



Exponente de escalamiento en turbulencia homogénea isotrópica y cortante

Juan David Navarro Ortega

Universidad EAFIT
Departamento de Ingeniería Mecánica
Escuela de Ingeniería
Medellín, Colombia
2018

Exponente de escalamiento en turbulencia homogénea isotrópica y cortante

Juan David Navarro Ortega

Tesis de grado presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ingeniería

Asesor:
Ph.D. Juan Camilo Isaza Betancourt

Universidad EAFIT
Departamento de Ingeniería Mecánica
Escuela de Ingeniería
Medellín, Colombia
2018

A mis padres

”No sólo practiques tu arte, sino adéntrate en sus secretos, ya que éste y el conocimiento pueden elevar al hombre a lo Divino.”

Ludwig van Beethoven

Agradecimientos.

Quiero agradecer de manera especial a mi asesor, el profesor Juan Camilo Isaza por su guía, mentoría y paciencia durante mi investigación. Su pasión por la investigación y el conocimiento son ejemplos dignos de adoptar. Esta investigación no habría sido posible sin su dirección.

Al profesor Gregory Paul Bewley, de la facultad de ingeniería mecánica y aeroespacial de la universidad de Cornell, por brindarme la oportunidad y los recursos para trabajar en su laboratorio. Su guía y ayuda fueron elementos esenciales en la ejecución de esta investigación.

A la Universidad EAFIT por el apoyo económico otorgado para realizar mis estudios de maestría.

Mis mas profunda gratitud para mis padres Pedro Nel y Martha Lucía quienes me enseñaron la responsabilidad y dedicación necesarios para realizar este trabajo. Mi padre por establecer un ejemplo de dedicación y responsabilidad. Mi madre por su apoyo constante e incondicional al encontrarme con dificultades.

A mi esposa, Estefanía, por motivarme y darme fuerzas en los momentos que mas necesité de su amor y compañía.

A los directivos de la universidad EAFIT, a todos mis profesores, amigos, compañeros, y demás personas que participaron en el desarrollo de éste trabajo.

Y a Dios, quien es luz y guía en mi camino.

Resumen.

Usando una malla activa similar a los diseños de Makita presentados en [1