaciones gobernantes no son lineales y son acopladas entre sí, el proceso de solución implica iteraciones en el que el conjunto de ecuaciones se resuelven varias veces hasta que la solución converge.

Además, se utilizó un algoritmo segregado en el que las ecuaciones se resuelven de forma secuencial, es decir, una después de otra. Cada iteración consiste en los siguientes pasos:

- Se actualizan las propiedades del fluido basadas en la solución actual.
- Se resuelven las ecuaciones de cantidad de movimiento, una después de otra, usando los valores de la presión y los flujos de masa en las caras de las celdas, con lo que se actualiza el campo de velocidades.
- Se resuelven la ecuación de presión utilizando el campo de velocidades y flujos de masa obtenidos anteriormente comprobando si se satisface la ecuación de continuidad, si esto no ocurre, la presión se corrige y se resuelve nuevamente la ecuación de presión de modo que se satisfaga la ecuación de continuidad, obteniéndose campos de velocidad y flujos de masa corregidos.
- Se resuelven las ecuaciones para los escalares como la turbulencia, energía y radiación usando las soluciones actualizadas de las otras variables.
- Se verifica si las soluciones a las ecuaciones han convergido.

## 4.2. Discretización

Como se mencionó en párrafos precedentes, FLUENT utiliza una técnica basada en volúmenes de control para convertir las ecuaciones de transporte gobernantes en ecuaciones algebraicas que pueden luego ser resueltas de forma numérica. Esta técnica de volúmenes de control consiste en integrar las ecuaciones gobernantes para cada volumen, obteniendo ecuaciones discretas que expresan leyes de conservación en una base de volúmenes de control.

La discretización de las ecuaciones gobernantes puede ser ilustrada considerando la ecuación de conservación en estado transiente para un escalar  $\phi$ . Esta ecuación, en su forma integral para un volumen de control arbitrario  $V$ , se puede escribir como

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \quad (4.1)$$

La ecuación anterior es aplicada para cada volumen de control, o celda, en el dominio computacional. La discretización de esta ecuación para una celda es

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{caras}} \rho_f \phi_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{caras}} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot d\vec{A}_f + S_\phi V, \quad (4.2)$$

El término  $\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}$  será abordado más adelante. Las ecuaciones resueltas por FLUENT toman la misma forma general que la ecuación anterior y pueden aplicar directamente a distintos tipos de mallado.

### 4.2.1. Linealización de ecuaciones discretizadas

Las ecuaciones discretizadas de transporte de escalares contienen escalares desconocidos  $\phi$  en el centro de la celda así como las celdas que las rodean. Esta ecuación será en general no lineal respecto a estas variables y una forma linealizada de esta ecuación se puede escribir como

$$a_P \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b, \quad (4.3)$$

donde el subíndice  $nb$  se refiere a las celdas vecinas y,  $a_P$  y  $a_{nb}$  corresponden a coeficientes linealizados para  $\phi$  y  $\phi_{nb}$ . Ecuaciones similares pueden ser escritas para cada celda de la malla.

Debido a la no linealidad del set de ecuaciones que es resuelto, es necesario controlar el cambio de  $\phi$ . Esto se logra utilizando factores de relajación, los cuales reducen el cambio de  $\phi$  producido durante cada iteración. Estos factores actúan de la forma

$$\phi = \phi_{old} + \beta \Delta \phi, \quad (4.4)$$

donde  $\phi_{old}$  representa la solución anterior,  $\beta$  corresponde a un factor de relajación y  $\Delta \phi$  representa el cambio en  $\phi$ .

### 4.2.2. Discretización espacial

FLUENT almacena por defecto los valores discretos de los escalares  $\phi$  al centro de las celdas computacionales. Sin embargo, los valores de las caras  $\phi_f$  son necesarios para los términos convectivos de la ecuación 4.2 y deben ser interpolados a partir de los valores del centro de las celdas. Esto se logra utilizando el esquema “aguas arriba” (upwind scheme).

El esquema “aguas arriba” significa que el valor  $\phi_f$  se obtiene a partir de cantidades de celdas “aguas arriba”, respecto a la dirección de la velocidad normal  $v_n$  en la ecuación 4.2. FLUENT permite escoger entre varios tipos de esquemas “aguas arriba”, entre ellos, los esquemas “aguas arriba” de primer y segundo orden.

#### Esquema “aguas arriba” de primer orden

En este esquema las cantidades de las caras de las celdas se determinan asumiendo que el valor al centro de la celda de cualquier variable representa el valor promedio de la celda y que se mantiene a lo largo de ésta. Entonces, cuando este esquema es seleccionado, el valor de  $\phi_f$  es igual al valor  $\phi$  del centro de la celda “aguas arriba”.

**Esquema “aguas arriba” de segundo orden**

Las cantidades en este esquema se calculan utilizando un enfoque multidimensional de reconstrucción lineal. Con este enfoque se logra un mayor grado de precisión en la cara de las celdas a través de una expansión de Taylor. Con este esquema el valor de  $\phi_f$  se calcula utilizando la siguiente expresión:

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \vec{r}, \quad (4.5)$$

donde  $\phi$  y  $\nabla\phi$  son el valor al centro de la celda y su gradiente en la celda “aguas arriba”, respectivamente, y  $\vec{r}$  es el vector desplazamiento desde el centroide de la celda “aguas arriba” y el centroide de la cara.

Esta formulación requiere determinar el término  $\nabla\phi$  en cada celda. Los gradientes son necesarios no sólo para la construcción de los valores de un escalar en las caras de las celdas, sino también para el cálculo de términos secundarios de difusión y derivados de la velocidad. FLUENT calcula los gradientes con varios métodos, pero en particular se consideró el de Green-Gauss basado en la celda.

El teorema de Green-Gauss para calcular el gradiente de un escalar  $\phi$ , en su forma discreta, se escribe como

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_f \bar{\phi}_f \vec{A}_f \quad (4.6)$$

en donde la suma se hace sobre todas las caras que encierran la celda. Al utilizar el esquema basado en la celda,  $\bar{\phi}_f$  se calcula como el promedio aritmético de los valores al centro de las celdas vecinas.

**4.2.3. Discretización temporal**

Para el caso de simulaciones transientes, las ecuaciones gobernantes deben ser discretizadas tanto espacial como temporalmente. La discretización espacial de las ecuaciones dependientes del tiempo es idéntica a las del caso estacionario. La discretización temporal implica la integración de cada término en las ecuaciones diferenciales para un paso de tiempo  $\Delta t$ . La integración de los términos transientes se realiza de la forma

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = F(\phi), \quad (4.7)$$

donde  $F(\phi)$  es una función genérica de la evolución temporal de la variable  $\phi$ , la cual incorpora cualquier discretización espacial. Si la derivada temporal es discretizada utilizando

diferencias finitas, la discretización temporal de primer orden viene dada por

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi), \quad (4.8)$$

y la discretización de segundo orden está dada por

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi), \quad (4.9)$$

donde

$$\begin{aligned} n + 1 &= \text{valor en el próximo paso de tiempo } (t + \Delta t), \\ n &= \text{valor en el paso de tiempo presente } (t), \\ n - 1 &= \text{valor en el paso de tiempo anterior } (t - \Delta t). \end{aligned}$$

Debido a ventajas en términos de estabilidad de las soluciones, se decidió utilizar una formulación implícita para la integración temporal. Con esto, la evaluación de la función  $F(\phi)$  se realiza en el paso de tiempo futuro. Esta formulación se traduce en que la discretización de primer orden quede de la siguiente forma

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^{n+1}), \quad (4.10)$$

donde  $\phi^{n+1}$  en una celda se relaciona con  $\phi^{n+1}$  de sus celdas vecinas a través de  $F(\phi^{n+1})$

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \Delta t F(\phi^{n+1}). \quad (4.11)$$

Esta ecuación implícita puede ser resuelta iterativamente en cada nivel antes de pasar al próximo paso de tiempo. La ventaja de este esquema implícito es que es estable con respecto al tamaño del paso de tiempo.

## Capítulo 5

# Modelación computacional

Además del marco matemático y numérico que se abordó en los capítulos anteriores, la modelación computacional es de gran importancia pues es con la cual se implementa la simulación del fenómeno en estudio. En el presente capítulo se exponen los antecedentes relacionados con la generación de geometrías y mallas, además de la definición de los casos a analizar, lo que conlleva a explicitar las condiciones de borde e iniciales utilizadas y los detalles de las simulaciones. Por último, se presenta un análisis de sensibilidad de las soluciones para perfiles de velocidad utilizando distintos tamaños de malla, para con esto seleccionar la malla a utilizar que entregue los mejores resultados teniendo en cuenta los recursos computacionales y el tiempo de desarrollo disponibles.

### 5.1. Geometría

La geometría utilizada en este trabajo ha sido realizada en base a la instalación experimental, asociada al proyecto Fondecyt N° 1040498, perteneciente al Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica (LEF). Como el interés de este estudio es reproducir de forma numérica el funcionamiento del dispositivo de la instalación experimental, la geometría desarrollada es de escala 1:1.

La instalación básicamente consiste en una sección de túnel que posee dos cortinas de aire del tipo Doble Jet - Doble Flujo, las que generan una zona confinada al interior de éste, zona que incorpora en su interior una fuente generadora de calor que corresponde a una resistencia eléctrica *Kanthal<sup>IM</sup>*, alimentada por una fuente de poder de 8[kVA]. Además, la zona confinada posee circuitos de recirculación pertenecientes a las cortinas de aire que generan los jets calientes, en cambio, los jets fríos poseen aire fresco externo que circula hacia las cortinas. Tanto el ingreso de aire fresco como recirculado se producen mediante ventiladores axiales y centrífugos, respectivamente, ubicados al interior de los ductos.

Una representación esquemática de la geometría se puede observar en la figura 5.1, en donde se detallan los componentes y las dimensiones principales de la instalación en función de la altura  $H$ .

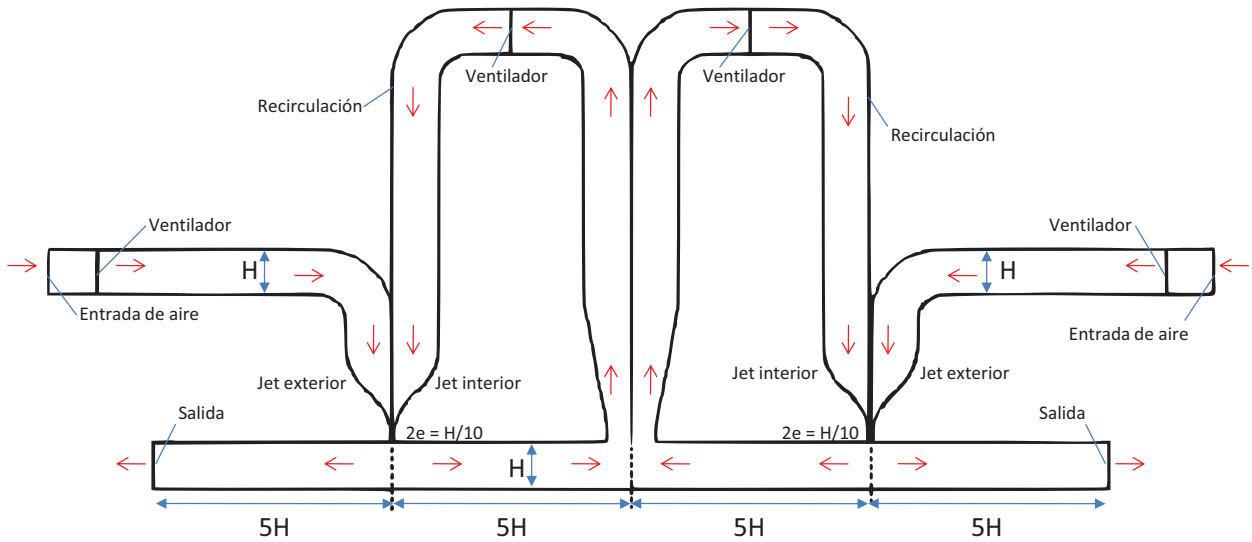


Figura 5.1: Esquema de geometría de instalación experimental [10]

La altura  $H$ , que corresponde a la altura del túnel, tiene un valor de  $0,15\text{[m]}$ . La profundidad de la instalación es de  $L = 2H = 0,3\text{[m]}$ . La fuente térmica se ubica cerca de la cortina izquierda y es representada por una sección del suelo del túnel, la distancia entre el centro de la fuente y el eje de simetría de la cortina izquierda corresponde a  $0,25\text{[m]}$ . Por otro lado, cada jet perteneciente a una cortina posee un ancho  $e = 7,5\text{[mm]}$ , mientras que la placa que separa ambas boquillas tiene un espesor de  $0,5\text{[mm]}$ . En las siguientes imágenes se pueden observar la orientación de los ejes ordenados utilizados en la realización de este estudio y la ubicación de la fuente térmica en conjunto con la zona en donde se forma la cortina de aire cercana a ésta.

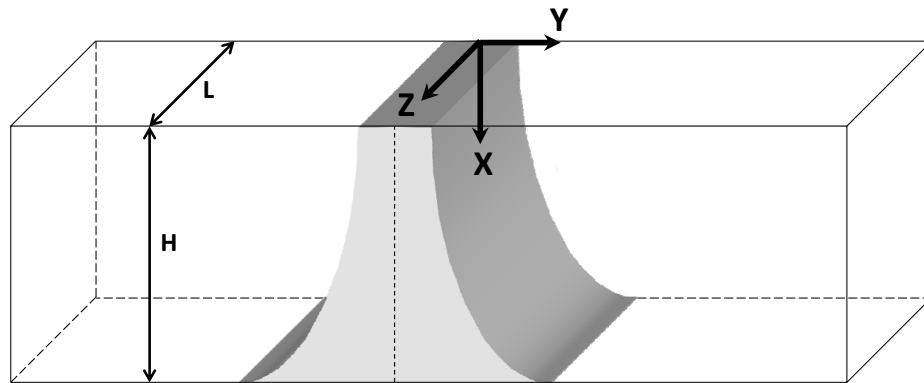


Figura 5.2: Orientación de ejes en la geometría.



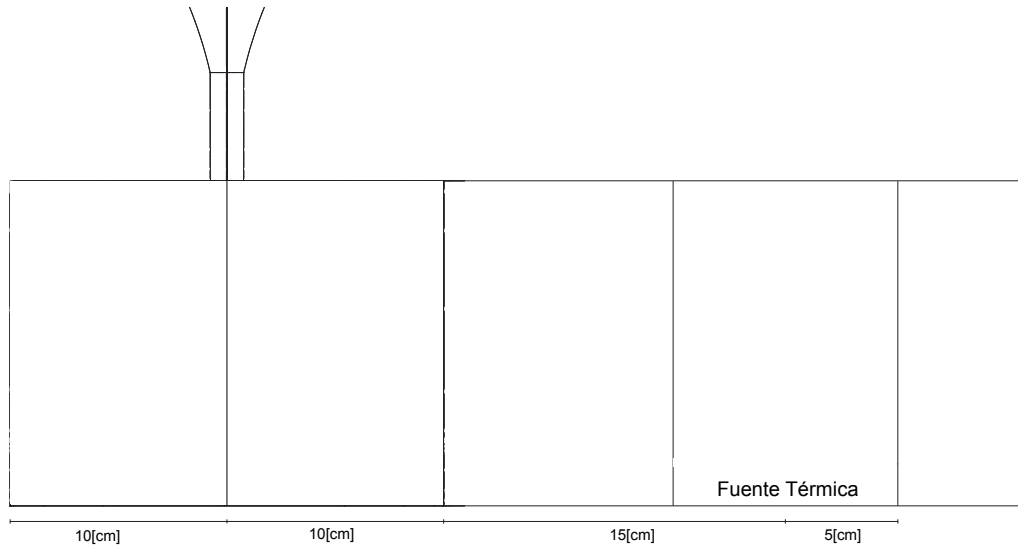


Figura 5.3: Zona de formación de cortina cercana a fuente térmica - 2D.

## 5.2. Mallado

Una vez definida la geometría se realiza el mallado del dominio, el mallado permite definir los puntos de cálculo o nodos que luego son resueltos de forma numérica. La realización del mallado se llevó a cabo mediante el programa Gambit. Como gran parte de la geometría posee una forma rectangular, principalmente se utilizó un mallado estructurado y regular, utilizando hexaedros en la mayoría del dominio. Sin embargo, para las zonas de contracción de los ductos para formar las boquillas, se utilizaron tetraedros para el mallado. Por otro lado, en los sectores cercanos a la pared en la sección del túnel, se realizó un refinado de la malla.

Con el fin de obtener soluciones más detalladas en zonas claves del dominio computacional se realizaron mallas por zonas, además, esto permite optimizar el mallado reduciendo el número de elementos del modelo. Se define por lo tanto una zona de interés que considera la cortina de aire más cercana a la fuente térmica, en la cual se construye la malla más fina de todo el dominio. La zona de interés considera todo el largo en que se desarrolla el doble-jet y la zona de impacto de éste, esta zona tiene un aspecto de “T invertida” y se ha utilizado en trabajos anteriores dedicados al mismo tema [10][26][32]. El ancho total de la zona de interés tiene un valor de 20[cm], mayor a  $12 \cdot 2e$  que es valor detectado como suficiente por Hadziabdic [33] para observar el desarrollo del jet.

Si bien el sector más relevante del dominio fue dividido de manera que los fenómenos que ocurren en la cortina de aire se puedan observar en detalle y de mejor manera, ahora es necesario determinar el tamaño adecuado de la celda para que el modelo LES pueda obtener buenos resultados. No existe una forma exacta de determinar el tamaño óptimo o adecuado que deben tener las celdas, pero según la teoría vista en el Capítulo 2, se tienen estimaciones del tamaño de celda que permite resolver la mayor cantidad de energía contenida. El tamaño de celda de la malla debe estar fuera del rango de contención de energía y del sub-rango inercial, que son los que contienen la mayor parte de la energía, por lo que el tamaño de celda debe estar en el rango disipativo, el que se encuentra por debajo de  $60\eta$ , donde  $\eta$  es la escala de tamaño más pequeña de los eddies disipativos. Esta limitación en el tamaño de las celdas se consideran especialmente en las zonas de interés, pues el resto del dominio no concentra el interés de este estudio ya que sólo están para capturar los efectos de la fuente de calor y de la recirculación del aire.

Considerando  $60\eta$  como el tamaño máximo que podría tener una celda en el dominio de interés, se construye el gráfico que se presenta en la figura 5.4, en el cual se observa el valor del límite del sub-rango disipativo ( $60\eta$ ) para distintas temperaturas y velocidades de flujo de aire.

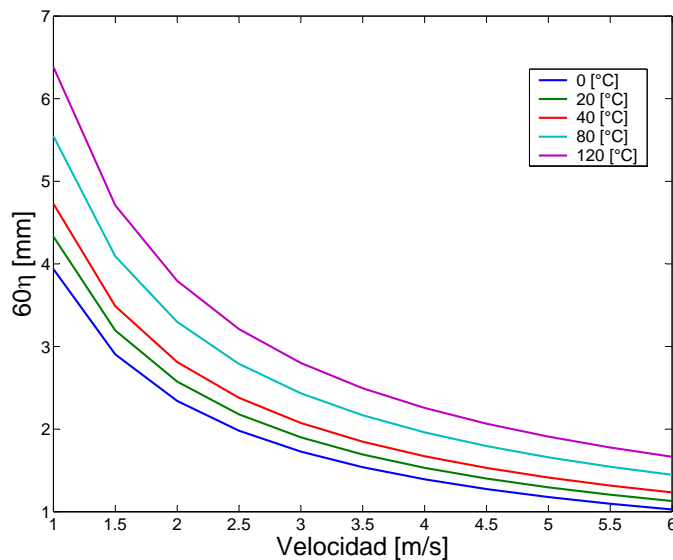


Figura 5.4: Límite del rango disipativo del caso en estudio para distintas velocidades y temperaturas de flujo.

En el gráfico anterior se observa que a mayores velocidades el tamaño de la celda debiera ser menor, es decir, en regímenes turbulentos, que están asociados altas velocidades, el tamaño de malla debe ser más pequeño para poder resolver la energía contenida hasta el rango disipativo. La tendencia de las curvas a decaer con la velocidad es esperable ya que el valor de  $\eta$  es en cierta medida proporcional al inverso del número de Reynolds. Por otro lado, también se aprecia que al aumentar la temperatura del flujo las curvas se alejan del origen,

es decir, los tamaños de celda asociados son mayores a temperaturas más elevadas. Esto es reflejo de que la viscosidad cinemática del aire se incrementa con el aumento de temperatura, por lo que para una misma velocidad de flujo, el número de Reynolds es menor. Por lo tanto, dadas las condiciones de trabajo del dispositivo y las velocidades utilizadas en este estudio, se puede concluir que un valor de 1[mm] para el tamaño de celda dentro de la zona específica de interés es suficiente para resolver la mayor parte de la energía. En base a trabajos anteriores satisfactoriamente realizados con la misma estrategia de mallado [10][26][32], se decide utilizar una malla con aproximadamente 5,8 millones de nodos que se centran principalmente en el sector de la cortina cercana a la fuente térmica, a partir del cual se construye el mallado de todo el dominio. En la siguiente imagen se observa el detalle de la distribución de las zonas para el mallado en el sector de la cortina cercana a la fuente térmica, en donde la zona azul posee elementos (en milímetros, horizontal-vertical) de  $0,5 \times 0,5$ ; la zona roja posee elementos de  $0,5 \times 1$  y la zona verde elementos de  $1 \times 2$ .

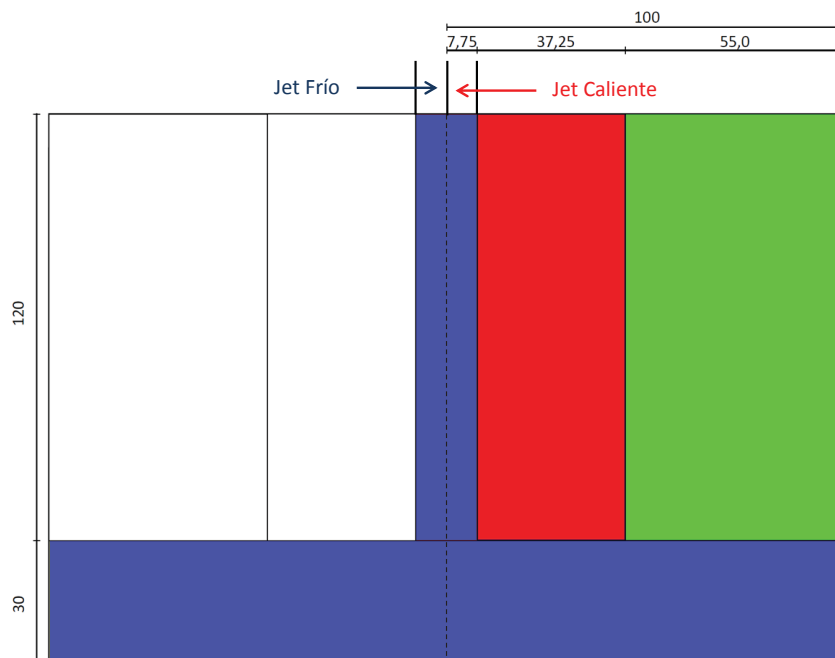


Figura 5.5: Detalle de mallado en zona de interés.

### 5.3. Condiciones iniciales y de borde

En esta sección se presentan las condiciones en las cuales se da inicio a las simulaciones y las condiciones de borde que emulan la operación de la instalación.

### 5.3.1. Condiciones iniciales

Las condiciones iniciales del modelo corresponden básicamente a las condiciones ambientales normales en que se encuentra la instalación dentro del LEF mientras ésta se encuentra apagada. Los valores que posee todo el dominio al inicio corresponden a

- Temperatura: 20[°C]
- Presión: 101325[Pa]
- Velocidad: 0[m/s]

### 5.3.2. Condiciones de borde

Como se puede apreciar en la figura 5.1 el dispositivo cuenta con dos entradas y dos salidas, en ambas se fijó una presión de 101325[Pa], igual a la presión inicial. Por otro lado, para las entradas y salidas se fijó una temperatura de 20[°C], tanto para el ingreso de aire fresco como para el flujo de retorno.

También se observa que el dispositivo posee 4 ventiladores, uno por cada ducto de ventilación. Los ventiladores fueron modelados como una diferencia de presión en una superficie, las cuales actúan como una singularidad en el campo de presiones. Luego de una serie de pruebas para un segmento acotado del dispositivo, se obtuvo que para disponer de una velocidad aproximada a la salida del jet de 5,3[m/s] es necesario un salto de presión de 16[Pa], mientras que para lograr una velocidad aproximada de 3,3[m/s] es necesario un salto de 6,1[Pa]. Estos valores son aproximados dada la influencia de la temperatura en los campos de velocidades y se alternan para cada jet dependiendo del caso en estudio.

Para la fuente de calor, se impone un flujo de calor superficial de 46667[W/m<sup>2</sup>] que corresponde aproximadamente a la potencia de 1400[W] entregada por la resistencia eléctrica. Para los casos que es necesario utilizar una potencia de 510[W], se impone un flujo de calor de 17000[W/m<sup>2</sup>].

Las paredes del túnel se consideraron disipativas, es decir, paredes no adiabáticas. Sin embargo, las paredes de los ductos de ventilación se consideraron adiabáticas, principalmente para acelerar el proceso de convergencia de la temperatura de los jets calientes.

Finalmente, se consideró que el dispositivo disipa calor al ambiente sólo por convección natural, dadas las condiciones en que opera la instalación. Se utilizó un valor de 5[W/m<sup>2</sup>K] para el coeficiente de transferencia de calor, que se encuentra dentro del rango de valores para convección natural, y se consideró una temperatura del flujo libre de 20[°C] siendo consecuente con las temperaturas de aire fresco antes impuestas.

## 5.4. Detalles de simulación

En relación con el modelo de turbulencia LES, en un comienzo se consideró el modelo dinámico de Smagorinsky-Lilly que evita especificar un valor para la constante de Smagorinsky ( $C_s$ ), pues ésta varía según tiempo y lugar espacial. Este modelo calcula dinámicamente  $C_s$  con la cual se modela la viscosidad turbulenta.

El considerar el modelo dinámico trajo una serie de inconvenientes, pues modelar la fuente térmica como una pared con flujo de calor impuesto y considerar las propiedades del aire variables debido a la temperatura, hacía diverger el modelo rápidamente al empezar el cálculo con LES. Por este motivo, primero se intentó resolver los problemas de convergencia modelando la fuente térmica como una pared con temperatura impuesta, pero los problemas de convergencia seguían apareciendo. Posteriormente, se consideraron todas las propiedades del aire constantes y el modelo lograba converger con bastante rapidez, pero todos estos supuestos alejaban bastante las condiciones reales de la instalación que se pretende simular.

Por lo antes expuesto, se descartó utilizar el modelo dinámico y se consideró utilizar el modelo de escala de subgrilla de Smagorinsky-Lilly con un valor fijo para la constante de Smagorinsky. Si bien sería apropiado utilizar el modelo dinámico para dicha variable, esto produce una gran inestabilidad en el cálculo, pues el modelo de viscosidad proporciona un efecto estabilizador en el método numérico y entrega una amortiguación a las inestabilidades numéricas que pueden surgir en el campo del flujo, especialmente cuando se genera vorticidad [34].

Finalmente se utilizó un valor de 0,12 para la constante de Smagorinsky, el cual está en el rango de valores comúnmente usados en flujos de creación continua de inestabilidades debido a esfuerzos de corte [35]. Además, este mismo valor fue utilizado en trabajos anteriores dedicados al mismo tema [26][32].

Dada la inestabilidad de convergencia del modelo LES y los pequeños pasos de tiempo que se deben utilizar, se realizó la siguiente estrategia para obtener mejores resultados y optimizar el tiempo de cálculo. Para lograr condiciones iniciales realistas para el modelo LES, primero se realizaron simulaciones estacionarias de los distintos casos con el modelo turbulento  $k-\varepsilon$ , éstas lograron una aceptable convergencia alrededor de las 15000 iteraciones. Luego, se cambió el tipo de simulación a transiente pero utilizando el mismo modelo  $k-\varepsilon$ . En esta etapa se consideró un paso de tiempo constante de  $5 \cdot 10^{-3}$ [s] y se simuló hasta los 100[s], es decir, 20000 iteraciones. Se consideraron 100 segundos en esta etapa pues según Demarco [9], en este tiempo se logran las condiciones en que la velocidad y temperatura no varían considerablemente. Finalmente, se cambió el modelo turbulento a LES, con un paso de tiempo constante bastante pequeño para lograr estabilizar las simulaciones. Este paso corresponde a  $5 \cdot 10^{-5}$ [s] y se simularon alrededor de 0,2[s]. Luego, el paso de tiempo se incrementó a  $3 \cdot 10^{-4}$ [s], mismo paso de tiempo que utilizó Rivera [10] y que obtuvo buenos resultados. Con este paso de tiempo, primero se simulan entre 60-90[s] para que las soluciones estadísticas se estabilicen, para finalmente comenzar con la recopilación de datos de alrededor

de 10[s] (8 veces mayor al tiempo de recopilación de datos de Rivera). El número total de iteraciones supera las 200000 y el tiempo total simulado es alrededor de los 180 segundos, el tiempo varía dependiendo del caso pues no todos los casos convergen en el mismo tiempo.

Por otro lado, el modelo de transferencia de calor por radiación utilizado fue el de ordenadas discretas (DO), por las razones expuestas en la sección 3.3.2. Es importante mencionar que en un comienzo se intentó utilizar el modelo radiativo S2S, el cual fue utilizado por Demarco, debido a que es apropiado para la radiación entre superficies en espacios cerrados para medios no participativos como se considera en este trabajo. Pero el inconveniente surgió por el tipo de mallado utilizado, el cual no es uniforme a lo largo de la geometría y en ciertas zonas los nodos de un mallado no coinciden con los nodos de la malla adyacente, por lo que el modelo S2S no puede ser utilizado en estos casos por la incapacidad de calcular los factores de forma (o factores de visión) para el cálculo del intercambio radiativo.

Para los métodos de solución, el solucionador utilizado fue el basado en la presión con una formulación de velocidad absoluta. Se consideró aceleración de gravedad igual a 9,81[m/s] para incorporar los efectos de empuje térmico y de convección natural presentes en el fenómeno, dado los cambios de la densidad del aire debido a la influencia de la temperatura. El esquema de acoplamiento velocidad-presión usado fue SIMPLE y la formulación transiente utilizada fue la de segundo orden implícita en su forma de “flujo congelado” (frozen flux), la cual discretiza la parte convectiva de la ecuación 4.1 sin perder el orden de precisión y mejorando la convergencia. En la discretización espacial, para el gradiente se utilizaron los mínimos cuadrados basados en la celda, para la presión se escogió la estándar, para el momento se ocupó diferenciamiento central acotado y tanto para la energía como para el modelo de ordenadas discretas se consideró una discretización de primer orden.

Con respecto a las propiedades del aire, se considera que su densidad sigue la ley de los gases ideales incompresibles, es decir sigue la siguiente ecuación que considera las variaciones de temperatura pero desprecia las variaciones de presión,

$$\rho(T) = \frac{P_{op} M_w}{R} \frac{1}{T}, \quad (5.1)$$

donde  $P_{op}$  corresponde a la presión de operación que es de 101323[Pa],  $M_w$  corresponde al peso molecular de aire que tiene un valor de 28,966[kg/kmol] y  $R$  es 8,31447[kJ/kmolK] que corresponde a la constante de los gases. El calor específico del aire ( $C_p$ ) se mantuvo constante a 1006,43[J/kgK].

Para la conductividad térmica del aire se consideró que el aire sigue la teoría cinética, es decir sigue la siguiente ecuación,

$$\lambda = \frac{15}{4} \frac{R}{M_w} \mu \left[ \frac{15}{4} \frac{R}{C_p M_w} + \frac{1}{3} \right]. \quad (5.2)$$

La viscosidad del aire fue modelada utilizando la ecuación de Sutherland de dos parámetros, la cual viene dada por

$$\mu(T) = \frac{C_1 T^{3/2}}{T + C_2}, \quad (5.3)$$

donde  $C_1$  tiene un valor de  $1,458 \times 10^{-6}$  y  $C_2 = 110,4$ .

Por otro lado, las paredes disipativas consideradas para el túnel, dado que el túnel posee distintos espesores y materiales, por comodidad se utilizó un espesor equivalente de 69[mm], el cual se calculó mediante un promedio ponderado por las áreas de las caras pertenecientes al interior del túnel. De forma similar al cálculo del espesor antes mencionado, se calculó una conductividad térmica equivalente mediante el método de resistencias térmicas, el cual entregó un valor de 0,084[W/mK] que es muy cercano a la conductividad térmica de la lana mineral. Además, se consideraron tanto para la densidad como para el calor específico los valores de la lana mineral, 120[kg/m<sup>3</sup>] y 800[J/kgK], respectivamente. Sin embargo, para efectos radiativos, se consideró un índice de refracción de 2,5, el cual es característico de un acero.

Las simulaciones antes mencionadas se llevaron a cabo en el clúster Levque (relámpago en mapudungún), perteneciente al Centro de Modelamiento Matemático de la Universidad de Chile (CMM). El equipo es una máquina IBM idataplex que cuenta con 78 nodos, más de 600 núcleos con 3 GB RAM cada uno y una red infiniband para I/O y MPI de 40 Gbps. El clúster posee 528 núcleos Intel Xeon X550 para cómputo, con un total de 66 nodos.

Para el trabajo se utilizaron 32 núcleos y un máximo de 24 GB RAM, durante alrededor de 500 horas por cada caso simulado. Las horas de cálculo antes mencionadas no contemplan la gran cantidad de horas utilizadas en pruebas para lograr obtener el modelo final a simular y sin contar los distintos percances aparecidos durante el transcurso del mismo.

## 5.5. Definición de casos a analizar

La idea del trabajo es validar el modelo numérico a través de resultados experimentales, por lo tanto los casos a analizar están definidos por los experimentos realizados por Schneider [1] en la instalación experimental en que está basado el modelo computacional. Las variables que se modifican dentro del modelo son las velocidades de los jets fríos y calientes de las cortinas de aire y la potencia de la fuente térmica. Los casos analizados por Schneider en su estudio experimental se detallan a continuación:

## CAPÍTULO 5. MODELACIÓN COMPUTACIONAL

- Caso 1A: Fuente térmica a 1,4[kW] de potencia eléctrica. La velocidad de salida del jet frío es de 5,2[m/s] y la del jet caliente de 3,1[m/s].
- Caso 1B: Fuente térmica a 1,4[kW] de potencia eléctrica. La velocidad de salida del jet frío es de 3,3[m/s] y la del jet caliente de 5,3[m/s].
- Caso 2A: Fuente térmica a 0,51[kW] de potencia eléctrica. La velocidad de salida del jet frío es de 5,3[m/s] y la del jet caliente de 3,2[m/s].
- Caso 2B: Fuente térmica a 0,51[kW] de potencia eléctrica. La velocidad de salida del jet frío es de 3,2[m/s] y la del jet caliente de 5,4[m/s].

La tabla 5.1 resume y define los casos que se analizan en este estudio.

Tabla 5.1: Casos de estudio

		<b>Caso 1A</b>	<b>Caso 1B</b>	<b>Caso 2A</b>	<b>Caso 2B</b>
<b>Potencia de fuente térmica</b>	[W]	1400	1400	510	510
<b>Velocidad jet frío de cortinas de aire</b>	[m/s]	5,15	3,19	5,18	3,23
<b>Velocidad jet caliente de cortinas de aire</b>	[m/s]	3,65	5,59	3,45	5,34

Dado que la condición de borde para generar el flujo de aire al interior del túnel es un diferencial de presión, se presentan diferencias entre las velocidades utilizadas en este estudio con respecto a las de Schneider [1], pues las velocidades de los jets se buscaron ocupando un modelo isotérmico que no toma en cuenta la temperatura, por lo que al simular los casos definitivos se incorpora una variación en la velocidad antes determinada debido al cambio de densidad. Lo anterior se hizo con el fin de acelerar la convergencia y no debería invalidar la comparación de resultados, pues en general las diferencias entre los valores utilizados por Schneider [1] y este estudio son mínimas. Además, todos los datos y resultados se analizan normalizados.



## Capítulo 6

# Presentación y análisis de resultados

Las cantidades expuestas en este capítulo, salvo que se indique lo contrario, se encuentran normalizadas por las magnitudes  $U_0$ ,  $T_0$  y  $\Delta T_0$ , o una combinación de éstas, que son diferentes para cada caso estudiado.  $U_0$  corresponde a la velocidad de salida del jet más rápido;  $T_0$  corresponde a la temperatura de salida del jet caliente, es decir, del jet que se encuentra más cercano a la fuente;  $\Delta T_0$  corresponde a una diferencia de temperaturas de referencia, en este estudio se considera como la resta entre la temperatura de meseta más caliente del lado confinado y la temperatura de meseta más fría del lado protegido, ambas correspondientes a los campos de temperatura promedio.

En la siguiente tabla se muestran los valores de las magnitudes antes definidas para cada uno de los casos en estudio.

Tabla 6.1: Valores de constantes de normalización

		Caso 1A	Caso 1B	Caso 2A	Caso 2B
$U_0$	[m/s]	5,15	5,59	5,18	5,34
$T_0$	[°C]	51	55	31	32
$\Delta T_0$	[°C]	92	85	31	31

### 6.1. Velocidad Promedio

Los valores promedio de las velocidades estudiadas corresponden al promedio de los valores obtenidos en los últimos 9 segundos de cada simulación para asegurar la estabilidad de las variables. En esta sección se exponen los perfiles de velocidad promedio, tanto para la componente vertical ( $U$ ) como horizontal ( $V$ ), para distintos niveles de  $x/H$ .

### 6.1.1. Componente Vertical de la Velocidad, $U$

En primer lugar, en la figura 6.1 se observan los perfiles de velocidad promedio,  $U$ , de cada nivel normalizados por  $U_0$ . Se aprecia en todos los casos que ambos jets convergen completamente en el nivel  $x/H = 0,6$ , es decir, que ambos jets son distinguibles sólo hasta el nivel  $x/H = 0,5$ , aunque en este último nivel la diferenciación es mínima pero apreciable. Lo anterior también es reportado por Crisóstomo [26], donde expone que doble-jets con configuraciones idénticas a las de este estudio, se acoplan entorno a  $x/H = 0,5$ . También se observa el ensanchamiento que es propio de la evolución de un jet al ingresar en un medio libre, este ensanchamiento es similar para todos los casos y niveles.

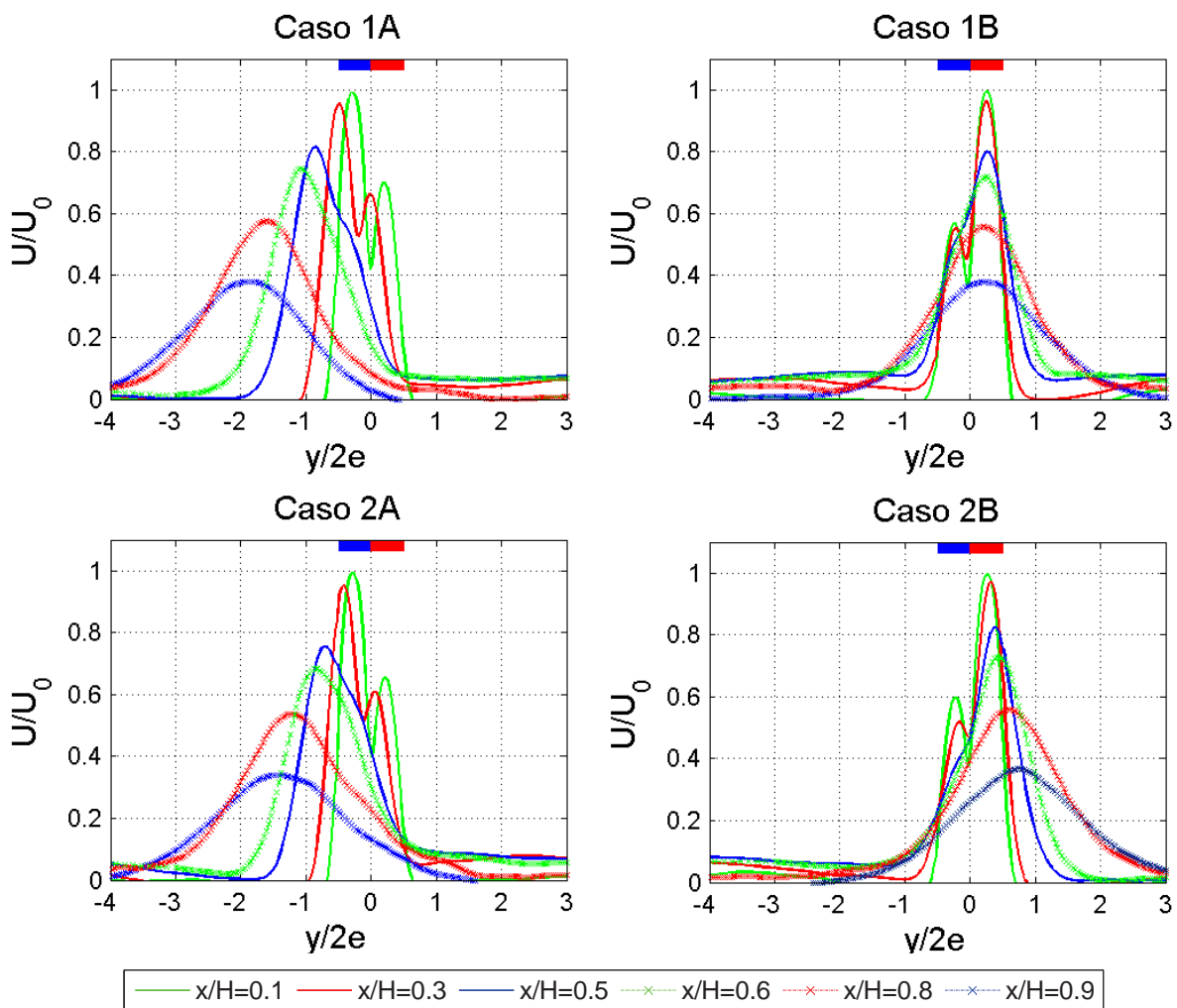


Figura 6.1: Perfiles de velocidad promedio  $U$ .

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Además, si en los primeros niveles ( $x/H \leq 0,5$ ) se interpreta como centro del doble-jet el punto de unión de ambos jets y en los siguientes niveles se considera aquel punto donde la velocidad es máxima, se observa que el centro del doble-jet se encuentra desviado respecto al centro geométrico de éste, definido por la placa de separación entre las boquillas. En todos los casos la desviación se logra apreciar y varía su dirección dependiendo del caso en estudio, pero cabe destacar que independientemente del caso en estudio, la inclinación es hacia el lado del jet que posee mayor velocidad. En los casos 1B y 2B la cortina tiende a inclinarse levemente hacia la fuente térmica, en cambio, en los casos 1A y 2A, la cortina se inclina hacia el lado no confinado, en donde se observa un desvío bastante pronunciado.

Según Fujisawa [36], la inclinación de un doble-jet con temperaturas iguales y velocidades distintas está completamente determinada por la configuración de estas últimas, resultando que la inclinación sea siempre hacia el lado del jet más rápido, al igual que lo reportó Crisóstomo [26]. En el caso de este estudio, se espera que la fuente térmica juegue un papel importante e influya directamente en la inclinación de la cortina, tal como lo muestra Cecchi [37] en su estudio experimental, donde la cortina se inclina hacia la zona fría en todos los casos sin importar la configuración de velocidades. Dassonville [38] atribuye la inclinación de la cortina debido a la presencia de la fuente de calor, pues ésta produce masas de aire fluctuantes de distintas densidades las cuales generan un empuje sobre la cortina, provocando que esta última se aleje de la fuente térmica y se incline hacia el lado opuesto a ésta.

Lo mencionado en los párrafos precedentes se hace evidente al comparar entre casos de igual potencia. Si observamos la figura 6.2 que muestra los perfiles de velocidad  $U$  para los casos 1A y 1B, y comparamos la inclinación de la cortina, se observa que el desvío es notoriamente mayor en el caso en que el jet frío posee mayor velocidad (Caso 1A), pues esta condición hace que la cortina se incline hacia el lado frío.

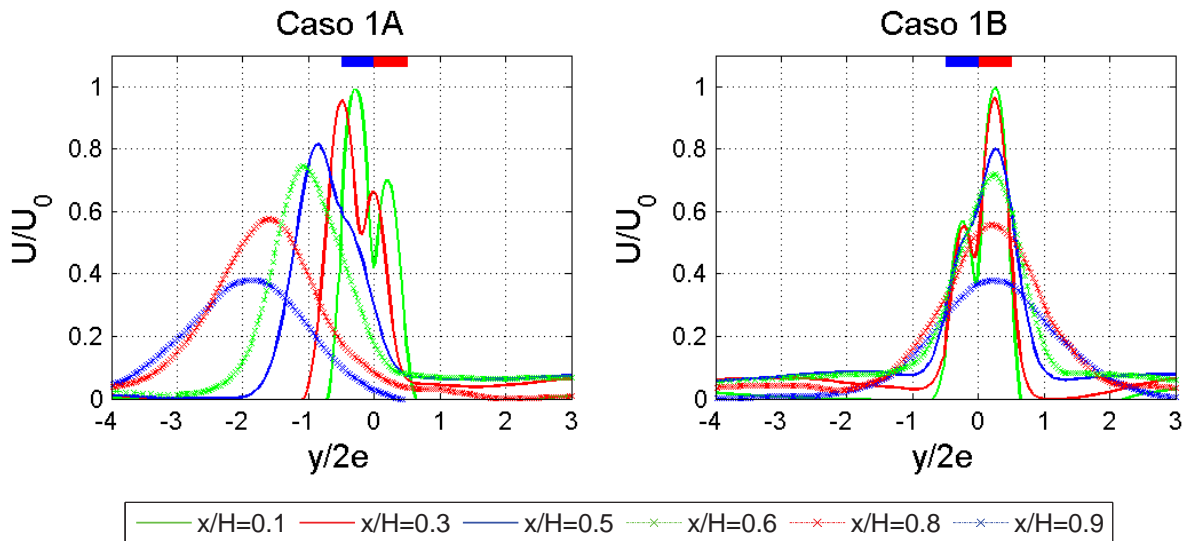


Figura 6.2: Inclinación de perfiles de velocidad promedio  $U$  en casos de igual potencia.

En cambio, el caso de jet caliente rápido (Caso 1B) posee una leve desviación hacia el lado confinado o caliente, pues bocanadas de aire caliente producto de la fuente térmica no permiten que la cortina se incline tan pronunciadamente manteniéndola alejada de ésta.

Si ahora comparamos casos con igual configuración de velocidades (figura 6.3 muestra casos 1A y 2A), se observa que el desvío de la cortina es mayor en el caso que posee mayor potencia en su fuente térmica. Esto se atribuye al mismo desvío producto a la velocidad pero sumado al empuje que produce la fuente térmica sobre la cortina, donde a mayor potencia térmica se espera un mayor empuje.

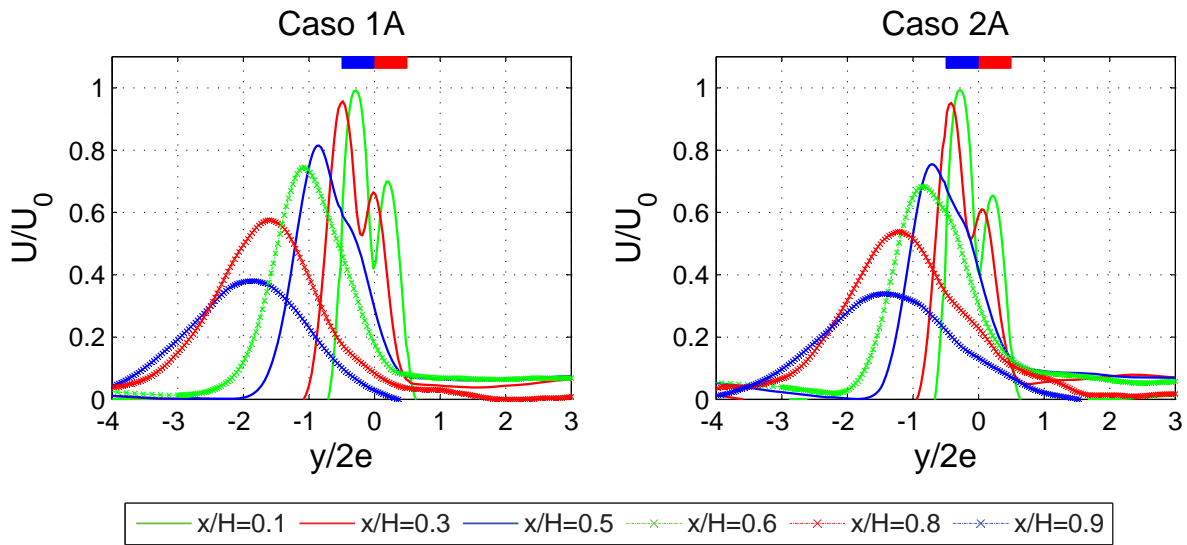


Figura 6.3: Inclutación de perfiles de velocidad promedio  $U$  en casos de igual velocidad.

El hecho de que en algunos casos simulados la cortina se desvíe hacia la fuente térmica, a diferencia de lo esperado según los trabajos experimentales en que siempre se alejan de ésta, se puede atribuir a la condición de borde relacionada con la modelación de la densidad del aire; si bien el modelo seleccionado para la densidad del aire tiene dependencia con la temperatura, éste no logra incorporar satisfactoriamente los efectos que permitan el empuje suficiente, por parte de las masas de aire fluctuantes, para que la cortina se desvíe como ocurre experimentalmente.

Por otro lado, la inclinación de la cortina puede estar determinada por las salidas del túnel, principalmente a la salida más cercana, la que puede influir en la inclinación hacia ésta. Las condiciones de borde asociadas a las salidas del túnel pueden no representar fielmente las condiciones experimentales, donde éstas se modelaron con una presión y temperaturas fijas iguales a las condiciones iniciales del sistema.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Con el objetivo de observar el efecto que tiene la densidad del aire en las simulaciones se presenta la figura 6.4 donde se ve claramente la influencia de ésta. En la figura se muestra la evolución de la cortina en el caso 1B para dos formas distintas de modelar la densidad. En la imagen izquierda se utilizó un modelo de densidad constante, en cambio, en la imagen derecha el modelo utilizado es el de la ley de gases ideales incompresibles presentada en la sección 5.4.

Comparando ambos modelos se observa que la inclinación de la cortina es más pronunciada para el caso de densidad constante, pues la fuente térmica no genera bocanadas de aire caliente que puedan entregar una resistencia o empuje a ésta.

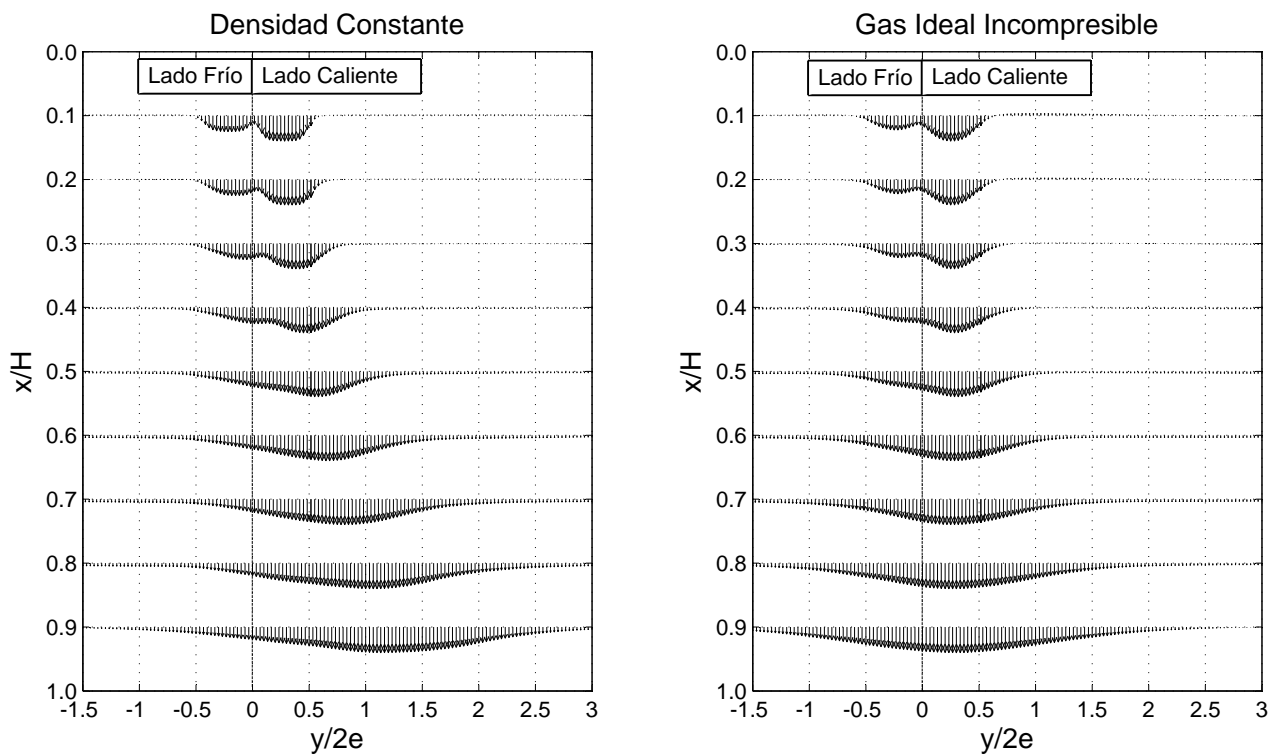


Figura 6.4: Perfiles conjunto de velocidad  $U$  para distintos modelos de densidad del aire.

Lo anterior deja en evidencia la importancia de la temperatura en este trabajo, en donde ésta juega el papel esperado en la inclinación de la cortina debido a las diferencias de densidad del aire producto de las variaciones de temperatura.

### 6.1.2. Componente Vertical de la Velocidad, $V$

Al igual que los perfiles de velocidad  $U$ , en la figura 6.5 se observa que los perfiles de velocidad  $V$  también presentan el mismo comportamiento de desviación, es decir, para los casos 1B y 2B los perfiles se inclinan levemente hacia el lado caliente, mientras que los casos 1A y 2A se desvían hacia el lado frío. Pero a diferencia de los perfiles  $U$ ,  $V$  no exhibe una reducción sistemática en su magnitud a medida que la cortina evoluciona, sino al contrario, aumenta en módulo en el lado en que el doble-jet posee mayor velocidad.

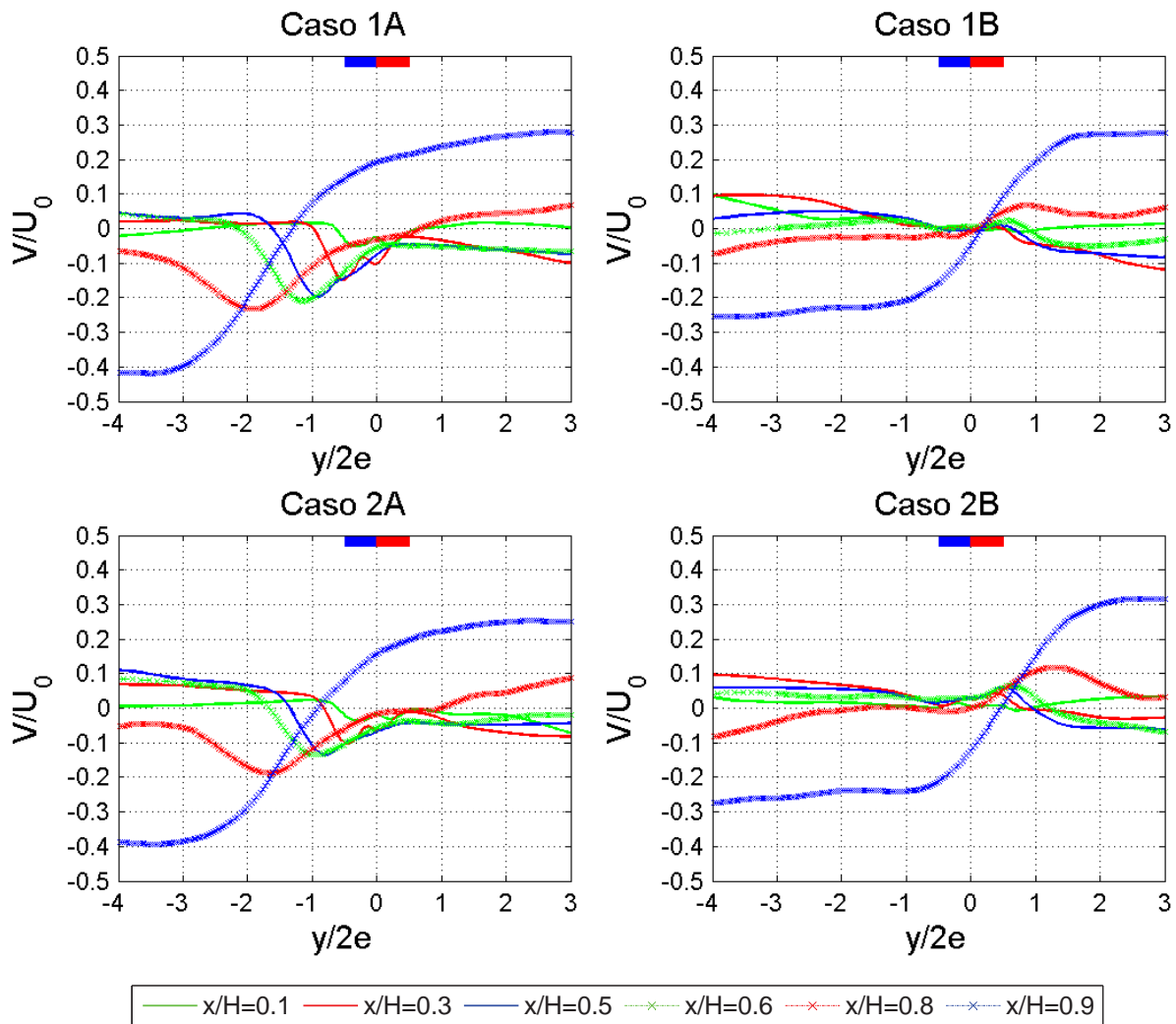


Figura 6.5: Perfiles de velocidad promedio  $V$ .

En el lado caliente, se observa en todos los casos que en los primeros niveles de la cortina el signo de la velocidad promedio  $V$  permanece negativo y sin grandes variaciones, lo que indica que existe un flujo de aire permanente desde la zona caliente hacia la zona fría asociado a

la recirculación local o entrainment. En tanto, en el sector frío, se observa en los primeros niveles que el signo de velocidad es positivo y que ésta no posee grandes variaciones, por lo que del mismo modo existe un flujo permanente de aire, pero ahora desde la zona fría hacia la zona caliente asociado igualmente al entrainment. En los niveles inferiores ( $x/H = 0,8$  y  $x/H = 0,9$ ) se observa un gran incremento de la velocidad  $V$ , atribuido a la expansión propia del jet y principalmente al efecto del impacto con la superficie inferior o suelo, que hace que la cortina se desplace de forma brusca, llegando a tener velocidades  $V$  comparables a la velocidad  $U$  en cuanto a su magnitud.

### 6.1.3. Características y Similitud

Con el fin de encontrar las distintas zonas del jet y las ecuaciones asociadas a cada una de éstas, en esta sección se presentan perfiles verticales de velocidad ( $U_m(x)$  vs  $x/H$ ). Luego se muestra la evolución del semiancho y centro del doble-jet o cortina, para finalmente presentar gráficos para las distintas variables de similitud que serán utilizadas para normalizar los perfiles y buscar similitud entre éstos.

En la figura 6.6 se presenta la evolución de la velocidad máxima por nivel,  $U_m(x/H)$ , normalizada por  $U_0$ . Tal como lo expone Koched [39], el estudio de este gráfico permite definir tres zonas principales en la cortina de acuerdo al decaimiento de la velocidad.

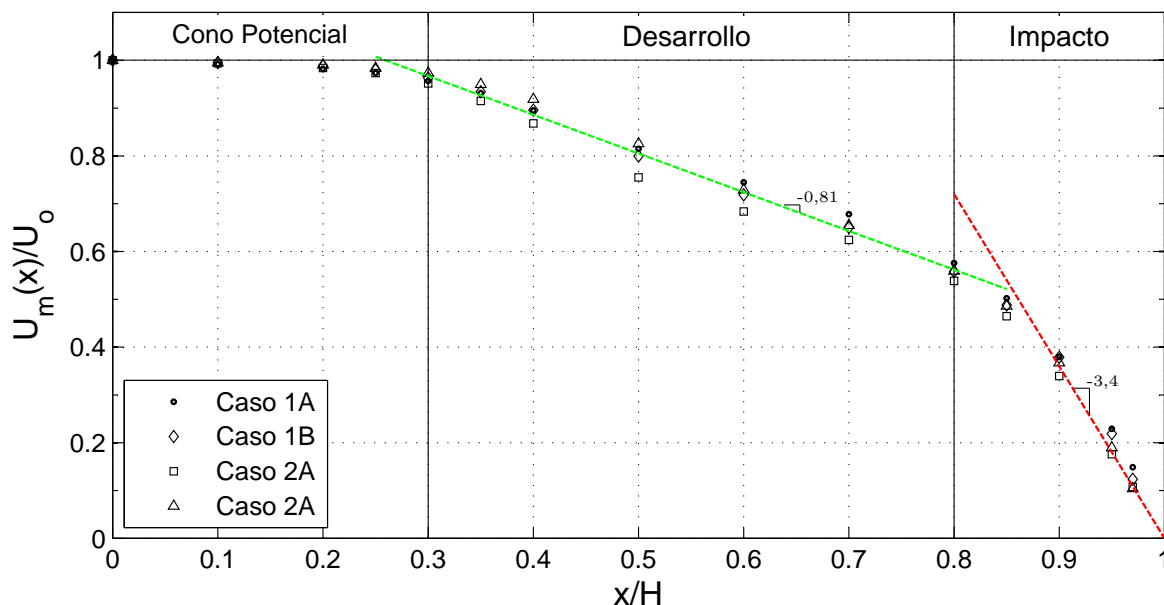


Figura 6.6: Decaimiento de la velocidad máxima.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

La primera zona detectada corresponde a la zona de cono potencial, en donde la velocidad del doble-jet no es menor al 95 % de la velocidad máxima a la salida de las boquillas, es decir,  $U_0 \geq U_m \geq 0,95U_0$ .

La segunda zona, asociada a una zona de desarrollo de la cortina, se extiende desde el nivel  $x/H = 0,3$  hasta el nivel  $x/H = 0,8$ . Koched [39] menciona que para un jet confinado de aire en impacto, se ha detectado en esta región dos sub-regiones: una zona pseudo-desarrollada y una zona desarrollada, para un rango de números de Reynolds que van desde 6700 hasta 27000. Esta subdivisión no se observa en los casos en estudio probablemente por las condiciones aerodinámicas de este trabajo, en que el número de Reynolds no supera el valor de 5600 (calculado como jet compuesto a la máxima velocidad de la cortina). En esta región la velocidad máxima  $U_m$  disminuye siguiendo una recta, independientemente del caso en estudio.

La correlación más adecuada a los datos obtenidos viene dada por

$$\frac{U_m(x)}{U_0} = C_1 \frac{x}{H} + C_2, \quad (6.1)$$

donde, para este estudio, los coeficientes  $C_1$  y  $C_2$  valen respectivamente -0,81 y 1,21.

Finalmente, la tercera zona de la figura 6.6 se caracteriza por una rápida disminución de la velocidad  $U_m$ . Esta tendencia es independiente del caso en estudio y comienza luego de  $x/H = 0,8$  y continúa hasta  $x/H = 1$ , donde la velocidad se debiera anular en el contacto con la pared (se considera velocidad igual a cero en el nivel  $x/H = 1$ ). En el suelo o superficie de impacto, la cortina se caracteriza por la difusión lateral, por lo que la disminución de la componente vertical se puede explicar en beneficio del aumento de la componente horizontal  $V$ . Por lo tanto, la tercera zona describe o representa la zona de impacto de la cortina.

Una correlación propuesta para esta zona ( $0,8 \leq x/H \leq 1$ ) viene dada por

$$\frac{U_m(x)}{U_0} \sqrt{\frac{H}{2e}} = C_3 \times \left(1 - \frac{x}{H}\right), \quad (6.2)$$

donde la constante  $C_3$  en este estudio toma el valor de 10,75.

Por otro lado, según lo presentado en la sección 2.1.3 y con el fin de obtener curvas de similitud para la velocidad promedio  $U$  en un jet turbulento, se busca el semiancho  $b(x/H)$  del doble-jet. Dado que lo expuesto por Rajaratnam [13] con respecto al semiancho  $b$  es para un jet simple simétrico, se determinaron los semianchos de ambos lados de la cortina utilizando el mismo criterio de selección de puntos, donde éstos corresponden al lugar donde la velocidad es la mitad de la velocidad máxima del doble-jet. El semiancho de la cortina cuando ésta se encuentra unificada se determinaron del mismo modo. Sumado a lo anterior, dada la desviación que sufre la cortina, se busca además la distancia horizontal que existe entre el centro geométrico y el centro real del doble-jet,  $y_{cl}$ , de modo de suprimir el efecto de la desviación en un posterior análisis, ver figura 6.7.



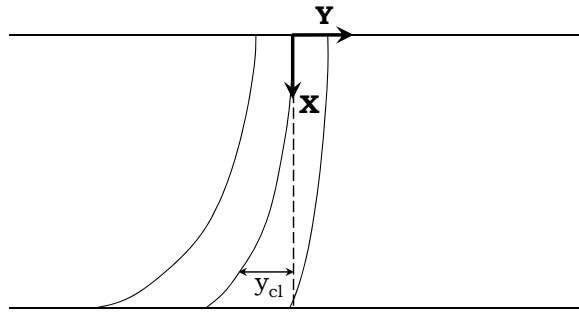


Figura 6.7: Distancia entre centro geométrico y centro real de la cortina,  $y_{cl}$ .

En la figura 6.8 se presenta la evolución del semiancho  $b$  así como la evolución del centro de la cortina, donde se aprecia claramente la desviación y expansión del doble-jet, comentadas anteriormente.

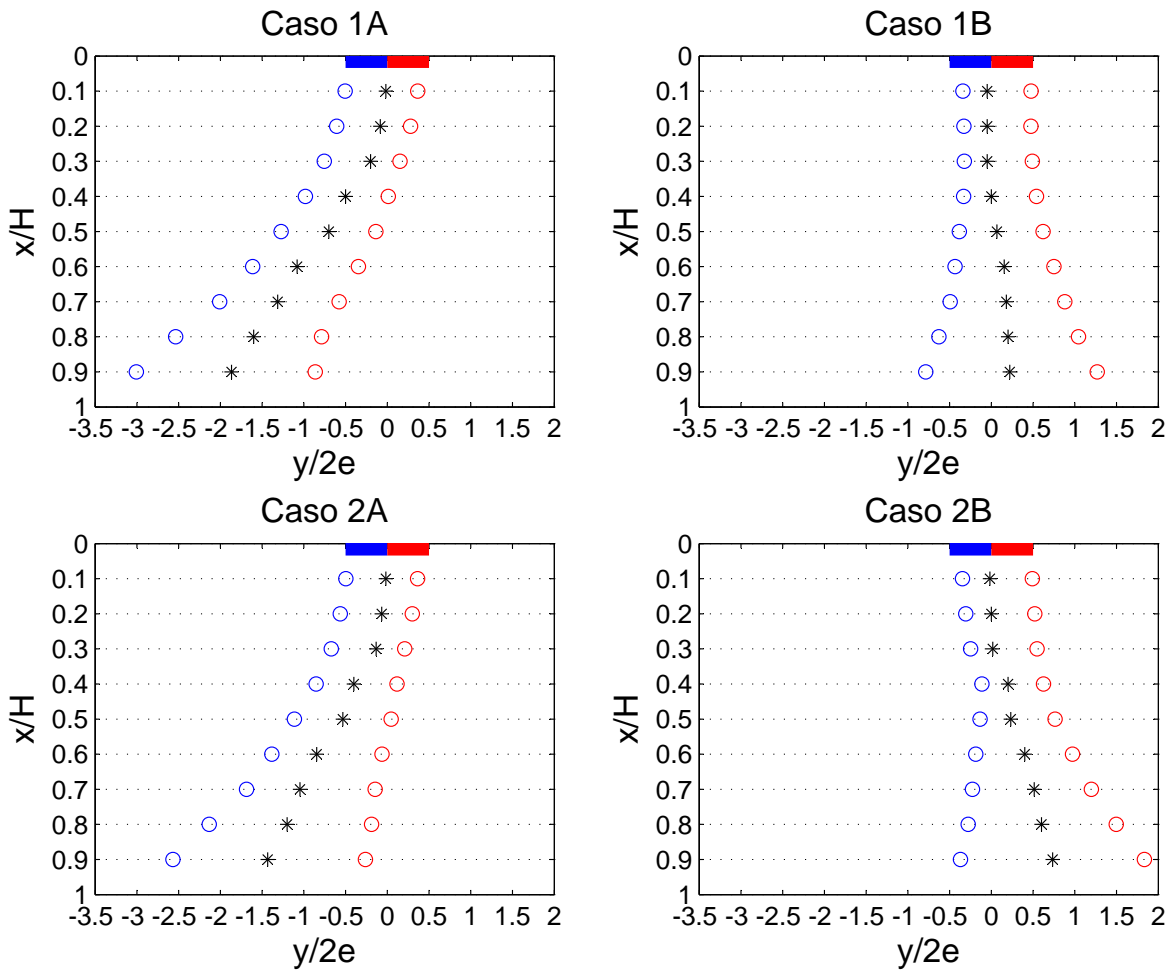


Figura 6.8: Evolución del semiancho y centro de la cortina.

Gupta [5] obtuvo experimentalmente para un jet simple, libre (no en impacto) y desarrollado, de número de Reynolds igual a 7000, una ecuación para el semiancho de éste, la cual corresponde a

$$\frac{b}{e} = 0,114 \left( \frac{x}{e} + 0,36 \right). \quad (6.3)$$

Si bien el caso estudiado por Gupta [5] no es lo visto en este trabajo, en secciones anteriores se ha mostrado que a partir del nivel  $x/H = 0,6$  los dos jets que componen la cortina se unen formando un único jet, por lo que a partir de la figura 6.8 se obtienen los gráficos presentados en la figura 6.9, donde se presenta el módulo del semiancho de la cortina corregido por el centro calculado de ésta.

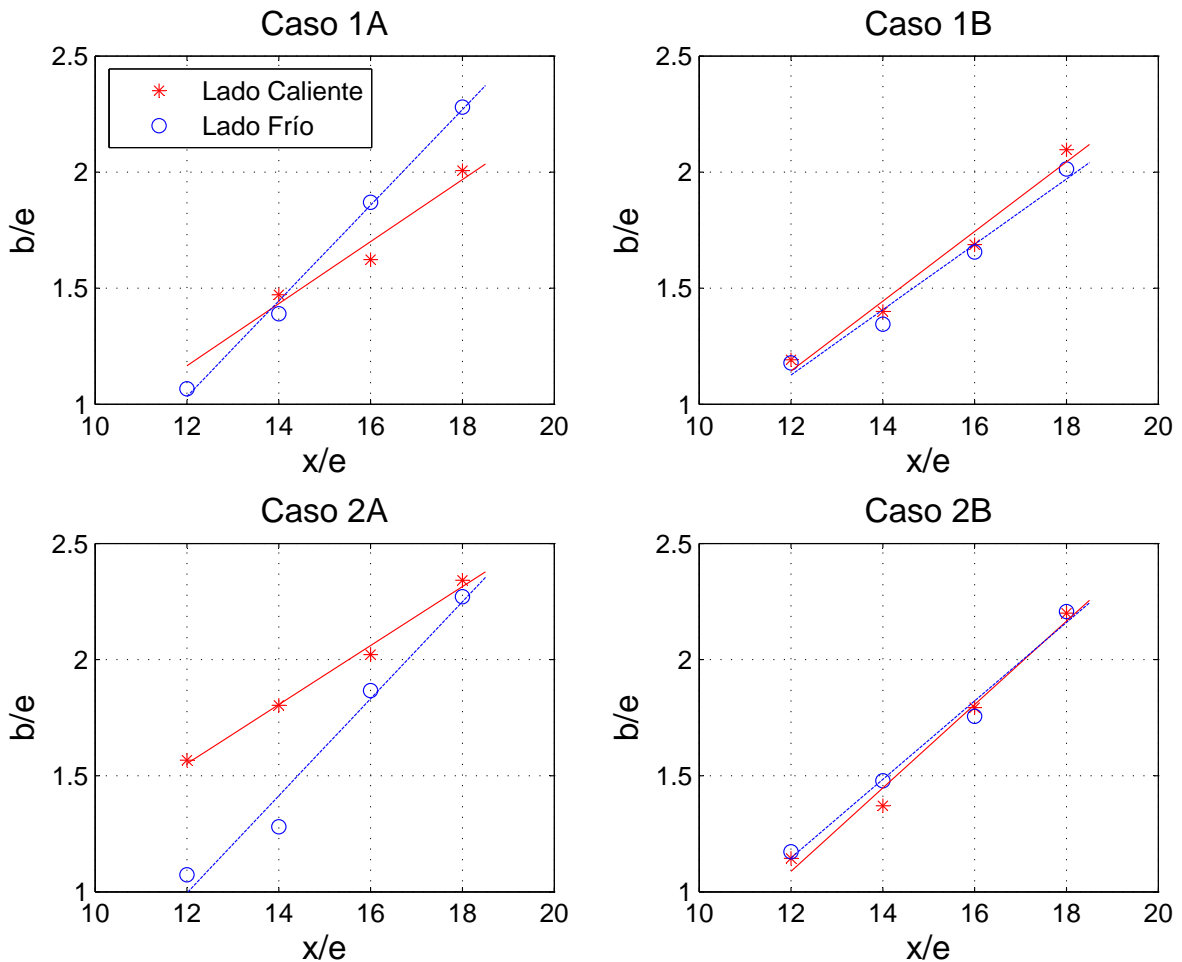


Figura 6.9: Semianchos de la cortina en zona unificada.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Por otro lado, los valores de Reynolds utilizados en este trabajo son aproximadamente 1800 y 2800 en cada jet dependiendo del caso en estudio (calculados como jets independientes, 5600 como jet compuesto). Gupta [5] menciona que a mayores números de Reynolds se espera una disminución en la expansión de la cortina, disminuyendo la pendiente de la curva asociada. De modo análogo, se espera que para Reynolds menores la cortina tienda a aumentar su expansión.

A partir de los gráficos antes presentados, donde se observa la tendencia lineal de los semianchos respecto a  $x$ , se puede obtener la tabla 6.2. En esta tabla se muestran las tasas de expansión de los semianchos de la cortina en la zona unificada, estas tasas corresponden a la variación del semiancho con respecto a la coordenada  $x$  (pendiente de las curvas obtenidas para las regresiones de los puntos obtenidos).

Tabla 6.2: Tasas de expansión semianchos de cortina en zona unificada.

	Lado Frío	Lado Caliente
<b>Caso 1A</b>	0,21	0,13
<b>Caso 1B</b>	0,14	0,15
<b>Caso 2A</b>	0,21	0,13
<b>Caso 2B</b>	0,17	0,18

Se aprecia que para los casos 1A y 2A, que tienen igual configuración de velocidades de jet frío rápido, se obtienen idénticas tasas de expansión. Si bien en estos casos se espera que el lado frío tenga menores tasas de expansión debido a que poseen mayores números de Reynolds, esto no se observa y se atribuye a la desviación de la cortina, la que debido a ésta se expande en mayor grado del lado de mayor velocidad.

Comparando los casos en que el jet rápido es el caliente y la cortina tiende a inclinarse hacia la fuente térmica, se tiene que el caso 2B (el de menor potencia) posee tasas de expansión mayores a las del caso 1B, atribuidas directamente al efecto de la fuente que a mayores potencias genera mayor empuje sobre la cortina, impidiendo su expansión hacia ese sector del túnel.

Este empuje no se logra incorporar directamente en los parámetros de expansión de los casos en que la cortina se inclina hacia el lado no confinado o frío, pues la cortina en los niveles estudiados se encuentra alejada de la fuente térmica, no incorporando localmente el efecto térmico en la expansión de la cortina. Sin embargo como se mostró en la figura 6.8, los primeros niveles de la cortina si incorporan este efecto, pues el caso 1A presenta una mayor desviación total de la cortina debido al mayor desplazamiento de estos últimos, con respecto al caso 2A.

Además, el efecto de la fuente térmica sobre la cortina también se puede observar comparando las pendientes de las curvas de ambos lados de la cortina (frío y caliente) para los casos 1B y 2B. Si bien se espera que en estos casos el lado frío, que tiene menores números de

CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Reynolds, posea valores de la pendiente mayores que su par caliente, estos valores son menores y prácticamente iguales. Del mismo modo que se explicó antes, debido a la inclinación de la cortina y a la presencia de la fuente térmica, la cortina se expande prácticamente del mismo modo en ambos lados.

Cabe destacar que la tasa de expansión encontrada por Gupta [5] es menor a las observadas en este estudio, lo que concuerda según lo explicado con anterioridad al comparar los valores de Reynolds utilizados.

Utilizando las variables de similitud presentadas anteriormente, en la figura 6.10 se presentan los perfiles de velocidad  $U$  normalizados con dichas variables. Se observa que la similitud no se logra para todo el conjunto de curvas, sino que se dividen en grupos, lo cual muestra que los perfiles son similares por zonas.

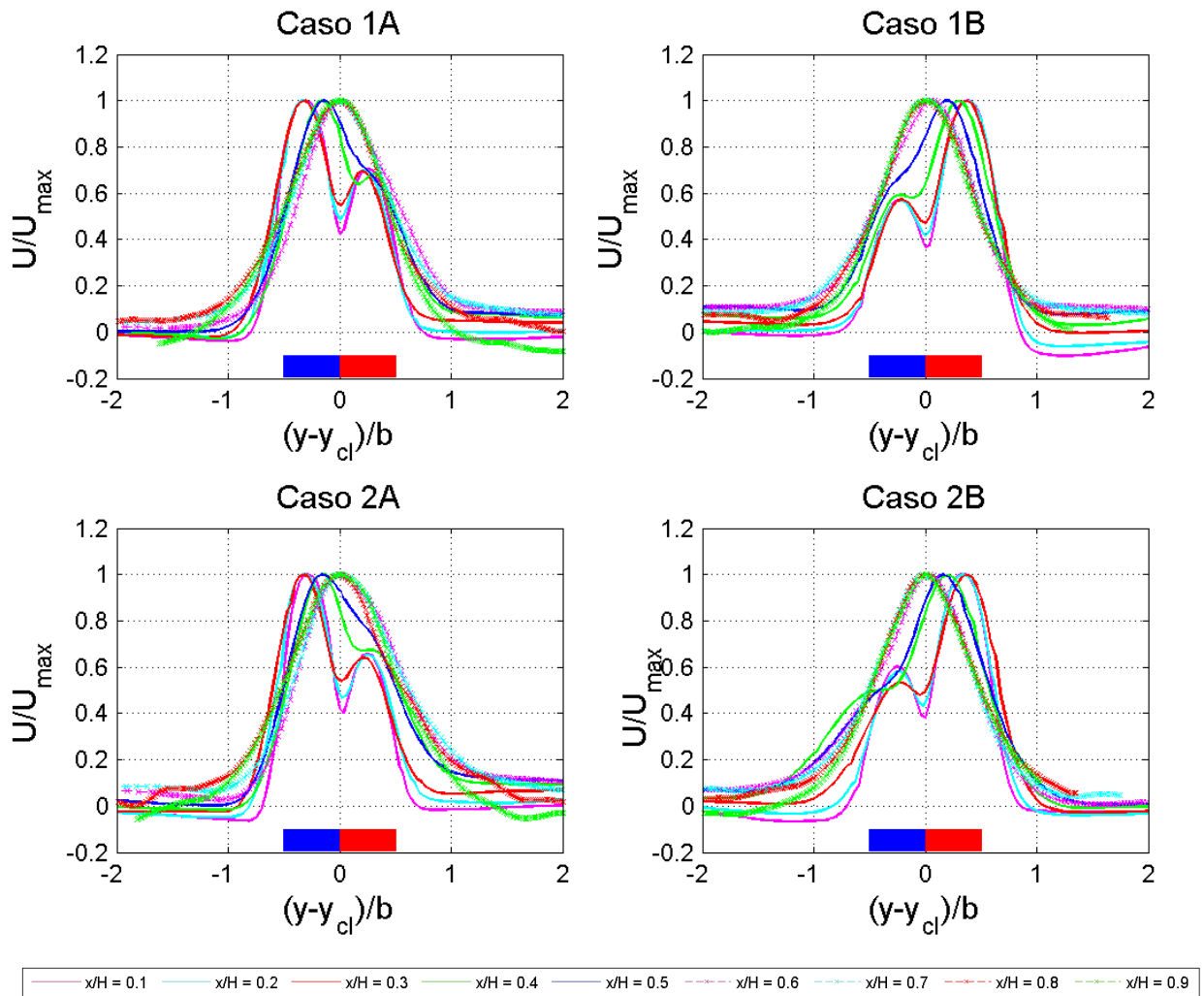


Figura 6.10: Perfiles de velocidad  $U$  normalizados por variables de similitud.

De este gráfico se pueden identificar claramente tres zonas:

- $0,1 \leq x/H \leq 0,3$ : esta zona coincide con la zona de cono potencial definida anteriormente. Se aprecia que los perfiles se juntan salvo en el sector de unión de ambos jet, donde cada jet se distingue por separado. Se considera que estos perfiles no son similares en su totalidad debido a la discontinuidad que provoca la placa de separación entre las boquillas, pues el punto de unión entre los jets tiende a aumentar su velocidad rápidamente y la velocidad máxima en los primeros niveles se mantiene prácticamente constante (ver figura 6.6) .
- $0,4 \leq x/H \leq 0,5$ : esta zona se ubica entre los dos grupos de curvas acopladas, las que se distinguen claramente una de otra. No se observa similitud y se asocia a una zona de combinación de los jets que podría estar relacionada a una región pseudo-desarrollada que no es posible ver en la figura 6.6.
- $0,6 \leq x/H \leq 0,9$ : esta zona presenta claramente similitud entre sus perfiles, donde se observa una zona unificada en que la cortina se comporta como un jet simple. Esta región se asocia a las zonas desarrollada y de impacto definidas con anterioridad.

Comparativamente, el comportamiento en todos los casos es prácticamente idéntico, salvo las diferencias observadas en casos con distintas configuraciones de velocidad, en donde el corrimiento de los perfiles ocurre en sentidos contrarios debido a la inclinación de la cortina.

#### 6.1.4. Comparación de Perfiles Velocidad Promedio $U$

En la figura 6.11 se presenta la comparación entre los perfiles de velocidad promedio temporal  $U$  obtenidos en este estudio con los del estudio numérico en FDS realizado por Rojas [44].

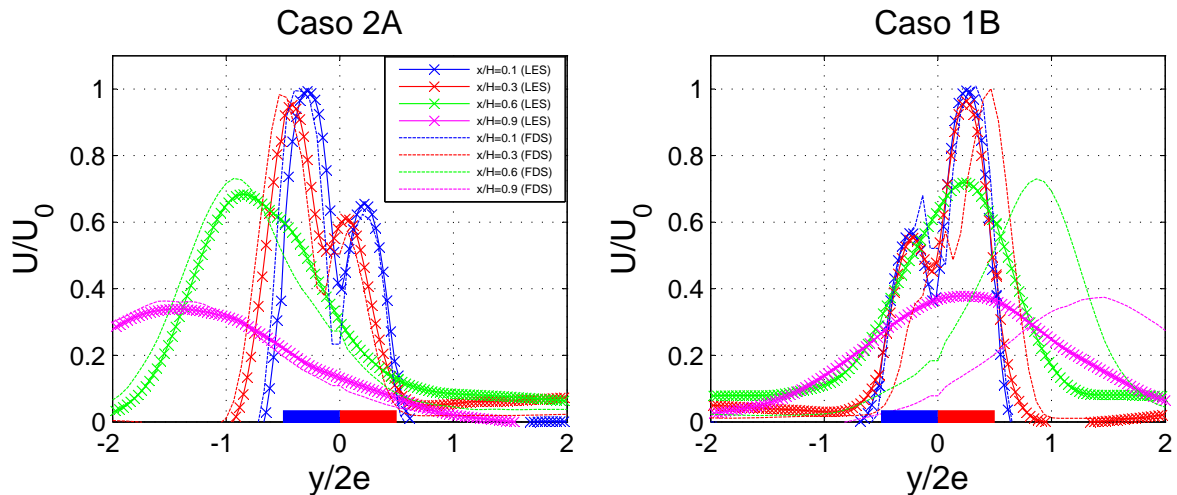


Figura 6.11: Comparación de perfiles de velocidad  $U$  con resultados FDS.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

En la figura 6.11 se aprecia que para el caso 2A los perfiles, en cuanto a tendencia y magnitud, son prácticamente iguales. En cambio en el caso 1B se observa una notoria diferencia en los perfiles a partir del nivel  $x/H = 0,3$  en cuanto a la inclinación de la cortina.

Cabe recordar que el caso 1B corresponde a una configuración en que el jet rápido es el del lado caliente, por lo que la cortina tiende a inclinarse aerodinámicamente hacia ese mismo lado. Se destaca que FDS no incorpora de la misma forma que LES el efecto de la fuente térmica, pues como se observa en el caso 2A la inclinación de la cortina para FDS responde de la misma forma que para el caso 1B, apreciándose una simetría con respecto a la placa que separa ambos jets. Esta diferencia observada entre ambos modelos puede ser asociada, a priori, a como se calcula la densidad del aire, pues como se ha mencionado anteriormente (ver figura 6.4), esta propiedad influye de manera importante en el desarrollo de la cortina.

Por otro lado, la figura 6.12 presenta la comparación entre los perfiles de velocidad promedio temporal  $U$  obtenidos en este estudio con los del estudio experimental realizado por Schneider [1].

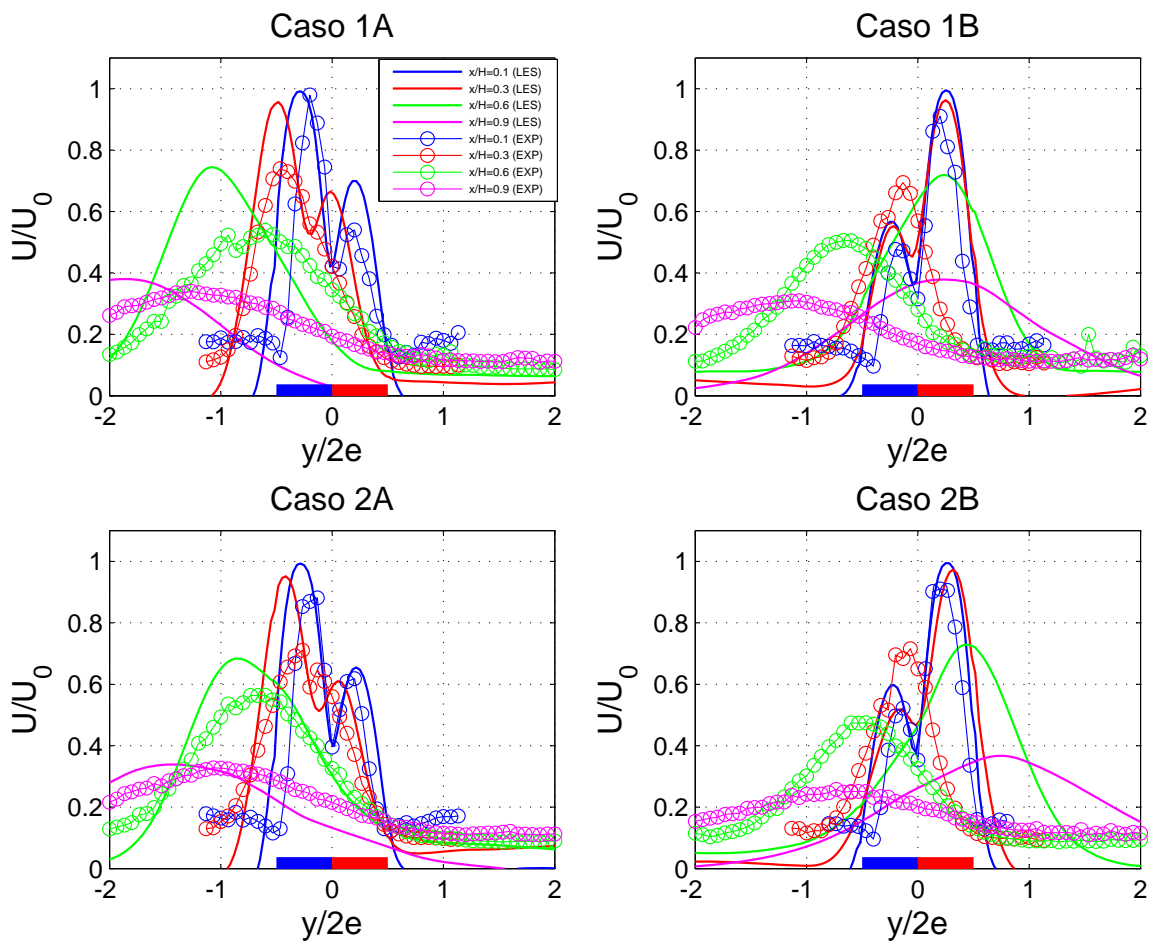


Figura 6.12: Comparación de perfiles de velocidad  $U$  con resultados experimentales.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Se observa que en todos los casos los perfiles de velocidad promedio  $U$  se ajustan bastante bien en cuanto a forma y magnitud. Sin embargo, la comparación con los resultados experimentales demuestra que el modelo LES no logra incorporar de buena forma la desviación de la cortina, que en todos los casos experimentales se inclina hacia el lado protegido. Una posible explicación de este hecho es que el modelo de densidad de aire utilizado no representa fielmente la realidad a modelar, pues como se presentó y mencionó anteriormente, la densidad juega un papel importante en cuanto a la orientación que tomará la cortina de aire dependiendo de las condiciones a las que ésta se encuentre sometida. Por otro lado, también se puede atribuir a la incapacidad de entregar al modelo computacional las condiciones de borde que representen la instalación experimental.

Se aprecia en los casos 1A y 2A que los perfiles obtenidos por LES se ajustan de mejor manera que en los casos 1B y 2B. Lo anterior ocurre porque la cortina aerodinámicamente tiende a inclinarse hacia el lado con el jet de mayor velocidad, que en los primeros dos casos mencionados (caso 1A y 2A) es el jet frío, por lo que la cortina se inclina hacia el lado protegido.

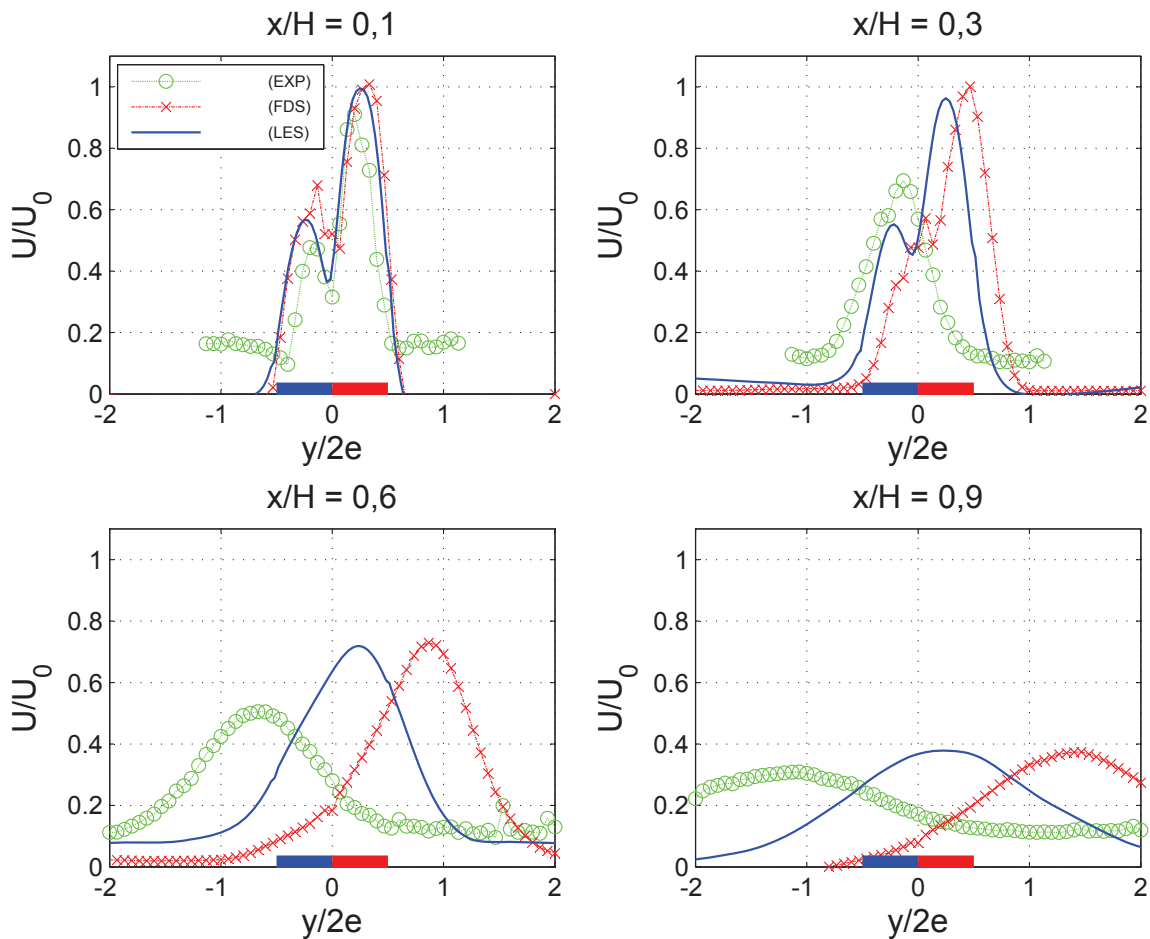


Figura 6.13: Comparación de perfiles de velocidad  $U$ .

A modo de observar en detalle la comparación de resultados entre ambos modelos computacionales y los resultados experimentales, a continuación se presentan los perfiles de velocidad promedio  $U$  para los niveles  $x/H = 0,1; 0,3; 0,6$  y  $0,9$  para el caso 1B.

La figura 6.13 sólo confirma el análisis antes realizado, en cuanto a las diferencias y sus posibles causas, siendo la inclinación de la cortina el punto más relevante.

## 6.2. Temperatura

En esta sección se presentan y analizan los resultados obtenidos para los perfiles de temperatura promedio en los distintos casos estudiados. Éstos corresponden al promedio de los valores obtenidos en los últimos 9 segundos de cada simulación para asegurar la estabilidad de las variables.

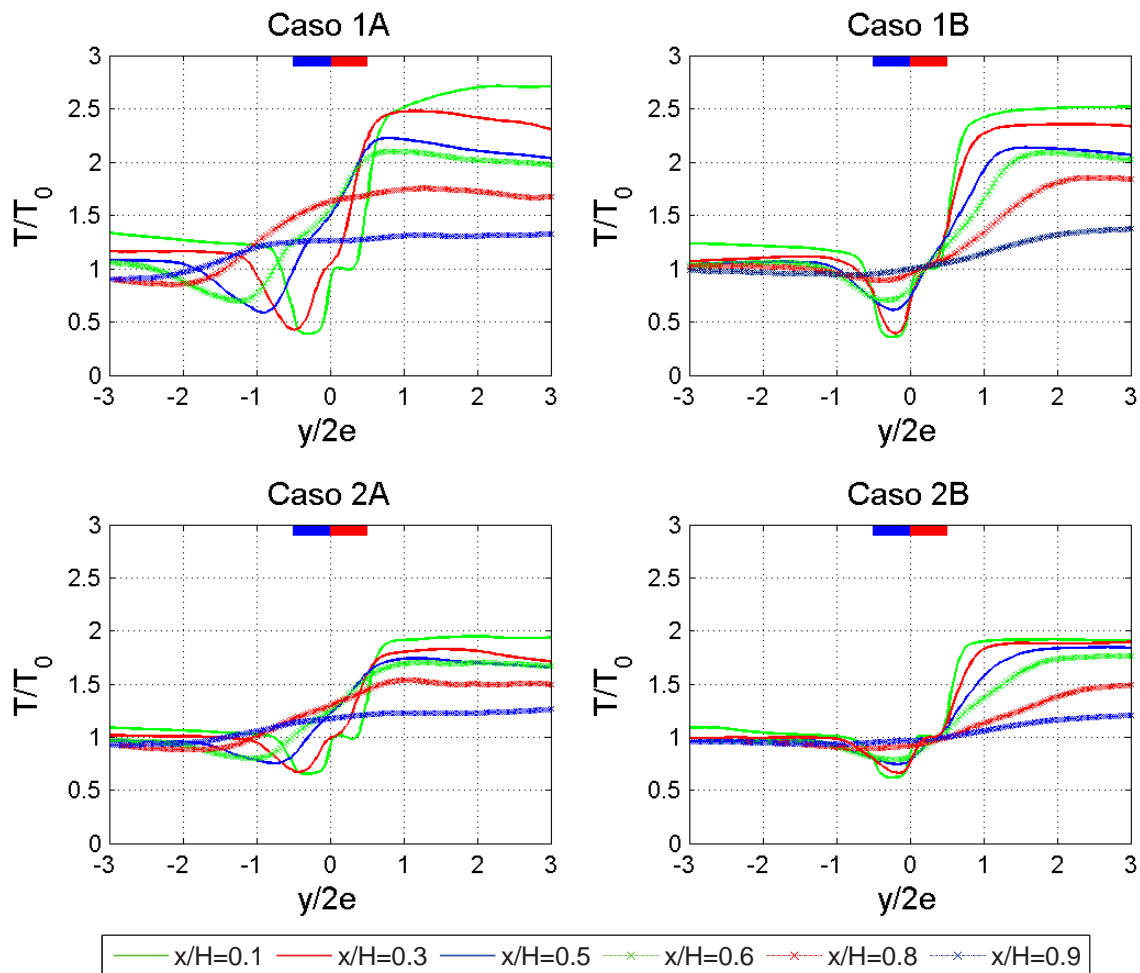


Figura 6.14: Perfiles de temperatura promedio T.



## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

En la figura 6.14 se muestran los perfiles de temperatura promedio. Se observa que en los extremos de los perfiles existe una estabilización de la temperatura y una estratificación relacionada a los niveles de medición. En los niveles  $x/H = 0,1$  y  $0,2$  es posible distinguir dos valles correspondientes al ingreso de los jets simples que componen la cortina, los cuales actúan como barreras que mantienen claras diferencias de temperatura entre un lado y otro. En cambio, para los siguientes niveles se observa un gradiente de temperatura bastante uniforme después del nivel  $x/H = 0,3$ , lo que evidencia un traspaso de calor entre los jets y además una convergencia en el ámbito térmico entre éstos.

Al igual que lo reportó Cecchi [37], el gradiente térmico se hace menos pronunciado a medida que la cortina evoluciona o desarrolla, y en este estudio, se llega prácticamente a una homogenización de la temperatura entre el lado protegido y el confinado. Esto último sugiere que en la zona de impacto existe una fuga importante de calor mediante flujo medio, dada la magnitud de la componente horizontal de la velocidad que logra estabilizar la temperatura cercana al suelo.

Con respecto a la estratificación de la temperatura, se puede apreciar que en los casos de potencia alta (Caso 1A y 1B) los extremos de los perfiles no se juntan o acoplan tan bien como en los casos de potencia baja, es decir, existe una mayor estratificación. Esto se atribuye principalmente al factor radiativo que calienta la pared superior o techo de la instalación elevando la temperatura del aire aledaño, lo que muestra la importancia de utilizar en el estudio paredes participantes, es decir, no adiabáticas.

Con el fin de encontrar parámetros de similitud para los perfiles de temperatura, se definen las temperaturas  $T_F(x/H)$  y  $T_C(x/H)$ , las cuales corresponden a las temperaturas de estabilización por nivel del lado frío y lado caliente, respectivamente. Por otro lado, se define la distancia  $d(x/H)$ , que corresponde a la distancia mínima entre las zonas de estabilización de las temperaturas antes definidas (ver figura 6.15).

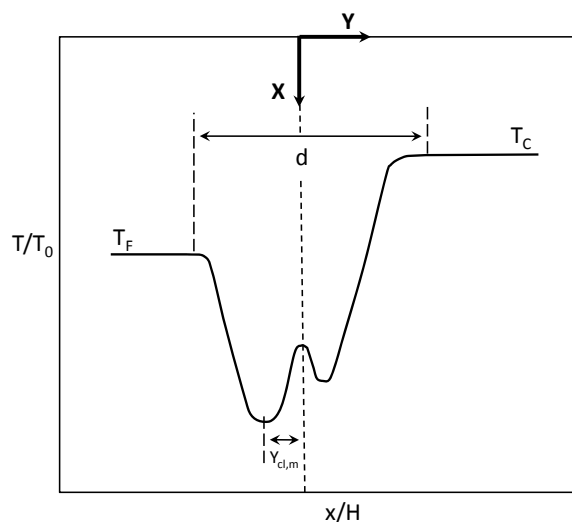


Figura 6.15: Variables de adimensionalización para perfiles de temperatura,  $d(x/H)$ .

CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Además, para eliminar el corrimiento o desviación de la cortina, se considera la distancia  $y_{cl,m}$  que corresponde a la distancia desde el centro geométrico de la cortina hasta el punto en que la temperatura es mínima.

Utilizando la adimensionalización de similitud definida en el párrafo anterior, se presenta la figura 6.16 en donde se observa que los perfiles de temperatura se comportan como similares con las variables definidas, excepto en la zona central que se aprecia la evolución térmica de la cortina. Si bien en la zona central la similaridad no se observa claramente para todos los niveles, esto puede estar asociado a un desarrollo térmico de la cortina al igual que el desarrollo dinámico que divide al jet en tres zonas, sin embargo, con los resultados expuestos no se puede concluir al respecto.

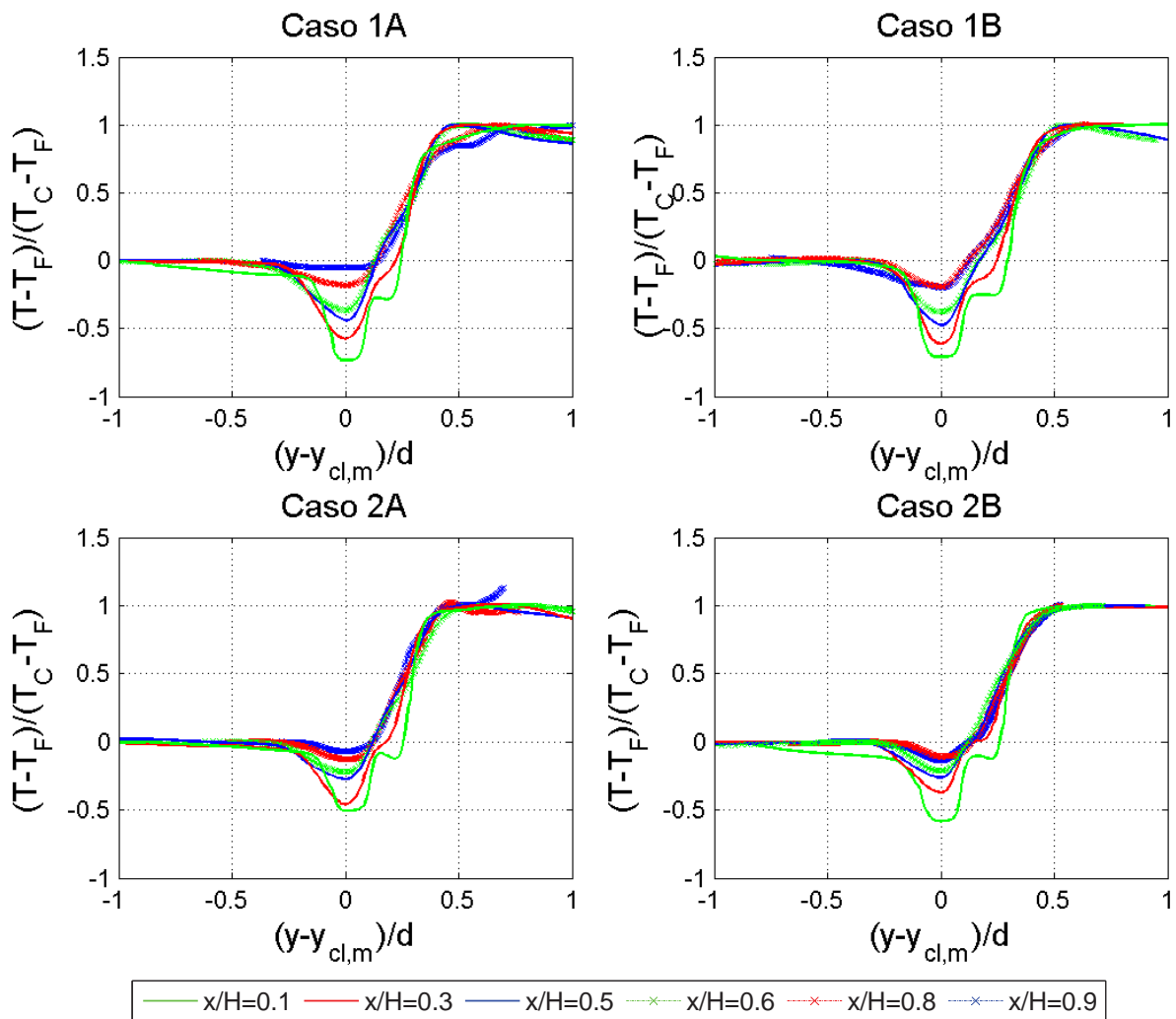


Figura 6.16: Perfiles de temperatura  $T$  normalizados por variables tentativas de similitud.

A continuación, en la figura 6.17 se presenta la comparación entre los perfiles de temperatura promedio obtenidos en este estudio con los del estudio numérico en FDS realizado por Rojas [44].

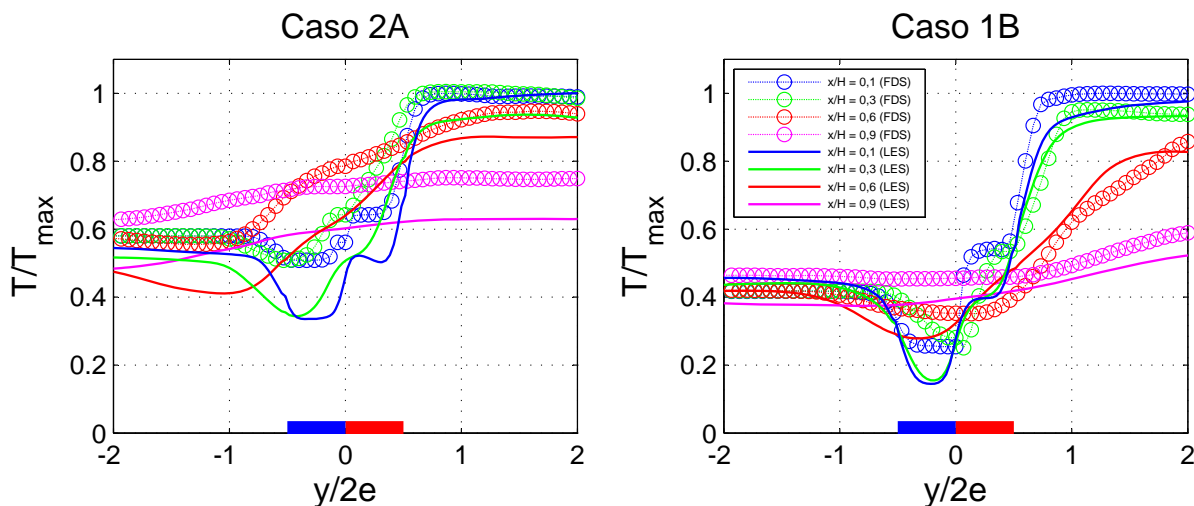


Figura 6.17: Comparación de perfiles de temperatura con resultados FDS.

Al igual que los perfiles de velocidad presentados en la figura 6.11, en el caso 1B se observa que los perfiles de temperatura promedio obtenidos por FDS se desvían hacia la fuente térmica en mayor proporción que los obtenidos por LES. Como se ha expuesto anteriormente, este hecho se atribuye a que el modelo utilizado en FDS no incorpora de buena forma el efecto de la fuente térmica. Sin embargo, en términos de magnitud, los perfiles se comportan bastante parecidos, principalmente fuera de la zona de salida de los jets.

A diferencia del caso 1B, el caso 2A presenta prácticamente idénticas tendencias para ambos modelos numéricos debido a que prevalece el ámbito aerodinámico (caso 2A corresponde a configuración con jet rápido frío), al igual que lo observado en la figura 6.11. Por otro lado, se observa que se tienen notorias diferencias con respecto a la magnitud de los perfiles, donde se aprecia que LES entrega un rango de temperaturas más amplio obteniéndose valores más elevados, que perfectamente se pueden atribuir a condiciones de borde (paredes no adiabáticas del túnel, paredes adiabáticas de las mangas de recirculación, fuente térmica, etc.).

Finalmente, en la figura 6.18, se presenta la comparación entre los perfiles de temperatura promedio obtenidos en este estudio con los del estudio experimental realizado por Schneider [1].

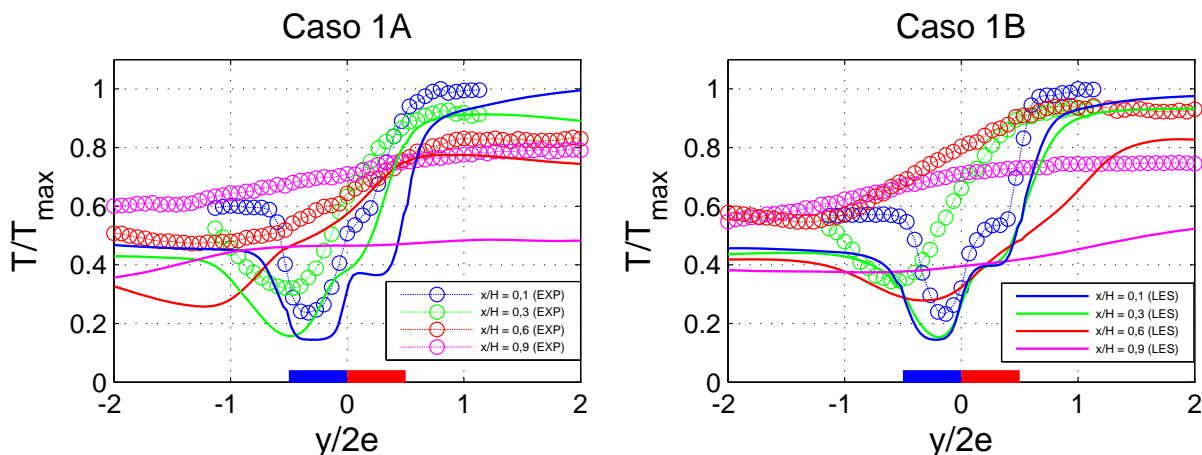


Figura 6.18: Comparación de perfiles de temperatura promedio con resultados experimentales.

En la figura 6.18 se aprecia que los perfiles de temperatura promedio obtenidos experimentalmente y los obtenidos de forma numérica utilizando LES tienen gradientes térmicos bastante parecidos, pero distintas inclinaciones de la cortina (tal como se esperaba de acuerdo a la figura 6.12). El hecho que los gradientes térmicos tengan la misma tendencia confirma que el modelo LES reproduce de buena forma el traspaso de calor desde un lado a otro de la cortina.

Por otro lado se observa una diferencia en las magnitudes alcanzadas en cada estudio, donde en general el modelo LES sobreestima los valores de temperatura, lo que se puede atribuir principalmente a las condiciones de borde entregadas al modelo.

### 6.3. Magnitudes turbulentas

En esta sección se presentan las distintas magnitudes turbulentas estudiadas en este trabajo, con el fin de analizar la influencia de éstas en el confinamiento de calor de la cortina.

#### 6.3.1. Esfuerzos de Reynolds

A continuación se presentan y analizan las componentes del Tensor de Esfuerzos de Reynolds definido en la sección 2.4.1, el cual se interpreta como la contribución del movimiento turbulento al transporte medio de cantidad de movimiento. Todas las cantidades se encuentran normalizadas por el cuadrado de la velocidad  $U_0$ .

En la figura 6.19 se muestran los esfuerzos normales en la dirección  $x$ , las componentes normales del Tensor de Esfuerzos de Reynolds corresponden a la diagonal del tensor y su suma es proporcional a la energía cinética turbulenta. En primer lugar, es importante notar que los órdenes de magnitud de los valores de los esfuerzos normales obtenidos son similares a los reportados por Cecchi [37], Schneider [1] y por Narayanan [40] en sus trabajos experimentales; y por Demarco [9] y Crisóstomo [26] en sus estudios numéricos.

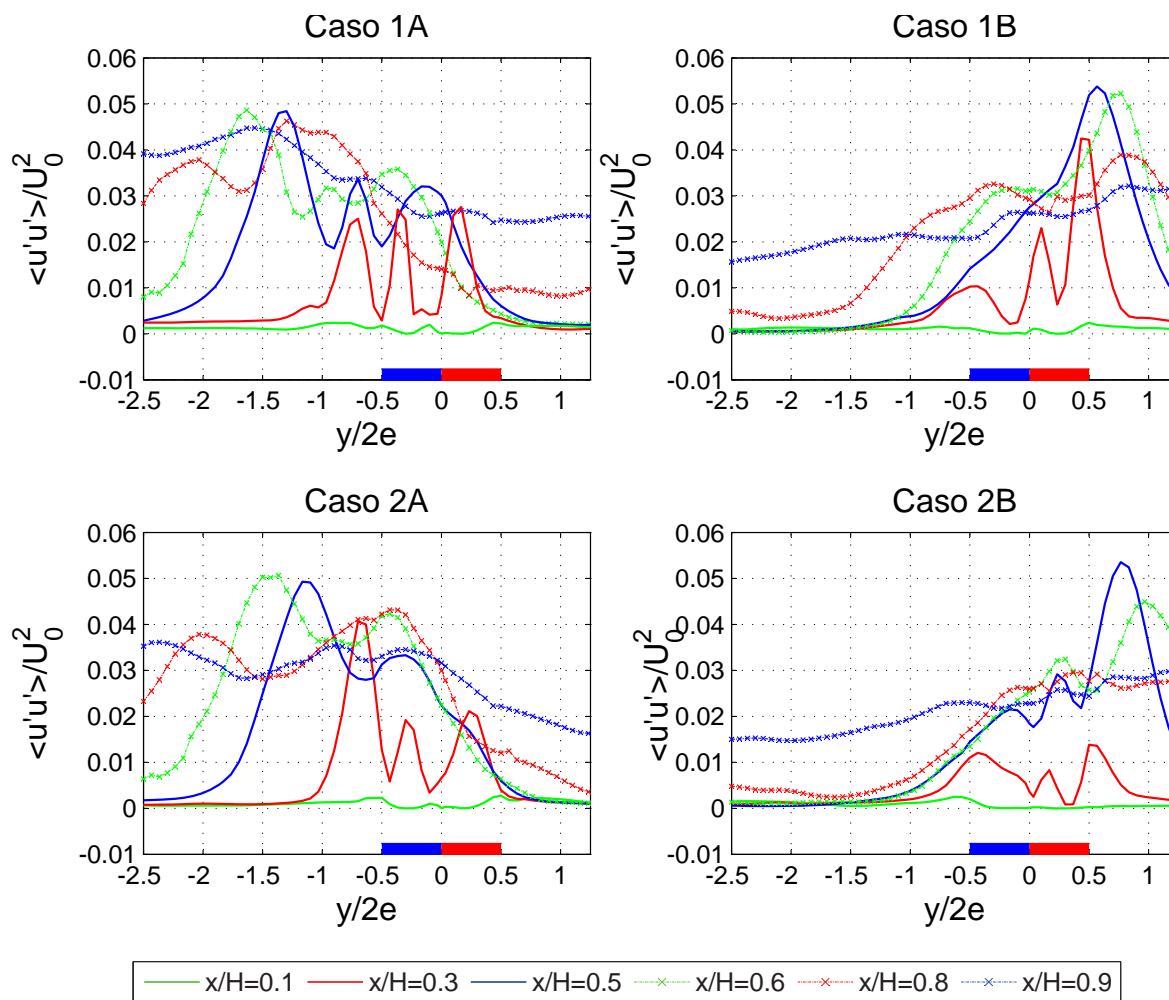


Figura 6.19: Perfiles de esfuerzos normales en la dirección  $x$ .

Las zonas donde los esfuerzos normales son elevados coinciden con lugares donde existe algún tipo de interacción entre distintos campos de velocidades, debido a esfuerzos de corte y al consecuente aumento de energía cinética turbulenta. Estos lugares de interacción dan origen a estructuras turbulentas, por lo que altos esfuerzos dan cuenta la existencia de éstas.

En los primeros niveles de la figura 6.19, antes de que los jets se unen, es posible distinguir varios peaks o máximos locales. Los máximos de ambos extremos se asocian a las capas de

mezcla de la cortina con el medio aledaño, por lo que éstos se relacionan con la existencia de estructuras de Kelvin-Helmholtz. Por otro lado, desde el nivel  $x/H = 0,1$  hasta el nivel  $x/H = 0,3$  se observan dos peaks centrales asociados a la existencia de estructuras de Von Kármán, producto de la placa central entre las boquillas.

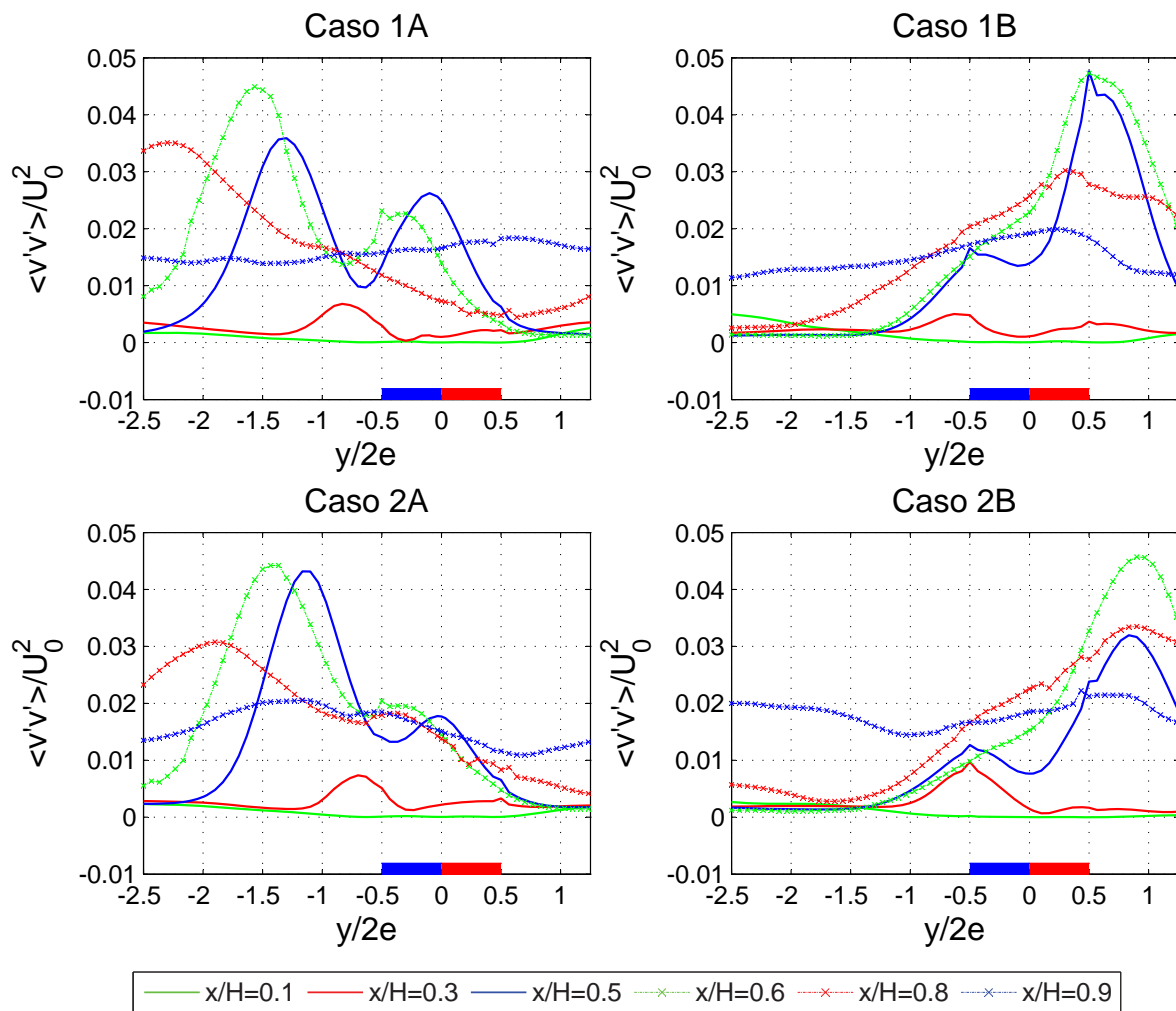


Figura 6.20: Perfiles de esfuerzos normales en la dirección  $y$ .

En los niveles posteriores, más lejos de las boquillas, desaparecen los dos peaks y sólo se aprecia un máximo central relacionado a la interacción de los jets que conforman la cortina. En los niveles inferiores, donde los jets ya han convergido, sólo se observan los dos máximos laterales asociados a las capas de mezcla.

En la figura 6.20 se muestran los esfuerzos normales en las dirección  $y$ . Al igual que antes, el orden de magnitud para estos esfuerzos concuerda con trabajos realizados anteriormente. El análisis antes expuesto para la componente  $x$  puede aplicarse para la componente  $y$ , pues como lo reporta Koched [39], en un jet simple ambos esfuerzos normales se comportan de la

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

misma forma. La existencia de la fuente térmica y el hecho que es un doble-jet, produce que ambos perfiles no sigan las mismas tendencias ni se observen los mismos peaks, sin embargo concuerdan las zonas en donde ocurren las capas de mezcla.

En el primer nivel el esfuerzo es muy bajo, homogéneo y cercano a cero, dada la baja componente horizontal de velocidad que existe en esta zona donde la expansión es prácticamente inexistente y la componente vertical es predominante. Mirando este perfil con más detalle, éste presenta máximos relacionados a las capas de mezcla, al igual que los demás niveles que presentan estos puntos pero de forma más acentuada y con una mayor magnitud, pues la velocidad  $V$  aumenta a medida que evoluciona y expande la cortina, así como sus fluctuaciones. El nivel más cercano al suelo, presenta uniformidad a lo ancho de la cortina, por lo que se infiere que existe un transporte turbulento homogéneo en la componente horizontal en este nivel, teniendo en cuenta que en la zona inferior de la cortina el flujo de aire horizontal es comparable con el vertical (se genera un jet de pared), y que existe energía asociada a la mezcla debido al impacto.

Desde el punto de vista del confinamiento, conviene minimizar las magnitudes antes descritas en la capa de interacción del jet caliente y zona confinada, pues mayor transporte de cantidad de movimiento y/o masa en ese sector favorece el traspaso de aire caliente hacia el lado protegido, por lo que para mejorar el confinamiento se prefieren configuraciones de la cortina con jet rápido frío, es decir, los casos 1A y 2A.

Por otro lado, los perfiles de esfuerzos de corte de Reynolds toman una forma típica en jets simples, tienen un máximo y un mínimo de signos diferentes, en puntos prácticamente simétricos con respecto al eje del jet, además, la zona interior del jet posee un perfil monótono y que pasa por cero en el eje de simetría. Lo anterior ha sido reportado por Koched [39], Kubacki [12], entre otros.

La descripción anterior se asocia a la existencia de capas de mezcla y a estructuras turbulentas asociadas a la recirculación de aire, donde en puntos simétricos de la capa de mezcla, la rotación de las estructuras es contraria, con lo que se explica la diferencia de signo de los máximos. Claramente la explicación anterior no considera la existencia de una capa de interacción intermedia, una desviación importante de la cortina ni una fuente térmica.

En la figura 6.21 se presentan los perfiles de esfuerzo de corte de Reynolds, normalizados por  $U_0^2$ . Para todos los casos y la mayoría de los niveles, es posible observar los mínimos y máximos correspondientes a las capas de mezcla de la cortina con el entorno y su respectiva desviación.

Tal como se esperaba, los perfiles no son simétricos dada las condiciones intrínsecas del problema, en donde la diferencia de magnitud entre los peaks se atribuye a la diferencia de velocidades entre los jets. El jet que posee la velocidad mayor tiene el peak más marcado dado que el esfuerzo de corte es mayor. Lo anterior también aplica para los esfuerzos normales antes expuestos.

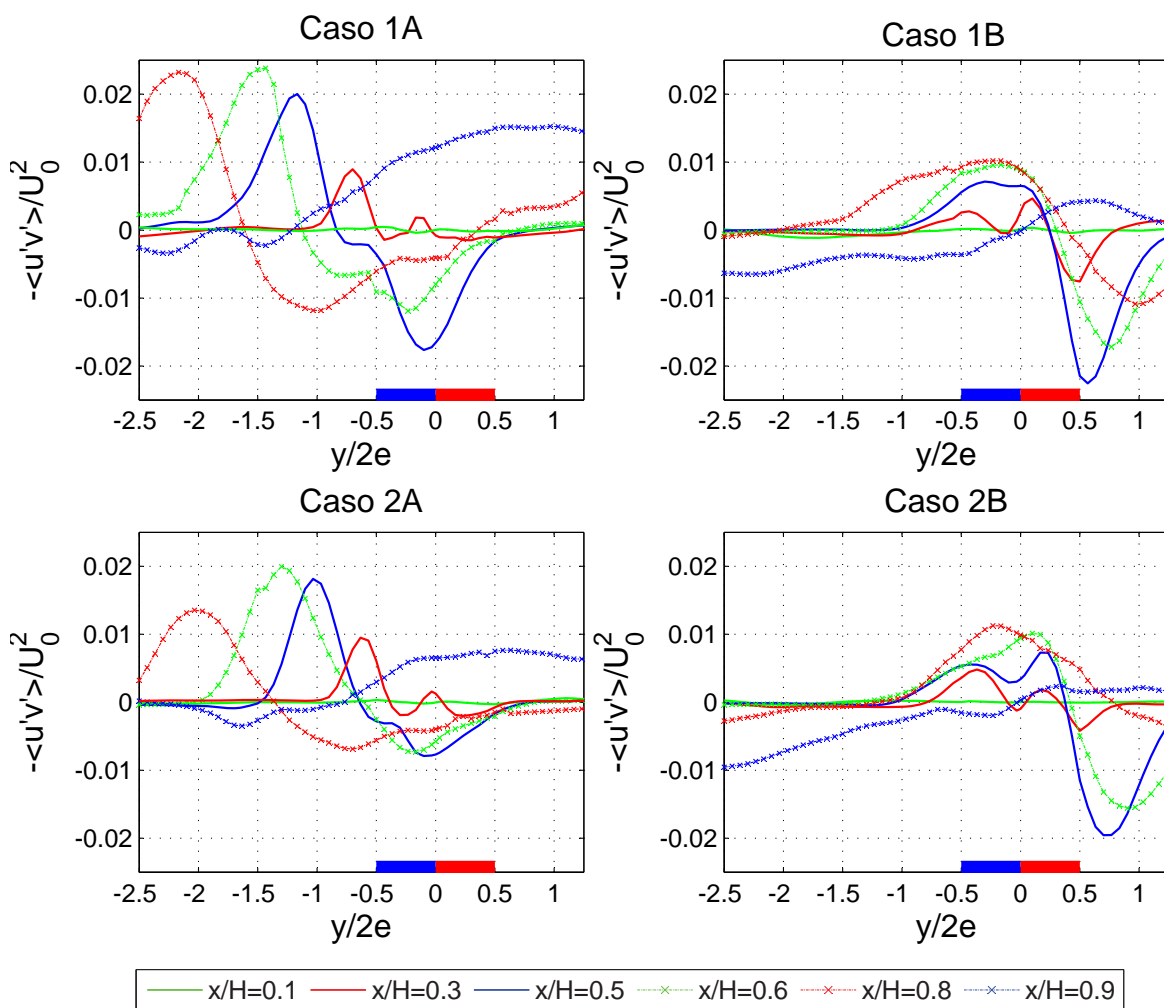


Figura 6.21: Perfiles de esfuerzos de corte de Reynolds.

Además, se aprecia un mínimo y máximo intermedios, entre los peaks de los extremos mencionados con anterioridad, los cuales se asocian a la capa de mezcla intermedia. Al igual que para los perfiles normales de esfuerzo de Reynolds para la dirección  $x$ , la evidencia de la capa intermedia se observa hasta el nivel  $x/H = 0,5$ . Por otro lado, el nivel  $x/H = 0,9$  posee una tendencia bastante monótona y homogénea a lo ancho de la cortina, al igual que los perfiles normales en la dirección  $y$ . Esta diferencia con respecto al resto de los perfiles se puede atribuir a la existencia de la zona de impacto, la cual expande y dispersa la cortina.

Para complementar el análisis anterior, en el Anexo B se presentan imágenes de mapa de colores que muestran la distribución espacial de las intensidades turbulentas relacionadas a las distintas componentes del Tensor de Esfuerzos de Reynolds (figura B.1) y además, se muestra la distribución de la energía cinética turbulenta en la vecindad de la cortina (figura B.2). Si bien estas figuras representan lo mismo que los perfiles antes analizados, a partir de



estas nuevas imágenes se puede observar de forma clara la distribución de los esfuerzos a lo largo de la cortina para hacerse una mejor idea del comportamiento de ésta. Con respecto a la figura que muestra la energía cinética turbulenta en la cortina, se observa claramente que las zonas más energéticas corresponden a las ubicadas en las capas de mezcla y principalmente a la del jet rápido.

### 6.3.2. Transporte turbulento de calor

En esta sección se presentan y analizan los resultados obtenidos para perfiles de transporte turbulento de calor en las direcciones  $x$  e  $y$ , normalizados por  $U_0\Delta T_0$ . Como se mencionó en la sección 2.4.2, la magnitud en estudio relaciona fluctuaciones de velocidad y temperatura, y se interpreta como la contribución del movimiento turbulento del flujo al transporte medio de calor.

La figura 6.22 muestra los perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección  $x$ , se espera que para un jet simple entrando a un medio caliente, este tipo de transporte fuera negativo en la zona de existencia del jet, dado que éste estaría enfriando el medio al que ingresa, tal como lo mencionó y reportó Cecchi [37]. La figura 6.22 muestra en todos los casos, para todos los niveles, que las curvas efectivamente presentan sectores negativos en la zona de existencia de la cortina.

En los primeros niveles de los casos 1A y 2A se observan varios mínimos y máximos locales. Los mínimos locales de los extremos asociados a las capas de mezcla y el mínimo central asociado a la zona de interacción de los jets, indican que estos últimos enfrían axialmente el medio en el que entran gracias a las estructuras turbulentas presentes. Además, los máximos locales observados en los perfiles se asocian al calentamiento que ocurre al interior de los jets producto del proceso de enfriamiento del medio aledaño a la cortina, es decir, los jets se calientan axialmente a medida que van enfriando el entorno.

Por otro lado, en los niveles inferiores de los casos 1A y 2A que pertenecen a la zona desarrollada, se observa que los perfiles se suavizan y presentan claras zonas positivas y negativas. En los perfiles de temperatura promedio de la figura 6.14 se observa que la temperatura en la zona de la cortina es siempre menor que las temperaturas presentes en el interior del túnel, por lo que es esperable que la cortina enfríe el dominio, por lo tanto, las zonas negativas indican zonas donde la cortina efectivamente enfría el entorno. Las zonas positivas que se aprecian en el lado confinado del túnel aparecen debido a la inclinación de la cortina y al aumento de temperatura en ésta, por lo que la baja diferencia de temperatura con el entorno no logra enfriar ese sector.

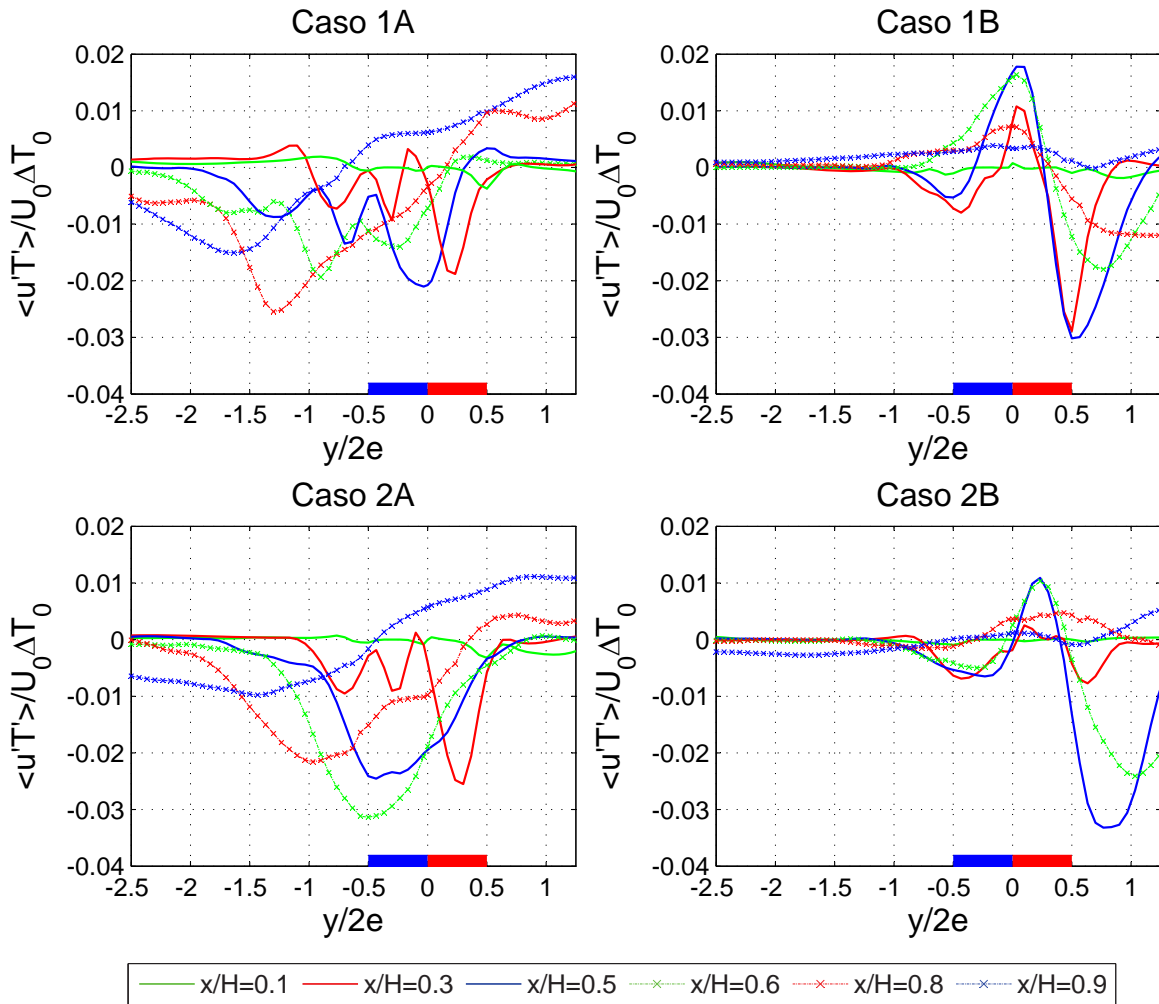


Figura 6.22: Perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección  $x$ .

En los casos 1B y 2B la influencia de la diferencia entre las velocidades de salida de los jets que componen la cortina es notoria. Dada la configuración de velocidades y la inclinación que posee la cortina para estos casos, es posible observar que en la zona protegida lejos de la cortina el transporte turbulento de calor en la dirección  $x$  es prácticamente nulo, lo que se espera para un ambiente calmo y sin grandes variaciones de temperatura. Además, para el mismo dominio de medición, ya no se observan perfiles positivos en el lado confinado, debido a que en estos casos de estudio la cortina no se inclina de manera pronunciada.

A diferencia de lo observado en los casos 1A y 2A, en la zona de interacción se observan marcados máximos positivos, lo que se atribuye a que en los casos 1B y 2B el jet caliente posee mayor velocidad y por lo tanto mayor turbulencia, lo que produce esfuerzos de corte y estructuras rotacionales de mayor tamaño que permiten un mayor traspaso axial de calor del jet caliente al jet frío. Lo anterior se traduce en una menor capacidad de enfriamiento

por parte del jet frío para la configuración con jet caliente rápido, lo que se aprecia en la disminución de la magnitud de los mínimos del lado protegido. Por lo tanto, se prefiere configuraciones de jet rápido frío para obtener mejores condiciones de confinamiento de calor, pues con esto se impide que el jet caliente aumente la temperatura del jet frío prematuramente.

En la figura 6.23 se muestran los perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección  $y$ . Se aprecia en todos los casos que en el primer nivel los perfiles son prácticamente constantes y cercanos a cero, esto se debe a que en esta región las variaciones de velocidad no son importantes. En el resto de los niveles se observan varios peaks los cuales concuerdan de buena forma con la ubicación de las capas de mezcla, al compararlos con los perfiles de esfuerzos normales en la dirección  $y$  presentados en la figura 6.20.

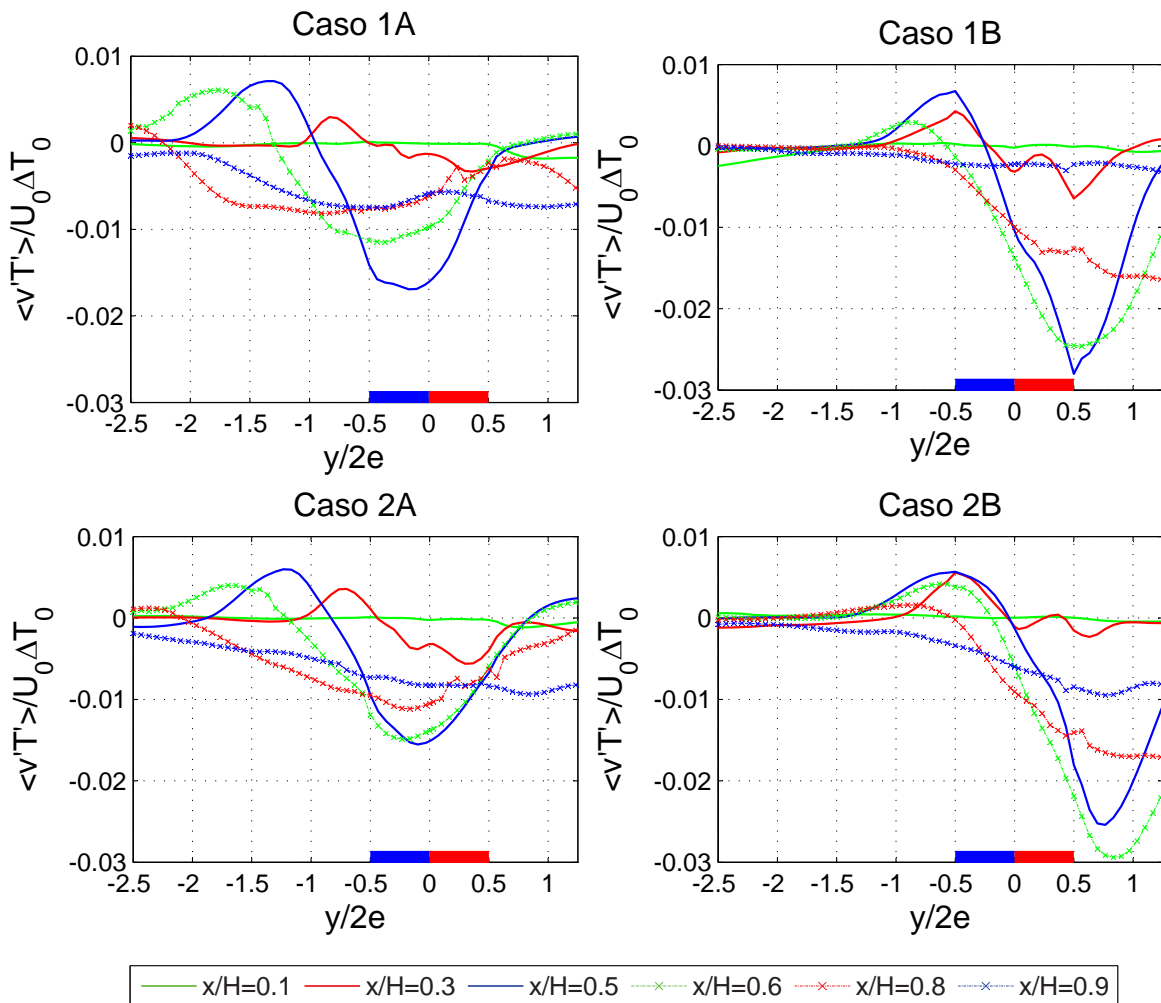


Figura 6.23: Perfiles horizontales del transporte turbulento de calor en la dirección  $y$ .

El cambio de signo de los perfiles se debe a la existencia de las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz, que poseen sentidos contrarios de rotación entre un lado y otro de la cortina. Se observa que en el lado protegido aparecen sectores positivos en la zona de existencia de la cortina y del mismo modo, sectores negativos en el lado confinado. Ambos sectores antes mencionados indican un proceso de calentamiento, pues a la cortina le ingresa calor a medida que enfría el entorno.

A medida que la cortina se desarrolla,  $\langle v'T' \rangle$  aumenta en módulo, llegando a su máximo en torno a  $x/H = 0,5$ . Luego que el doble-jet se ha unificado el transporte turbulento de calor horizontal comienza a disminuir, llegando en el nivel  $x/H = 0,9$  a un transporte bastante homogéneo. Esta disminución se atribuye a que en esta región la cortina se comporta como un jet único, que sólo debe interactuar con el medio y no también entre ambos jets. Por otro lado, en la zona de impacto existe un mayor transporte mediante flujo medio, se genera advección de temperatura y se produce una estabilización de ésta en sectores cercanos al suelo.

Por otro lado, en el nivel  $x/H = 0,3$  se observan singularidades en la zona de interacción entre los jets, lo que evidencia que ocurre traspaso de calor turbulento entre un jet y otro. Debido a lo anterior, se deduce que para obtener mejores efectos de confinamiento y/o enfriamiento del medio aledaño a la cortina, es necesario minimizar la capa de mezcla presente entre ambos jets, con el fin de disminuir el traspaso de calor transversal entre los jets. Este hecho se puede minimizar o disminuir mejorando el diseño de la placa que separa ambas boquillas, buscando que no se desprendan vorticidades que produzcan el traspaso de calor entre los jets.

Se observa que para los casos 1B y 2B existe mayor transporte transversal de calor atribuido a la mayor interacción del jet caliente con el entorno, debido a que éste posee mayor velocidad y por lo tanto mayor inestabilidad, lo que produciría un mayor flujo de calor turbulento desde el lado confinado hacia el lado protegido. Este hecho se puede apreciar de mejor forma en la figura 6.24 donde se presentan perfiles verticales del transporte turbulento de calor en la dirección  $y$ . Se observa que para todos los casos el transporte de calor por este medio en los primeros niveles es prácticamente nulo, lo que es esperable dada las bajas fluctuaciones presentes en esa zona. Por otro lado, el mayor transporte se obtiene en el sector medio o de desarrollo de la cortina y no en la zona de impacto, en la cual se podría esperar un mayor flujo de calor turbulento. Lo anterior se atribuye a que aparentemente la transferencia de calor por difusión-advección prevalece en la zona inferior del túnel debido a los jets de pared producto de la superficie de impacto y a la expansión misma del jet. Se aprecia claramente que en los casos 1A y 2A, en que el jet frío posee mayor velocidad, existe un menor traspaso de calor turbulento y por lo tanto un mejor confinamiento de calor de este tipo, tal como lo reportó Crisóstomo [26] y Cecchi [37].

Es interesante notar que de los gráficos presentados en la figura 6.24 se desprenden zonas que concuerdan con las zonas definidas en la sección 6.1.3 para el decaimiento de la velocidad máxima. Se observa que la zona entre el nivel  $x/H = 0,1$  y el nivel  $x/H = 0,3$ , asociada a la zona de cono potencial, se caracteriza por una baja transferencia de calor turbulento

lateral. En cambio la zona entre el nivel  $x/H = 0,3$  y el nivel  $x/H = 0,8$ , asociada a la zona de desarrollo, presenta un incremento sostenido de este tipo de transporte hacia los sectores medios para luego disminuir hacia la zona de impacto y converger a valores cercanos en el nivel  $x/H = 0,9$  para todos niveles en todos los casos estudiados.

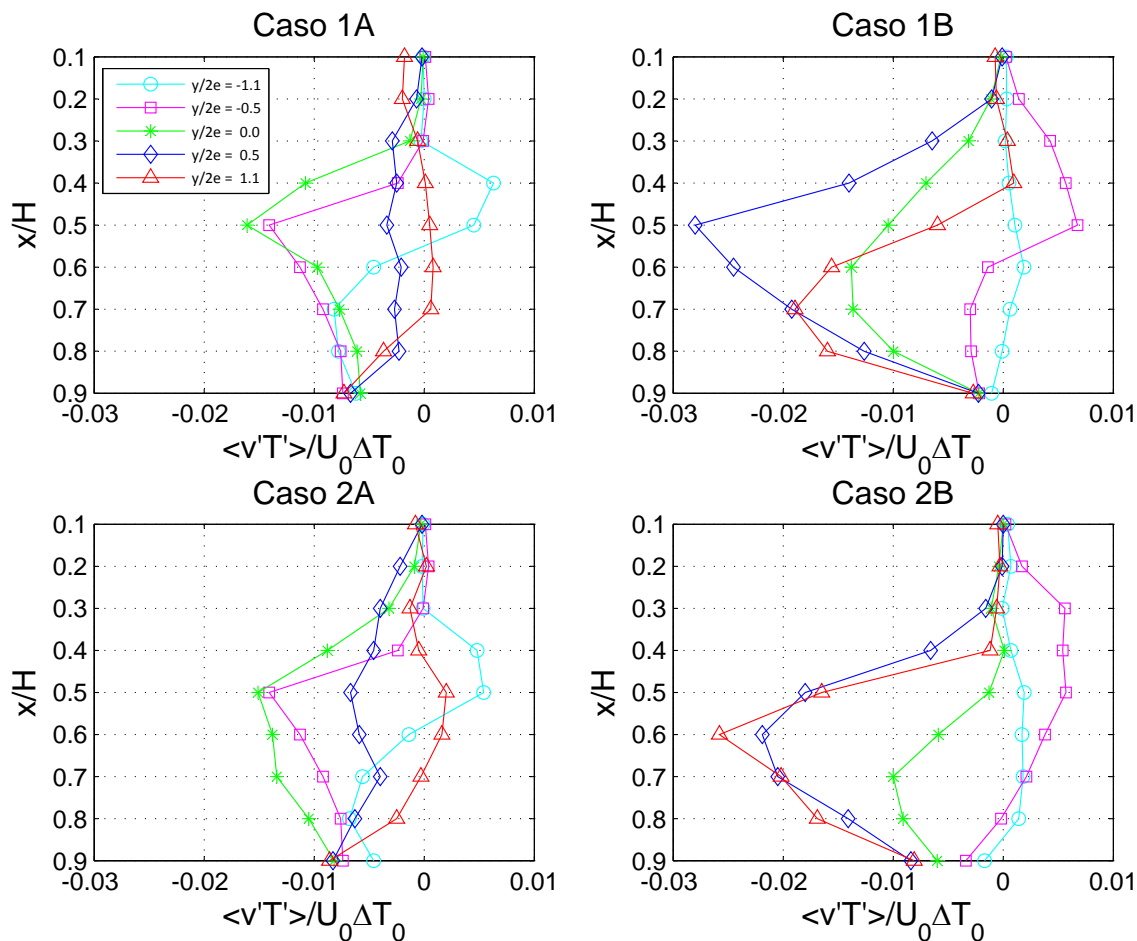


Figura 6.24: Perfiles verticales del transporte turbulento de calor en la dirección  $y$ .

### 6.3.3. Intensidad de turbulencia térmica

En esta sección se muestran y analizan los perfiles de intensidad de turbulencia térmica obtenidos en este estudio, que también son un indicador del transporte turbulento de calor. Los perfiles se presentan normalizados por la diferencia de temperatura de meseta más caliente del lado confinado y la temperatura de meseta más fría del lado protegido, definida en la introducción de este capítulo.

CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Como primera observación cabe mencionar que el orden de magnitud presentado por la intensidad de turbulencia térmica muestra resultados equivalentes a los obtenidos por Cecchi [37] y Schneider [1].

En la figura 6.25 se observa en todos los casos, que los valores más elevados de intensidad de turbulencia térmica se encuentran cercanos a la capa de mezcla entre la cortina y el ambiente del lado de la zona confinada o caliente. Esto se atribuye al ingreso de aire caliente a la cortina producto de las estructuras rotacionales debido a esfuerzos de corte presentes en la capa de mezcla. Como la temperatura en este sector es más elevada debido a la fuente térmica, la cortina puede modificar en mayor grado la temperatura del aire aledaño. En cambio, en la capa de mezcla del lado protegido primero se observa un peak menor al antes descrito y luego una cierta estabilización de la intensidad de turbulencia térmica. Esta desigualdad entre las magnitudes se explica por la menor diferencia de temperatura entre el jet frío y el aire ambiente del lado protegido.

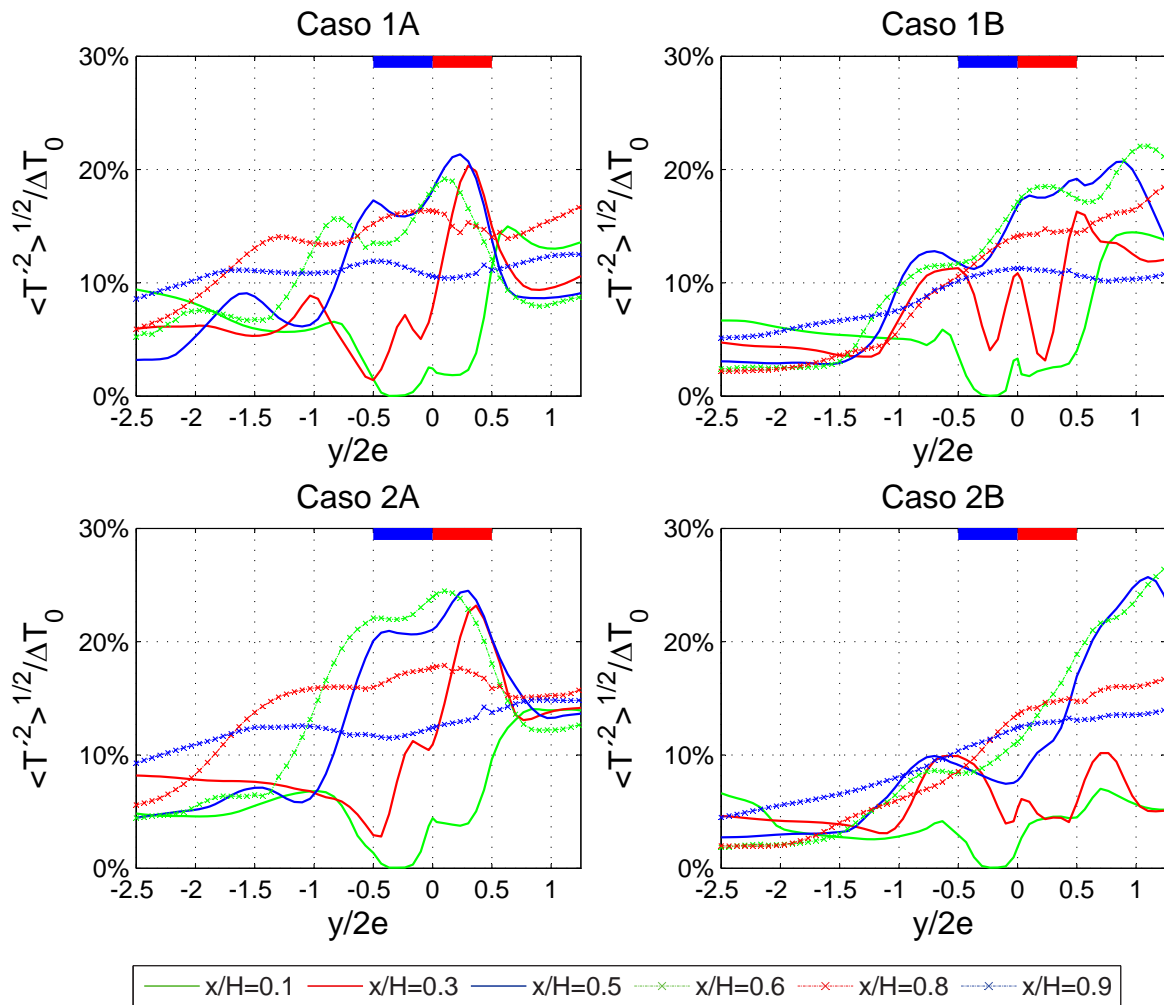


Figura 6.25: Perfiles horizontales de intensidad de turbulencia térmica.

En los niveles superiores la diferencia de temperaturas son mayores entre el jet frío y el ambiente, y disminuye a medida que evoluciona la cortina. Por otro lado, en los niveles superiores las fluctuaciones son menores pues las estructuras rotacionales son de menor tamaño y producen una menor recirculación de aire. Mencionado lo anterior, se aprecia que desde el nivel  $x/H = 0,1$  hasta el  $0,5$  existe un aumento sistemático de la magnitud de la intensidad de turbulencia térmica, y luego comienza a descender. El aumento se explicó anteriormente, cuando se hizo alusión al desarrollo de las estructuras rotacionales de capa de mezcla o estructuras de Kelvin-Helmholtz. La disminución se puede explicar debido a que a partir del nivel  $x/H = 0,5$  los jets prácticamente se han unificado y el perfil de temperatura es más homogéneo a lo ancho de la cortina. Por otro lado, en los primeros niveles, se distingue claramente un peak intermedio que se puede asociar a la capa de mezcla intermedia entre ambos jets, lo que indica que existe un traspaso de calor desde el jet caliente al frío, el cual como se logra apreciar, va incrementándose a medida que evoluciona la cortina dado que se incrementan las fluctuaciones de temperatura.

Comparando entre casos, se tiene que la intensidad de turbulencia térmica alcanza valores cercanos al 25 % en todos los casos, por lo que al parecer la potencia de la fuente térmica no influye de forma importante en la magnitud de esta cantidad, por lo que las variaciones de temperatura están fuertemente relacionadas con los esfuerzos de corte.

## 6.4. Análisis de espectro de frecuencias

Los espectros de frecuencias presentados en esta sección se obtuvieron a partir de señales de la componente vertical de la velocidad de ciertos puntos específicos de la cortina pertenecientes al caso 2A. Se seleccionaron puntos correspondientes al semiancho del jet de los niveles  $x/H = 0,2$ ,  $x/H = 0,6$  y  $x/H = 0,8$ ; los cuales fueron presentados en la sección 6.1 en la figura 6.8, pues se quiere complementar el análisis en las capas de mezcla a lo largo del desarrollo de la cortina en niveles de cada zona según la figura 6.6. Además, se seleccionaron seis (6) puntos del nivel  $x/H = 0,1$  cercanos a la zona de la placa que separa ambas boquillas. La ubicación detallada de los puntos estudiados se adjuntan en el Anexo A.

Con el fin de eliminar frecuencias no deseadas de los espectros y lograr detectar con mayor claridad frecuencias características de las señales temporales, éstas se filtran mediante la técnica de suavizado por la media móvil [39]. Este método permite enfatizar las bajas frecuencias, es decir, enfatizar fenómenos lentos. La figura 6.26 muestra una señal temporal de tres (3) segundos de duración medida con una frecuencia de 333 [Hz] y además se presenta la misma señal suavizada.

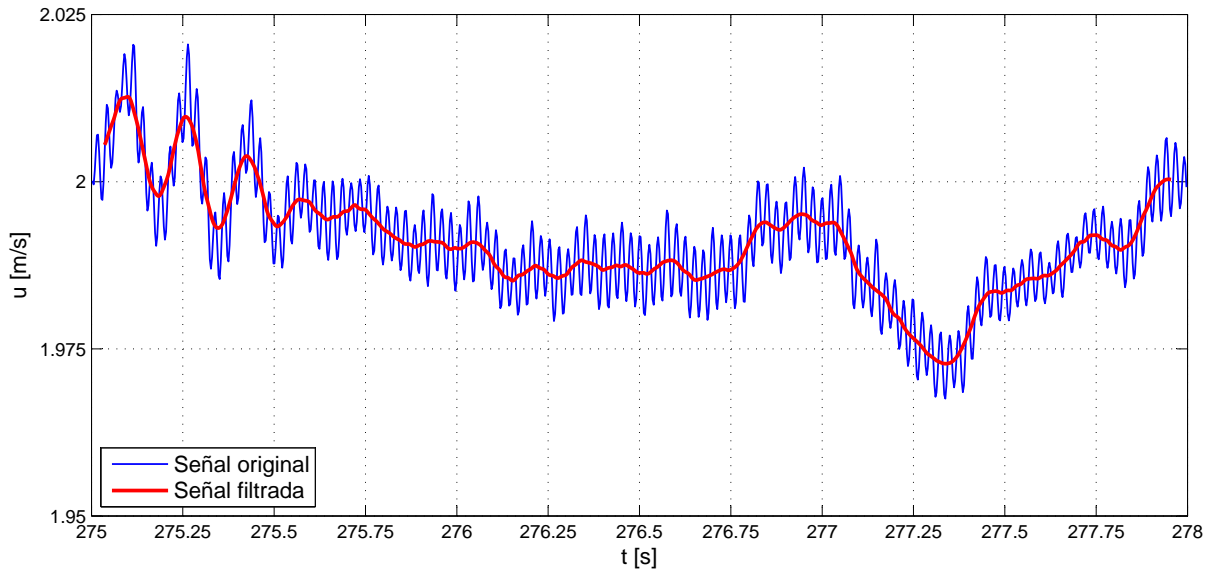


Figura 6.26: Filtrado de señal temporal mediante técnica de media móvil.

A continuación se presenta un ejemplo de un espectro calculado con una señal filtrada y sin filtrar. Se aprecia que el suavizado permite eliminar frecuencias no deseadas logrando destacarse principalmente la frecuencias dominantes.

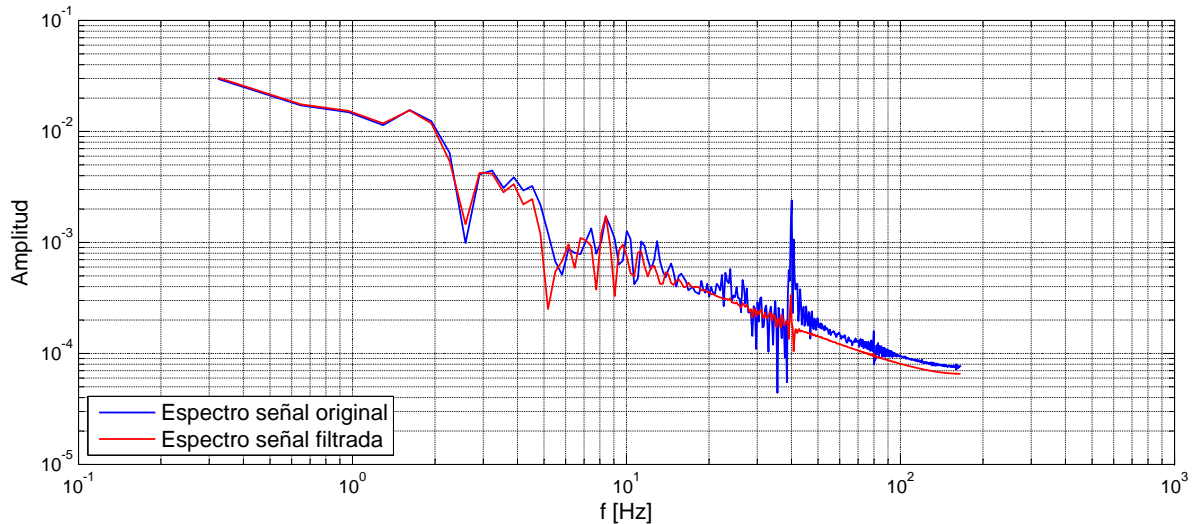


Figura 6.27: Espectro de frecuencias: señal filtrada y sin filtrar.

Los espectros fueron calculados a partir de señales suavizadas, a continuación se presentan los espectros de frecuencias para los puntos seleccionados de las capas de mezcla y para los puntos cercanos a la boquilla.



CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

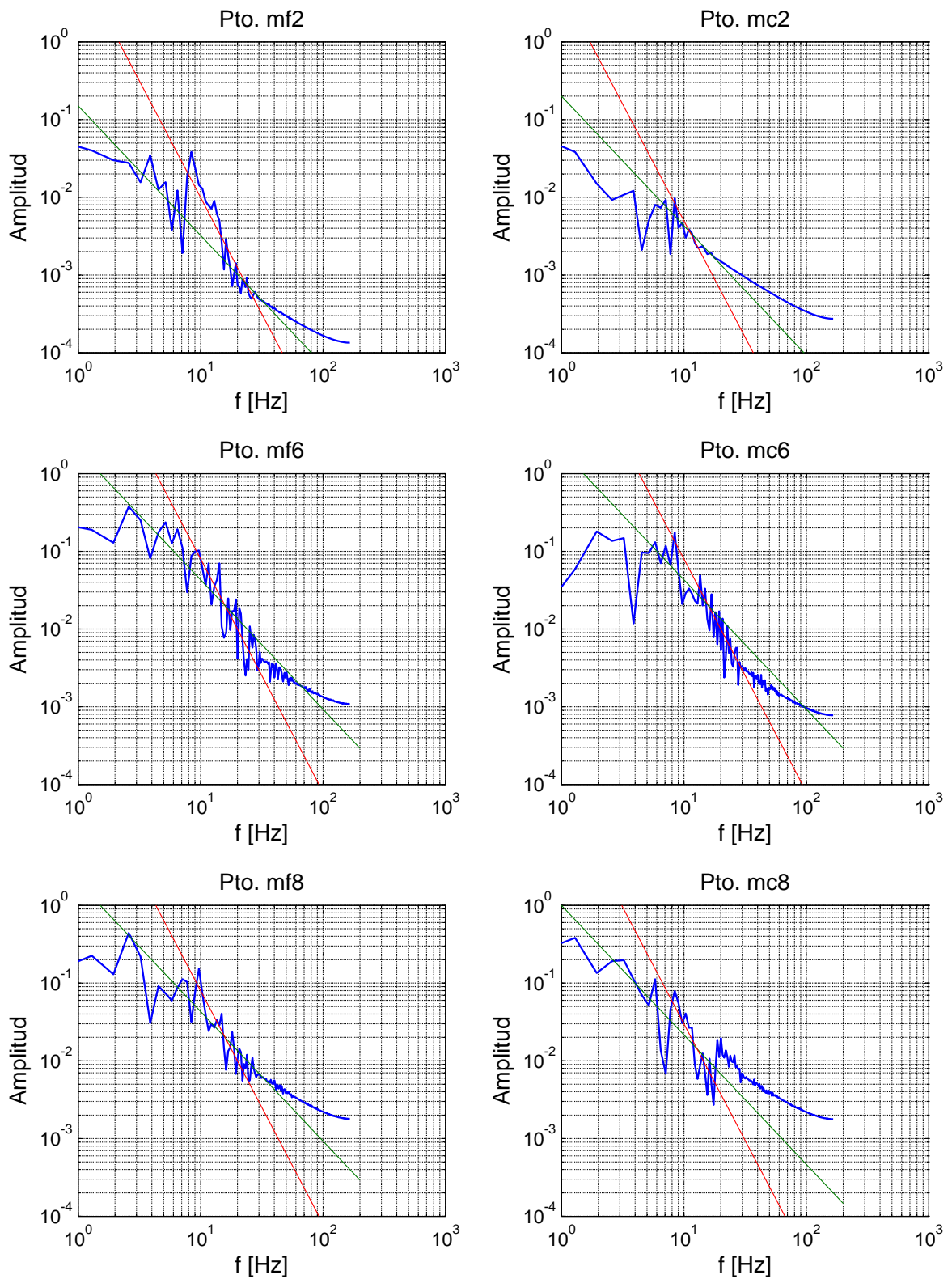


Figura 6.28: Espectro de frecuencias en puntos de capas de mezcla, ver anexo A.

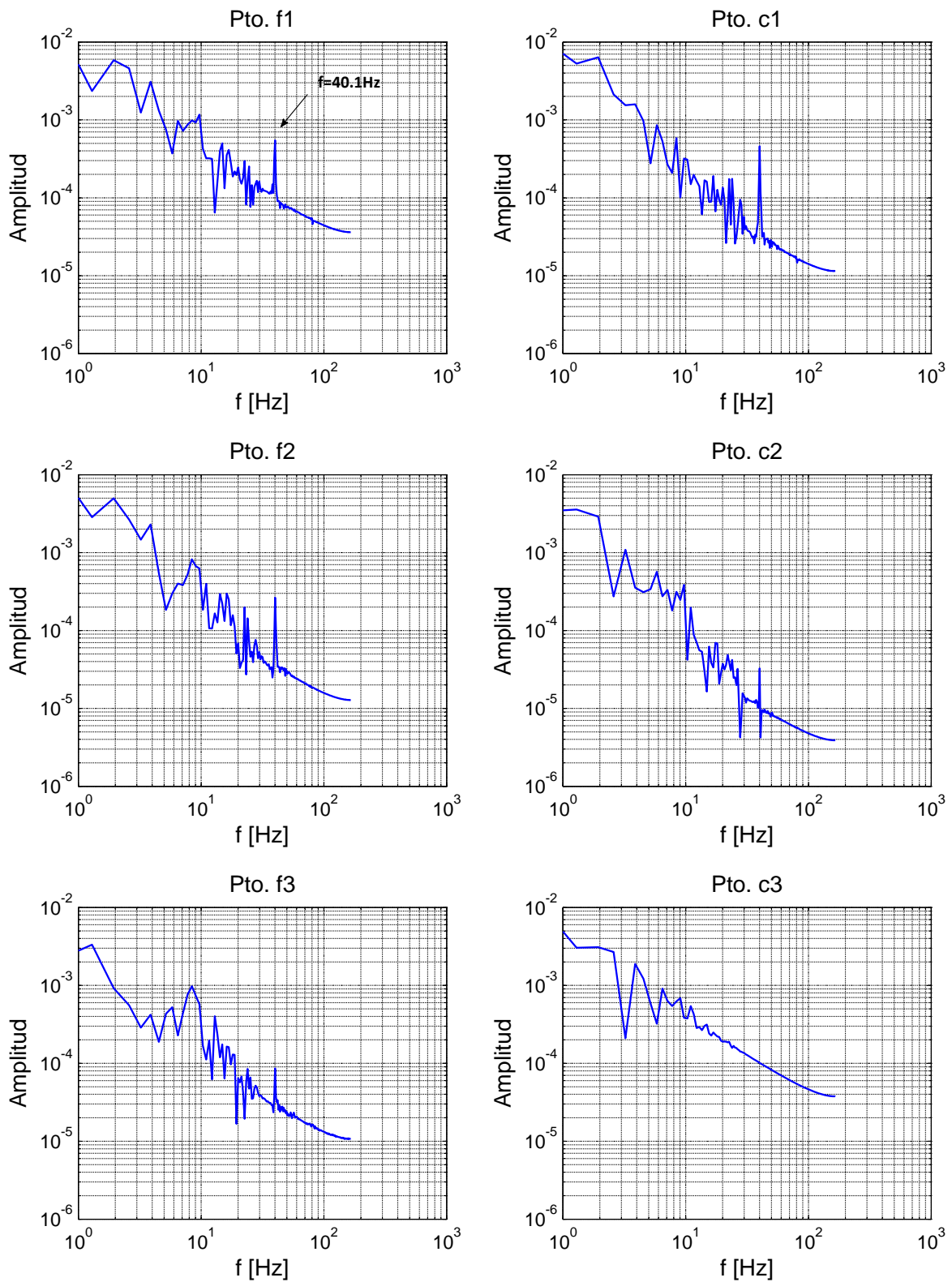


Figura 6.29: Espectro de frecuencias en puntos de zona cercana a placa entre boquillas, ver anexo A.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

Con respecto a la ley de decaimiento, en los gráficos de las figuras se puede apreciar principalmente dos pendientes,  $-5/3$  y  $-3$ , representadas por una línea verde y roja, respectivamente.

Los espectros de energía para la velocidad  $u$  del lado protegido exhiben un subrango inercial, donde se presenta la pendiente  $-5/3$ , esperada según la teoría de Kolmogorov. Esto implica que las simulaciones han resuelto adecuadamente la energía presente en las escalas turbulentas relacionadas con esta componente de la velocidad. Al parecer el mallado de este estudio es lo suficientemente fino para representar la dinámica de las estructuras dominantes del flujo.

Por otro lado, los espectros de energía para el lado confinado más cercanos a la zona de impacto exhiben para un menor rango de frecuencias la pendiente  $-5/3$ , lo cual se atribuye a las heterogeneidades producto de un flujo más complejo producto de la presencia de la fuente térmica. Para estos puntos se presenta con mayor claridad la pendiente  $-3$ , que es más desconocida y no existe gran cantidad de literatura al respecto. Algunos estudios han encontrado que esta pendiente se debe a efectos de flotabilidad o empuje provenientes de la fuente de calor, por lo que se obtiene una turbulencia más bien anisotrópica que modifica el subrango inercial, lo que hace pensar en que la temperatura al ser un escalar activo juega un papel importante en la presencia de esta pendiente [10][41].

En la figura 6.28 se observa que principalmente los modos de baja frecuencia son los que predominan, siendo recurrentes frecuencias entre 2,58 y 8,40[Hz], siendo esta última la más presente en los puntos estudiados y que podría asociarse a las fluctuaciones en las capas de mezcla. Suyambazhahan [42] observó que el valor de las frecuencias dominantes aumentan al alejarse de las boquillas y que disminuyen con el aumento de temperatura. En los casos en estudio el jet se calienta al evolucionar, por lo que la competencia entre las variables antes mencionadas puede explicar que las frecuencias dominantes prácticamente no varían con la evolución del jet, pues la distancia tiende a incrementar el valor de la frecuencia y la temperatura a disminuirla. Debido a lo anterior no es posible observar claramente, como en otros estudios, alguna frecuencia pronunciada que permita aseverar que las frecuencias obtenidas se asocian directamente a la generación de fluctuaciones en las capas de mezcla.

Por otro lado, en la figura 6.29 se observa un modo de frecuencia dominante recurrente de 40,1[Hz] que se puede asociar a la generación de vórtices de Von Kármán, este modo posee mayor amplitud en los puntos cercanos a la placa que separa las boquillas y va disminuyendo a medida que se aleja de ésta. Según Koched [39], para mejorar la detección de frecuencias características se utiliza el filtro Ventana de Hanning. La figura 6.30 presenta el espectro de frecuencias para una señal filtrada con la Ventana de Hanning del centro geométrico de la cortina en el nivel  $x/H = 0,1$ . Es interesante notar que aparecen varias frecuencias dominantes menores que son múltiplo entero del modo de mayor amplitud encontrado anteriormente, es decir, sus frecuencias armónicas.

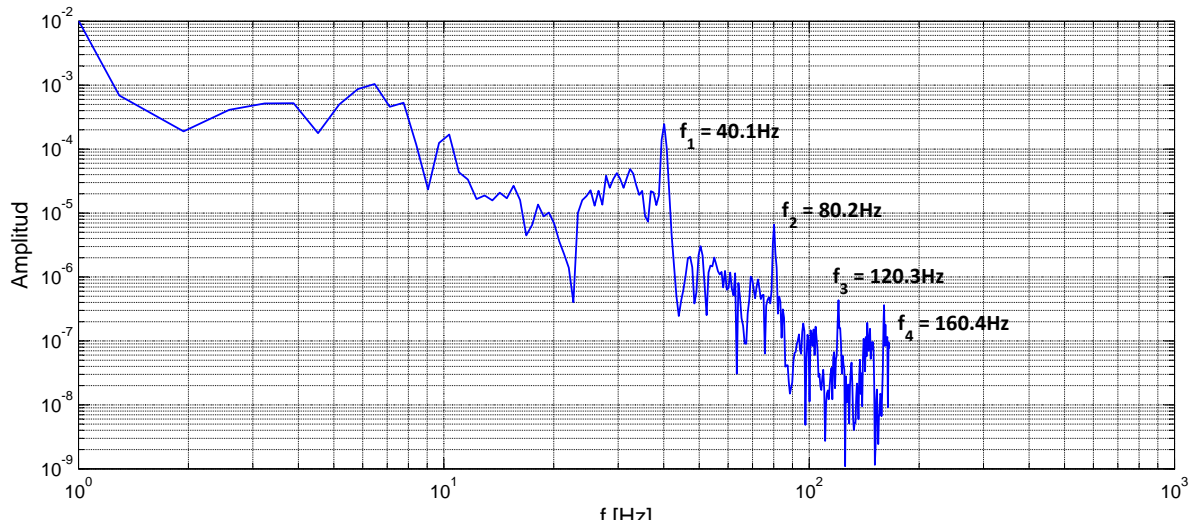


Figura 6.30: Espectro de frecuencia para señal temporal filtrada con Ventana de Hanning.

## 6.5. Momentos de tercer y cuarto orden

En esta sección se presentan y analizan gráficas representadas por mapas de colores que muestran los momentos de orden 3 y 4 para cada caso estudiado. Se utilizaron resultados del sector de la cortina pertenecientes al plano  $Z = 0,15$ .

En la figura 6.31 se muestran los resultados relacionados al momento de tercer orden o coeficiente de asimetría (Skewness). En todos los casos se observan sectores con valores negativos que representan zonas de alto corte o cizalle necesario para estirar vórtices y para crear vórtices de escalas pequeñas a partir de los de gran escala. Estas zonas corresponden al centro de la cortina y a las capas de mezcla. Las observaciones en el centro de la cortina se relacionan con la interacción entre los jets que componen la cortina, pero además, con las estructuras vorticiales de las capas de mezcla que entran en contacto con el centro de la cortina [39].

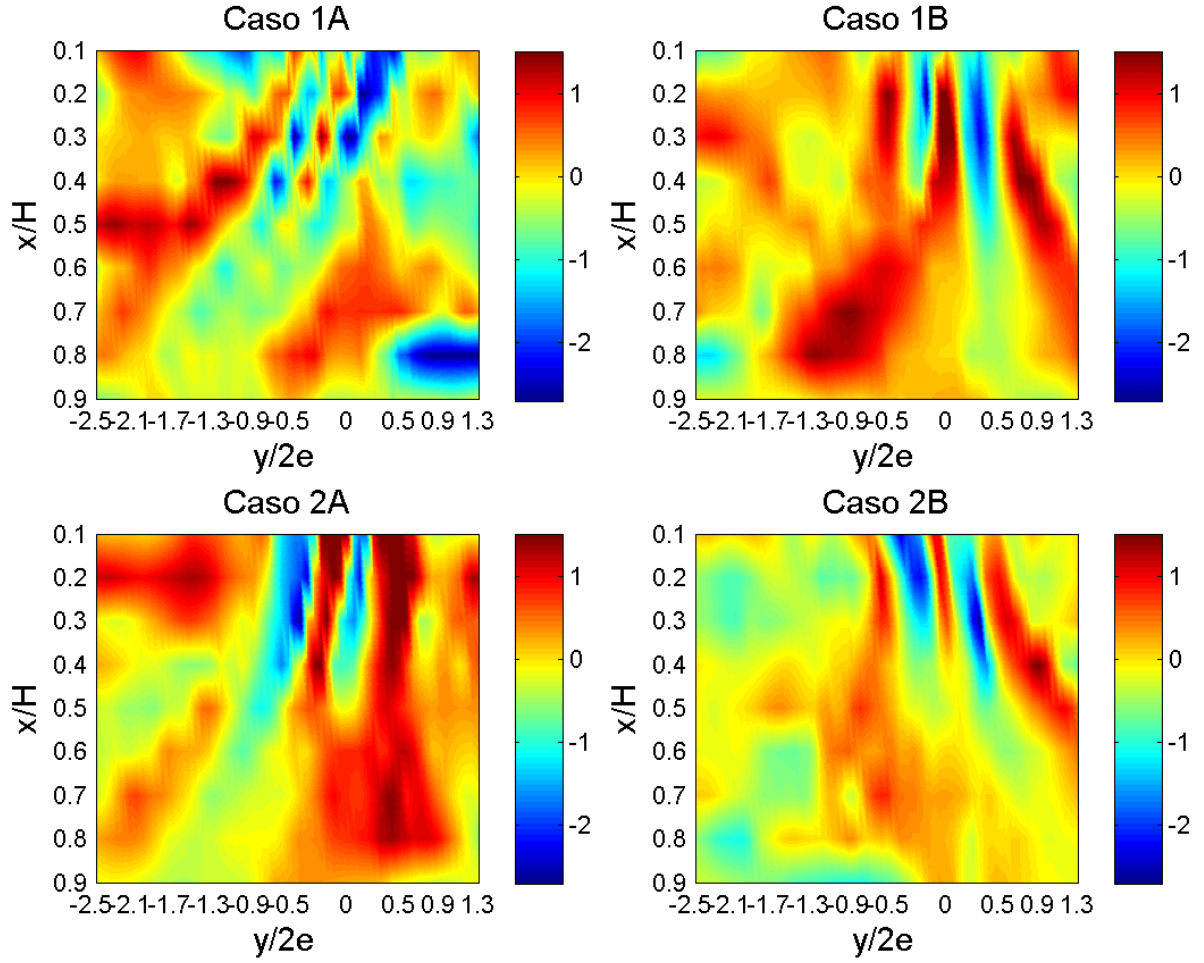


Figura 6.31: Contornos del coeficiente de asimetría (Skewness) en el plano  $Z = 0,15$ .

En simulación numérica LES, los modelos de subgrilla se basan en los momentos de orden 2 y 3. Cui et al. [43] han propuesto una versión simplificada de estos modelos, en donde el coeficiente de asimetría  $S$  se muestra de forma explícita:

$$\nu_t = -\frac{S}{8} \sqrt{u'^2} \Delta, \quad (6.4)$$

donde  $\Delta$  es el tamaño del filtro.

El modelo anterior permite evaluar el coeficiente del modelo clásico de Smagorinsky,  $C_s$ , a partir del coeficiente de asimetría:

$$C_s = \sqrt{\frac{-S}{8\sqrt{15}}}. \quad (6.5)$$

Un valor aproximado de 0,12 para  $C_s$ , valor utilizado en este estudio, se obtiene en el caso de turbulencia homogénea isotrópica para un valor de  $S$  de -0,45 (según lo expuesto en la sección 2.5). Por lo tanto, era esperable observar zonas levemente negativas con un valor cercano a -0,45.

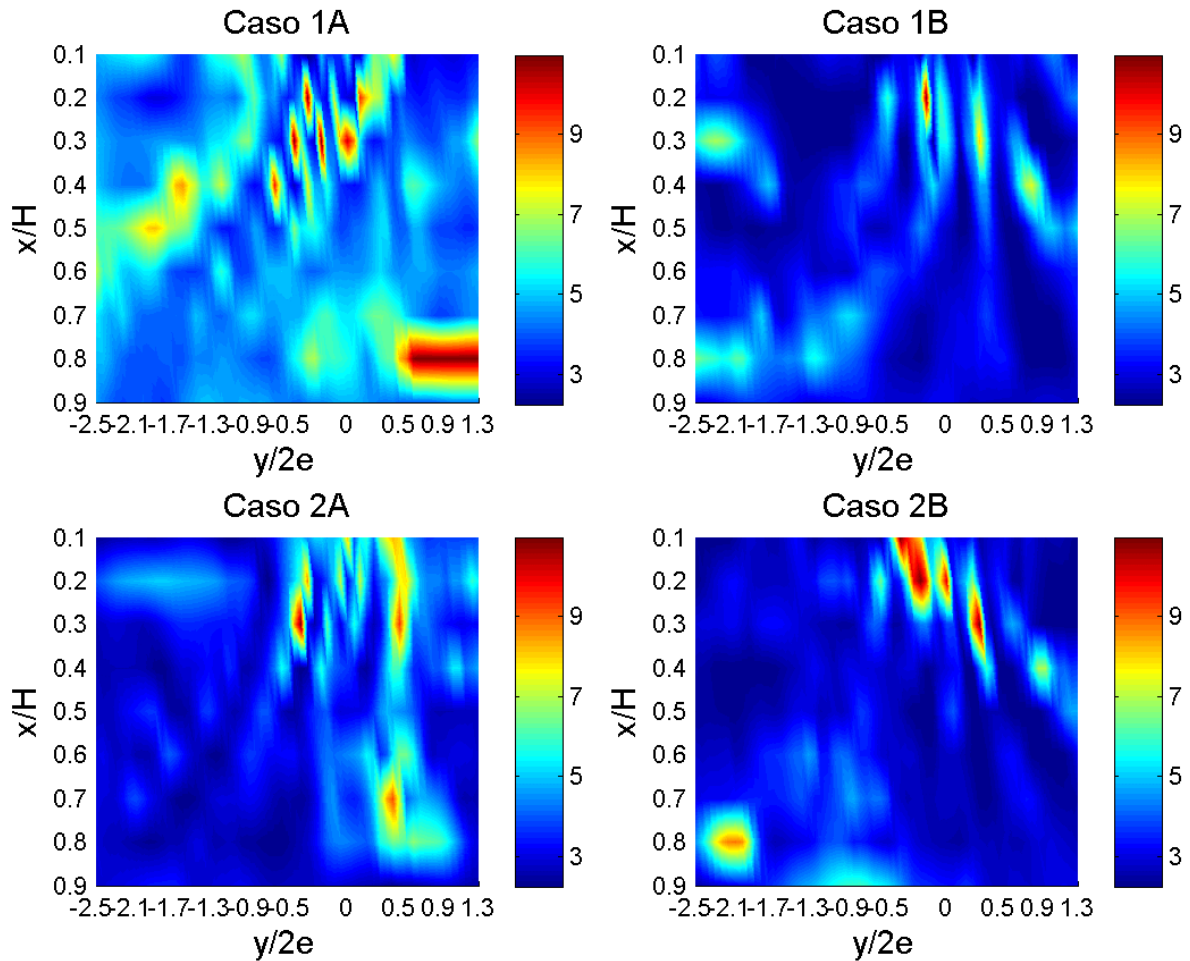


Figura 6.32: Contornos del coeficiente de achatamiento (Flatness) en el plano  $Z = 0,15$ .

La figura 6.32 muestra los resultados relacionados al momento de cuarto orden o coeficiente de achatamiento (Flatness). En todos los casos se observan zonas con un valor de  $K = 3$  el cual se asocia a la existencia de turbulencia homogénea e isotrópica, lo que era esperado dado los resultados expuestos en el análisis espectral en donde se encontraron pendientes de  $-5/3$  que son características de este tipo de turbulencia. Además, efectivamente en sectores donde se observan valores de -0,45 para el coeficiente de asimetría, se tienen valores de  $K = 3$ .

## 6.6. Estructuras vorticiales

En esta sección se presentan y analizan las estructuras vorticiales encontradas en el presente estudio, en particular las inestabilidades de Kelvin-Helmholtz presentes en la capa de mezcla de la cortina con el ambiente y las estructuras contra-rotatorias encontradas en la zona de impacto. El análisis se basa en el caso 1A.

### 6.6.1. Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz

Las estructuras o inestabilidades de Kelvin-Helmholtz (KH) se generan producto de esfuerzos de corte originados por distintos campos de velocidades. En el presente estudio, la cortina ingresa con gran velocidad a una zona en donde el ambiente se encuentra calmo, por lo que se generan estas estructuras rotacionales que permiten el ingreso de aire a la cortina.

Un ejemplo de estas estructuras se muestra en la figura 6.33 y es revelada por vectores de velocidad instantánea, en donde se aprecia el ingreso de aire externo a la cortina lo que modifica la trayectoria original del campo de velocidades. Lo anterior ocurre en ambos lados de la cortina y puede ser observado en la figura 6.34, en donde se aprecian las estructuras mediante contornos de temperatura instantánea.

En estas figuras (6.33 y 6.34) se observa claramente que este tipo de estructuras juegan un papel fundamental en la interacción ambiente-cortina, pues se aprecia como el aire aledaño ingresa en la cortina, modificando su forma y temperatura a lo largo de ésta.

En la figura 6.35 se aprecia como las estructuras de Kelvin-Helmholtz evolucionan en el tiempo. Estos vórtices se generan en los niveles superiores de la cortina aumentando de tamaño a medida que la cortina se desarrolla, para luego dividirse en vórtices más pequeños en los niveles inferiores en donde se desplazan hacia los costados.



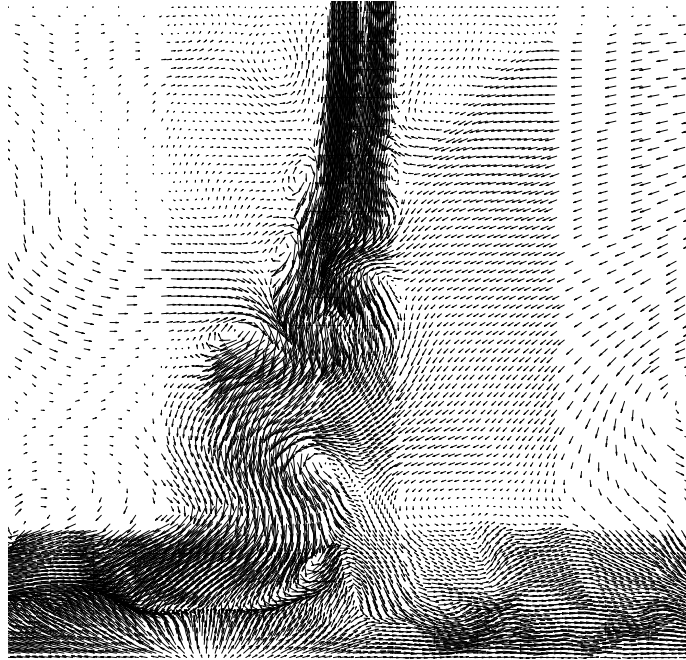


Figura 6.33: Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz en plano  $Z = 0,15$  representados por vectores de velocidad instantánea

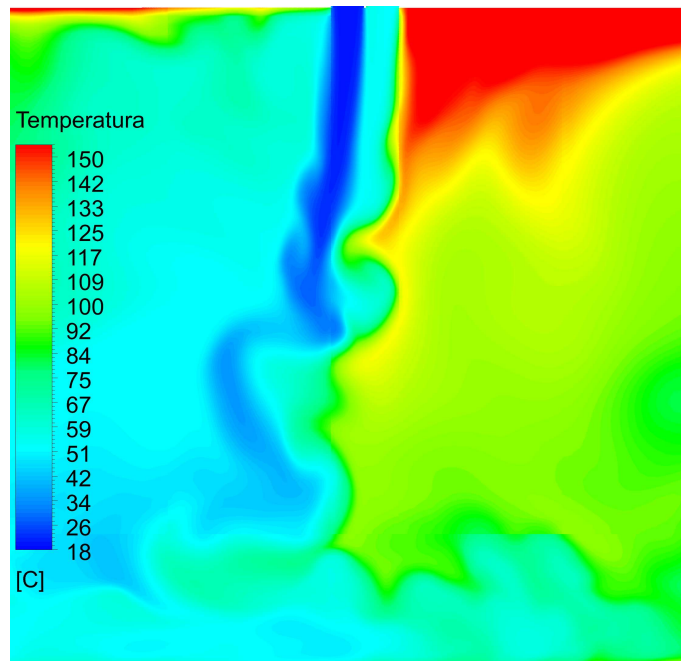


Figura 6.34: Inestabilidades de Kelvin-Helmholtz en plano  $Z = 0,15$  representados por contornos de temperatura instantánea



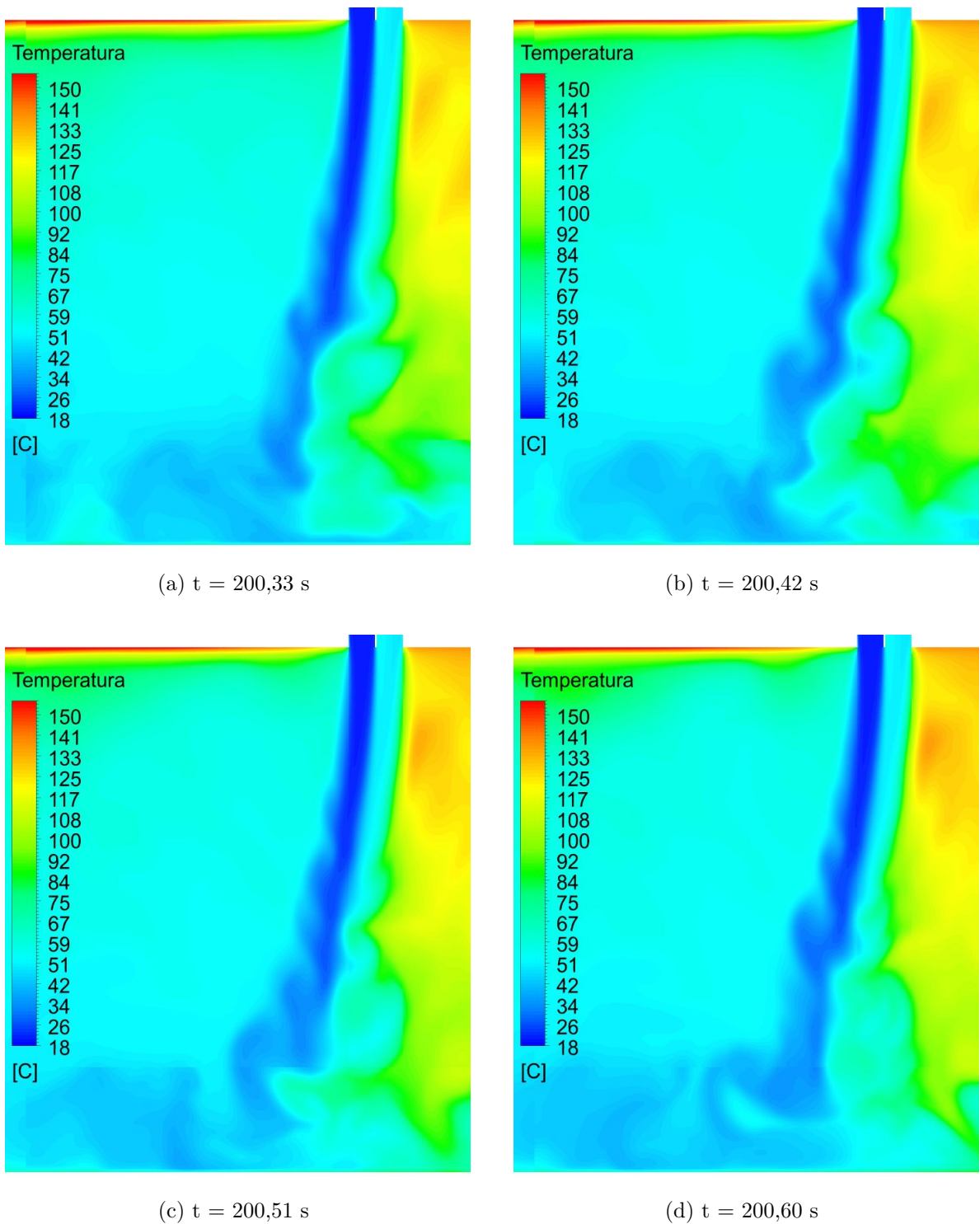


Figura 6.35: Evolución temporal de inestabilidades de Kelvin-Helmholtz representadas por contornos de temperatura.

Según Fujisawa [36] la tasa de entrada de aire tiene una relación directa con el tamaño de las estructuras de Kelvin-Helmholtz y a su vez, el diámetro de estas estructuras son directamente proporcionales a la velocidad característica del jet. Entonces, estructuras de mayor tamaño en el lado confinado producirán un mayor ingreso de aire caliente a la cortina y por lo tanto una menor capacidad de confinamiento por parte ésta. Desde este punto de vista y teniendo en cuenta que el objetivo principal de la cortina es confinar calor, es preferible mantener una configuración jet rápido frío para que la interacción del jet caliente con el ambiente confinado a alta temperatura sea menor. Las configuraciones de jet rápido frío corresponden a los casos 1A y 2A, lo que concuerda con el análisis realizado en la sección 6.3.2 donde estos mismos casos fueron definidos como favorables para el confinamiento de calor.

### 6.6.2. Inestabilidades contra-rotacionales

Como se mencionó en los antecedentes, estas estructuras presentan un carácter elongado en la dirección del flujo del jet de pared y se presentan en pares con sentidos de rotación contrarios. Un ejemplo de este tipo de estructuras se muestra en la figura 6.36, que mediante vectores de velocidad instantánea se puede observar claramente la existencia de vórtices contiguos cercanos al suelo y girando en sentidos contrarios, donde el centro aproximado de estas estructuras se presenta mediante cruces y círculos de color rojo.

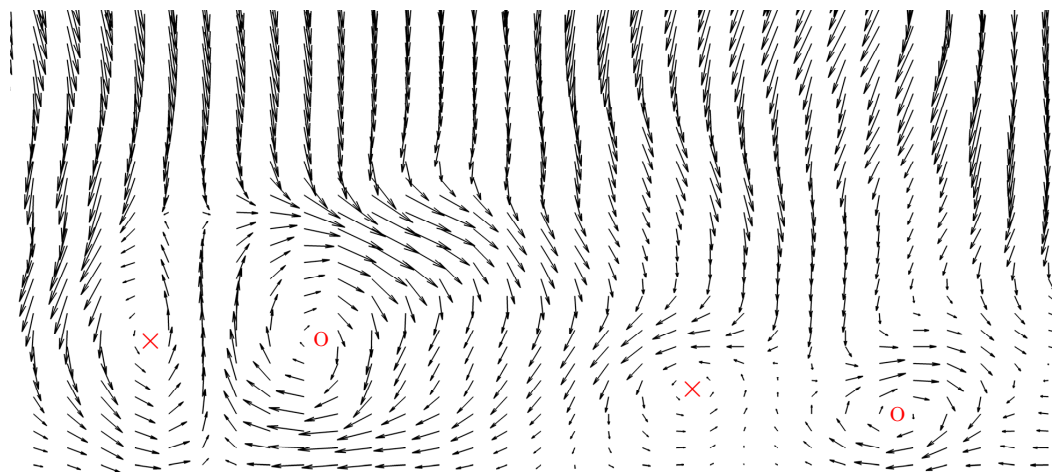


Figura 6.36: Estructuras contra-rotacionales representadas por vectores de velocidad instantánea en el plano  $Y = -0,025$  [m].

Por otro lado, en la figura 6.37 se presenta toda la sección a lo ancho del túnel, en la cual se aprecian mediante contornos de velocidad media  $W$  la existencia de pares de estructuras contra-rotacionales a lo largo de todo el suelo o zona de impacto, siendo más importantes las de los extremos producto de las paredes laterales.

## CAPÍTULO 6. PRESENTACIÓN Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

La existencia de estas estructuras en la zona de impacto producen un mayor intercambio de masa a través de la cortina, así como un alza en la tasa de transferencia de calor [45].

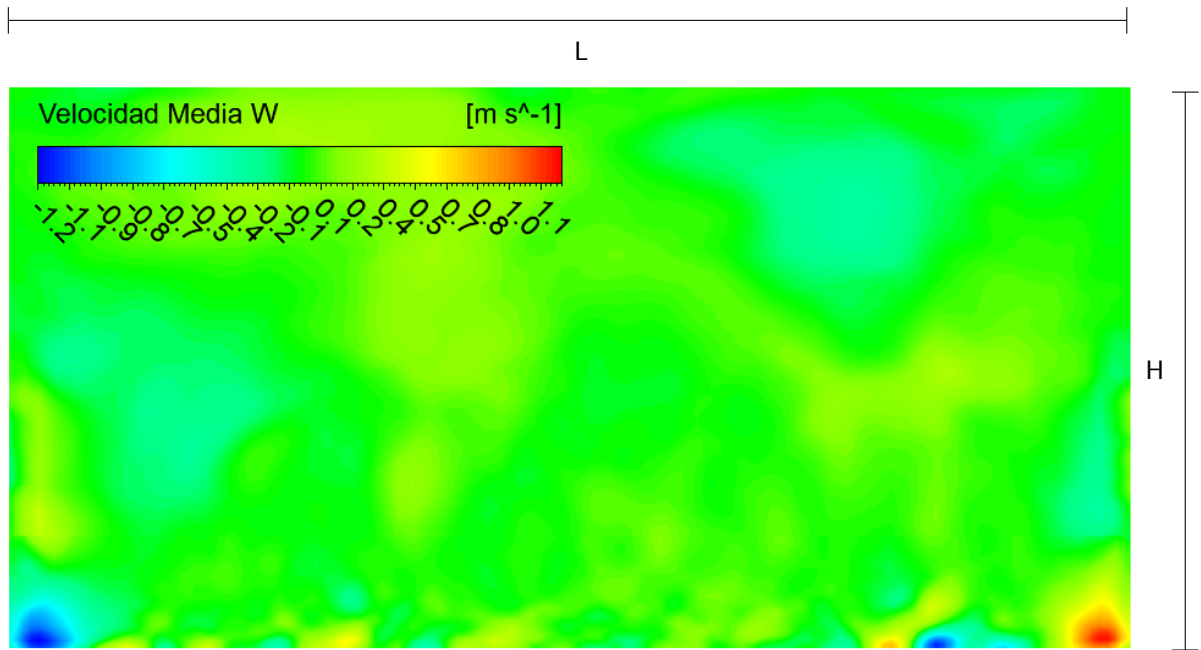


Figura 6.37: Contornos de velocidad media  $W$  en el plano  $Y = -0,025$  [m].

## Capítulo 7

# Conclusiones

En el presente estudio se ha realizado la simulación numérica de los fenómenos presentes en la instalación experimental que representa un túnel vial perteneciente al Laboratorio de Estudios en Fluidodinámica (LEF), utilizando un modelo turbulento LES y cálculo en paralelo del software FLUENT. Con el fin de comparar y validar los resultados, las condiciones de borde ingresadas en las simulaciones se realizaron en base a los cuatro (4) casos estudiados experimentalmente por Schneider [1].

En relación a la validación del modelo, la comparación de las magnitudes medias obtenidas concuerdan de buena manera para los casos 1A y 2A; en tanto que para los casos 1B y 2B en el modelo predomina la condición aerodinámica y no se aprecia la influencia de la fuente térmica en la inclinación de la cortina, lo que se comprobó que influye de manera importante. Sin embargo los ordenes de magnitud concuerdan de buena forma en todos los casos, lo que se observa en los perfiles de la componente vertical de la velocidad y temperatura.

Por otro lado, para caracterizar la cortina se construyeron curvas de similitud para velocidad  $U$ , observándose que el doble-jet es similar por tramos, lo que se relaciona con las distintas etapas de desarrollo de la cortina que se lograron definir mediante el decaimiento de la velocidad máxima  $U_m$ . Para la temperatura se propuso una forma de construir perfiles de similitud, lo cual se logra fuera del centro térmico de la cortina.

En los esfuerzos de Reynolds, las componentes normales del tensor aumentan a medida que el doble-jet se desarrolla, para luego disminuir y estabilizarse en los niveles pertenecientes a la zona de impacto. Esta homogeneidad no se muestra en los niveles superiores, en donde es posible apreciar singularidades relacionadas a la existencia de estructuras de Kelvin-Helmholtz, en la capa de mezcla cortina-ambiente, y a vórtices de Von Kármán a la salida de las boquillas, en la capa de mezcla entre los jets que componen la cortina. Por su parte, los perfiles de esfuerzo de corte presentan singularidades de distinto signo en los extremos, asociados a las capas de mezcla en donde se generan estructuras rotacionales de sentidos contrarios. Del mismo modo, también se observan zonas de elevado esfuerzo de corte en el sector de interacción de los jets que componen la cortina. La magnitud de las singularidades de los esfuerzos de Reynolds, que representa el transporte turbulento de cantidad de movimiento, es directamente proporcional a la velocidad de los jets, por lo que en

términos de confinamiento es preferible que el jet rápido se encuentre hacia la zona protegida (casos 1A y 2A) para que el entrainment o ingreso de aire caliente a la cortina sea menor.

Con respecto al transporte turbulento de calor se observó que efectivamente la cortina enfría el ambiente o sector aledaño a ésta. Por un lado, en la dirección vertical se distinguen las zonas en que el traspaso de calor por este medio es significativo, destacándose sectores que concuerdan con las capas de mezcla entre la cortina y el ambiente, y entre los jets que componen el doble-jet. Los perfiles de transporte turbulento de calor en su componente horizontal muestran las zonas de mayor intercambio de calor por este mecanismo desde la zona confinada hacia la protegida para los niveles medidos  $x/H = 0,5$  y  $x/H = 0,7$ . A diferencia de lo esperado por la alta turbulencia de la zona de impacto, el mayor traspaso de calor turbulento no ocurre en los niveles más cercanos a la superficie, lo que se puede explicar debido a la existencia de jets de pared en sentidos contrarios que se alejan del doble-jet. En términos de la intensidad de turbulencia térmica, ésta alcanza valores cercanos al 25% en todos los casos sin influir la potencia de la fuente de calor. Finalmente, independiente de la configuración de velocidades de la cortina, la magnitud del transporte turbulento de calor siempre es mayor en la capa de mezcla del lado confinado, pero el tener velocidades rápidas en el jet caliente disminuye la capacidad de enfriamiento de la cortina debido al entrainment de aire caliente, por lo que se prefiere la configuración de los casos 1A y 2A.

Mediante el análisis al espectro de frecuencias para series temporales de la componente vertical de la velocidad, se encontraron dos leyes principales de decaimiento, con pendientes  $-5/3$  y  $-3$ , la primera relacionada al sub-rango inercial de energía, lo que se corroboró observando los momentos de tercer y cuarto orden que mostraron la existencia de turbulencia homogénea e isotrópica, y la segunda pendiente relacionada a estructuras producidas por la fuente de calor. Por otro lado, se encontró que frecuencias bajas (2,58 y 8,40[Hz]) predominan en las capas de mezcla cortina-ambiente, asociadas a estructuras de Kelvin-Helmholtz, y que en la interacción entre los jets la frecuencia dominante es de 40,10[Hz], las que se asocian a estructuras Von Kármán.

En relación a las estructuras vorticiales estudiadas, se observaron claramente estructuras de Kelvin-Helmholtz que se identifican como el mecanismo que aporta al transporte de calor, ingresando aire externo a la cortina modificando la trayectoria del campo de velocidades. Dado que el tamaño de estas estructuras se incrementa con la velocidad, se prefiere que el jet de menor velocidad se encuentre en el lado confinado para disminuir el ingreso de aire externo a la cortina. Además, se encontraron estructuras contra-rotacionales muy bien definidas en la zona de impacto, las cuales aparentemente producen un mayor intercambio de masa y calor entre el lado confinado y protegido.

En base a los resultados obtenidos y al igual que Scheinder [1], Crisóstomo [26] y Cecchi [37], para el confinamiento de calor se recomienda la configuración doble-jet doble-flujo con jet rápido frío de los casos 1A y 2A.

## Bibliografía

- [1] Schneider, J. Estudio experimental del transporte turbulento de calor y masa a través de cortinas de aire para el análisis de confinamiento al interior de túneles. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2013.
- [2] Hietaniemi J., Kallonen R., Mikkola E. Burning characteristics of selected substances: production of heat, smoke and chemical species. *Fire and Materials*, Vol.23, pp.171-185, 1999.
- [3] Gupta S., Pavageau M., Elicer-Cortés J.C. Cellular confinement of tunnel sections between two air curtains. *Building and Environment*, Vol.42, pp.3352-3365, 2007.
- [4] Ji, J. Zhong, W. Huo, R. Sun, J. Critical conditions for fire-induced smoke confinement by air curtain in long channels. *Proceedings of the ASME Heat Transfer Summer Conference*, San Francisco, California, 2009.
- [5] Gupta, S. Étude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire, Thèse de Doctorat, EMN-DSEE, Université de Nantes, 2005.
- [6] González, F. Diseño y construcción de una instalación experimental para el estudio de confinamiento de escalares y contaminantes activos por medio de jets de cortinas de aire en impacto. Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2005.
- [7] Fernández, J. Estudio numérico del confinamiento de escalares activos por cortinas de aire en impacto. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2006.
- [8] ANSYS Inc. ANSYS FLUENT 12 Theory Guide, 2009.
- [9] Demarco, R. Estudio numérico del transporte turbulento de cortinas de aire en impacto para el confinamiento de un escalador activo. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2008.

- [10] Rivera, J. Estudio numérico usando un modelo LES para el confinamiento celular de contaminantes calóricos al interior de túneles. Memoria para optar al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2009.
- [11] Homepage Peter Moore [en línea]  
< <http://dutw1479.wbmt.tudelft.nl/~peterm/> > [consulta: 10 noviembre 2010]
- [12] Kubacki, S. Dick, E. Simulation of plane impinging jets with  $k - \omega$  based hybrid RANS/LES models. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.31, pp.862-878, 2010.
- [13] Rajaratnam, N. Turbulent Jet. Elsevier Scientific Publishing Company, New York, 1976.
- [14] Maurel, S. Etude expérimentale d'un jet en impact, Analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse. Thèse de doctorat, Université de Nantes/Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes, 2001.
- [15] Guyonnaud, L. Design of air curtains used for area confinement in tunnels. Experiments in Fluids, Vol.28 pp.377-384, 2000.
- [16] Anderson, E. Spall, R. Experimental and numerical investigation of two-dimensional parallel jets. Journal of Fluids Engineering, Vol.123, pp.401-406, 2001.
- [17] Richardson, L.F. Weather prediction by numerical process. Cambridge University Press, London, 1922.
- [18] Kolmogorov, A. N. Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid. Izvestia Academy of Sciences, USSR; Physics, Vol. 6, Nos. 1 and 2, pp.56-58, 1942.
- [19] Pope, S. Turbulent Flows. Cambridge University Press, Cambridge, 2001.
- [20] Homepage Charles Danforth [en línea]  
< <http://casa.colorado.edu/~danforth/science/cloudshock/node5.html> >  
[consulta: 12 noviembre 2010]
- [21] Drazin, P. G. Introduction to Hydrodynamic Stability. Cambridge University Press, London, 2002.
- [22] Homepage T. T. Lim [en línea]  
< <http://serve.me.nus.edu.sg/limtt/> > [consulta: 12 noviembre 2010]
- [23] Saric, W. Görtler vortices. Mechanical and Aerospace Engineering, Arizona State University, Tempe, Arizona. Annu. Rev. Fluid Mech. 26:379-40, 1994.
- [24] Beaubert, F. Viazzo, S. Large eddy simulation of plane turbulent impinging jets at moderate Reynolds numbers. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol.24, pp.512-519, 2003.

- [25] Vanyo, JP. Rotating Fluids in Engineering and Science. Dover Publications, New York, 2001.
- [26] Crisóstomo, J.F. Estudio numérico para el confinamiento de calor al interior de túneles usando el código FDS. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2011.
- [27] Le Bourlot, J. Turbulence. Cours Mastère Astronomie et Astrophysique, P6, P7 et P11. Observatoire de Paris & Université Paris-Diderot, 2010-2011.
- [28] Schneider, H. Von Terzi, D. Bauer, H.J. Rodi, W. Reliable and Accurate Prediction of Three-Dimensional Separation in Asymmetric Diffusers Using Large-Eddy Simulation. Journal of Fluids Engineering, Vol.132, pp.031101-1–031101-8, 2010.
- [29] Germano, M. Piomelli, U. Moin, P. Cabot, W.H. A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model, Physics of Fluids A, Vol.3, pp.1760–1765, 1991.
- [30] Launder, B.E. Spalding, D.B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.3, pp.269-289, 1974.
- [31] Jayatilke, C.L.V. The Influence of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sublayer to Momentum and Heat Transfer. Progress Heat Mass Transfer , Vol.1, pp.193-329, 1969.
- [32] Lecaros, M. Estudio numérico usando el código FDS para el confinamiento celular de calor al interior de túneles. Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2009.
- [33] Hadziabdic, M. LES, RANS and combined simulation of impinging flows and heat transfer. PhD thesis, Delft University of Technology, 2006.
- [34] Fire Dynamics Simulator (Version 5). Technical Reference Guide. NIST Special Publication 1018-5, 2007.
- [35] Derksen, J. Van den Akker, H. Large Eddy Simulations on the Flow Driven by a Rushton Turbine. AIChE Journal, Vol.45, No.2, pp.209-221, 1999.
- [36] Fujisawa, N. Nakamura, K. Srinivas, K. Interaction of Two Parallel Plane Jets of Different Velocities. Journal of Visualization, Vol.7, No.2, pp.135-142, 2004.
- [37] Cecchi, P. Estudio experimental del transporte de calor turbulento a través de cortinas de aire para confinamiento de calor al interior de túneles. Memoria para optar al título de Ingeniera Civil Mecánica, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2010.
- [38] Dassonville, T. Confinement d'une source de chaleur: transport turbulent de chaleur. Memoria pour l'obtention du diplôme et/du grade de master, Universidad de Chile/École Centrale Marseille, 2009.



- [39] Koched, A. Analyse expérimentale multi-échelles des interactions entre un écoulement et une paroi par PIV et polarographie: Application à un jet plan immergé et confiné en impact. Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2011.
- [40] Narayanan, V. Seyed-Yagoobi, J. Page, R.H. An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.24, pp.1827-1845, 2004.
- [41] Elicer-Cortés, J.C. Contreras, R. Boyer, D. Pavageau, M. Hernández, R.H. Temperature spectra from a turbulent thermal plume by ultrasound scattering. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.28, pp.803–813, 2004.
- [42] Suyambazhahan, S. Das, S.K. Sundararajan, T. The effect of bouyancy on flow fluctuations fot horizontal plane jets in low speed applications. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.33, pp.1119–1127, 2009.
- [43] Cui, G. Zhou, H. Zhang, Z. Shao, L. A new dynamic subgrid eddy viscosity model with application to turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, Vol.16, N°8, pp.2835-2842, 2004.
- [44] Rojas, P. Estudio numérico sobre confinamiento de calor al interior de túneles mediante cortinas de aire, usando el código FDS: efectos debido a paredes no adiabáticas del túnel. Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería mención Mecánica y al título de Ingeniero Civil Mecánico, Dpto. Ing. Mecánica, Universidad de Chile, 2012.
- [45] Liakos, H. Souris, N. Founti, M. Impinging jet cooling on concave surfaces. *American Institute of Chemical Engineers Journal*, Vol.50, N°8, pp.1672-1683 , 2004.

## Anexo A

# Ubicación de monitores para espectro de frecuencias

En la siguiente figura se presenta la ubicación de los puntos con los cuales se obtuvieron las señales temporales de la componente vertical de la velocidad, utilizadas en la sección 6.4 del Capítulo 6 para el cálculo de espectros de frecuencias.

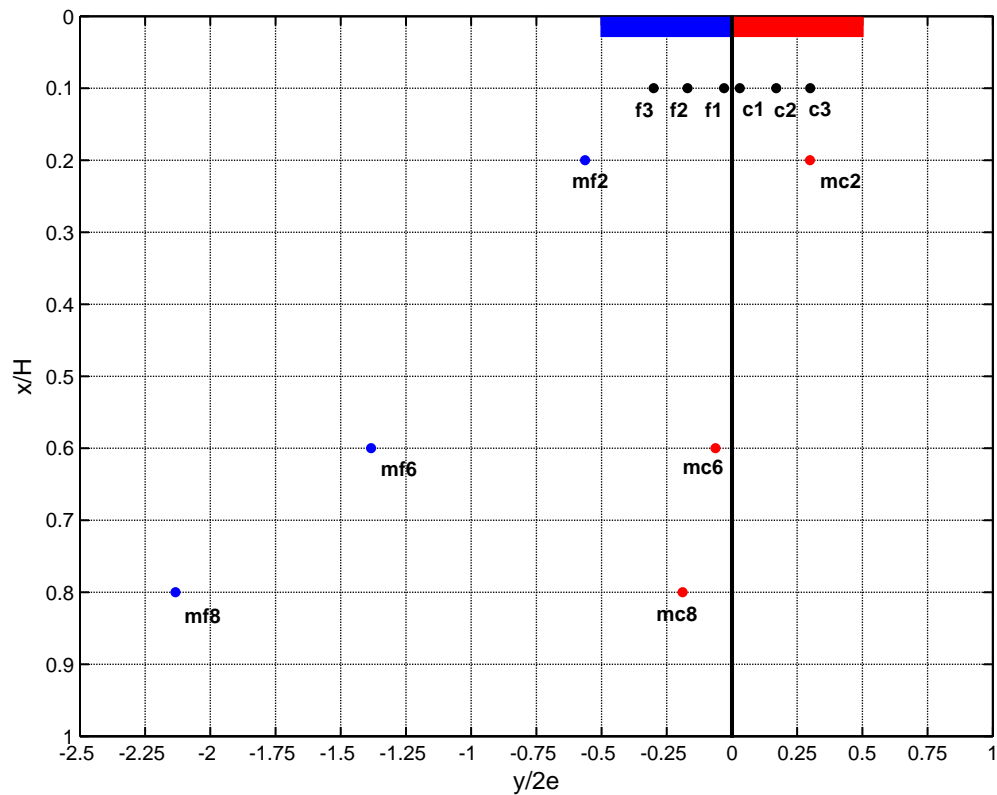


Figura A.1: Ubicación puntos de medición para series temporales de velocidad  $u$ .

## Anexo B

# Distribución espacial de cantidades turbulentas

En las siguientes figuras se presentan imágenes de mapa de colores que muestran la distribución espacial de las intensidades turbulentas relacionadas a las distintas componentes del Tensor de Esfuerzos de Reynolds (figura B.1) y además, se muestra la distribución de la energía cinética turbulenta en la vecindad de la cortina (figura B.2).

ANEXO B. DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE CANTIDADES TURBULENTAS

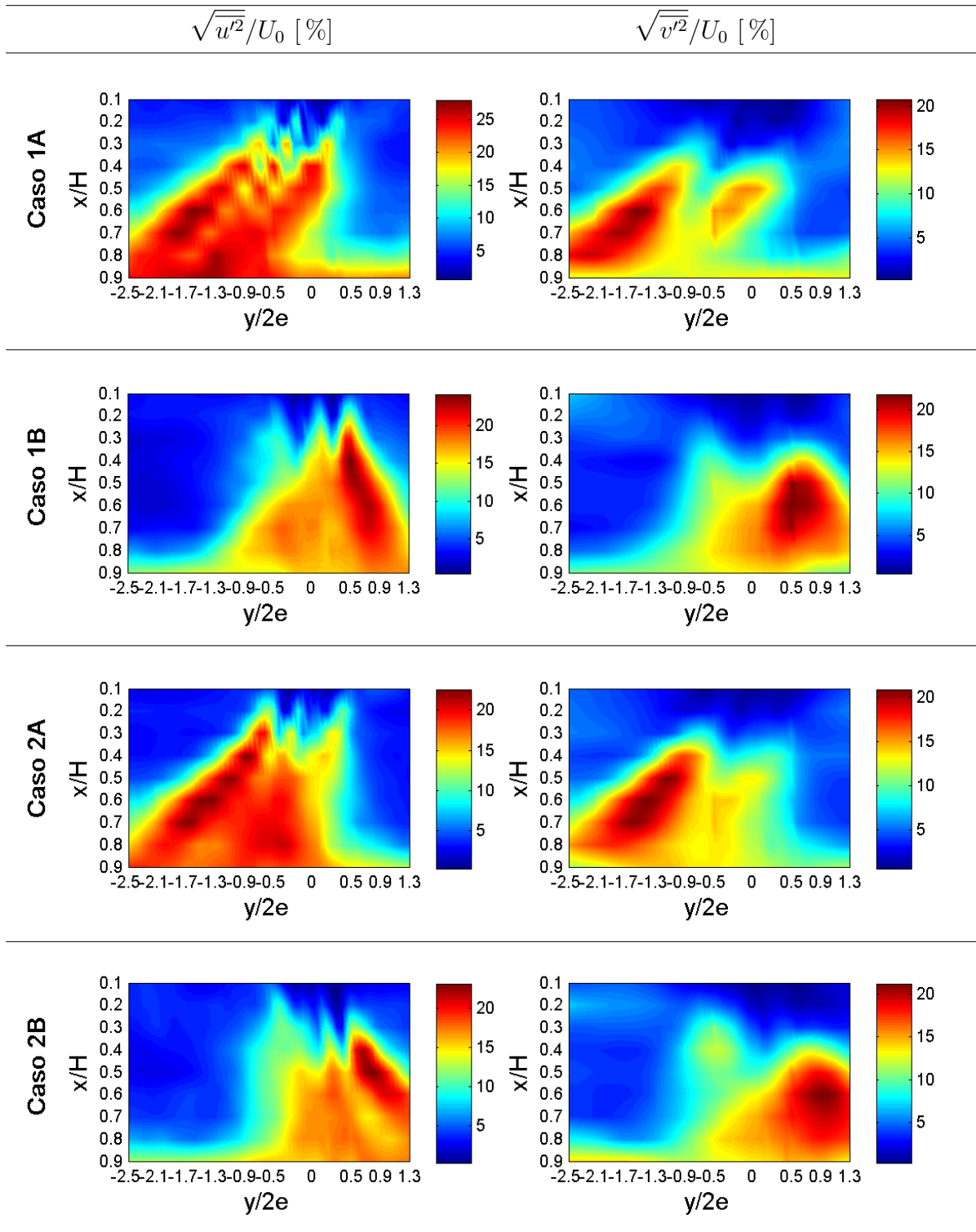


Figura B.1: Distribución espacial de intensidades turbulentas  $I_u$  e  $I_v$ .

ANEXO B. DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DE CANTIDADES TURBULENTAS

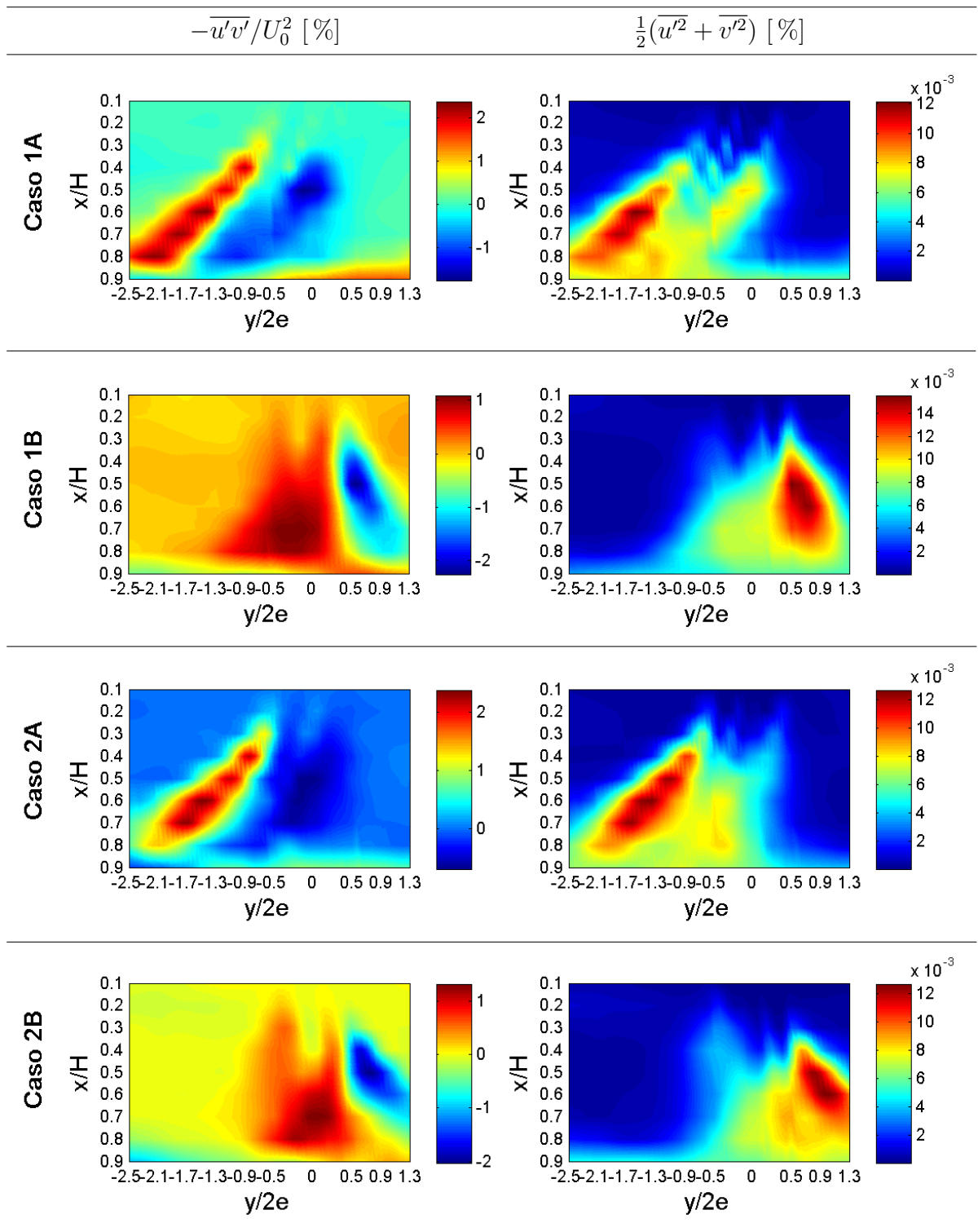


Figura B.2: Distribución espacial de esfuerzos de corte de Reynolds y energía cinética turbulenta.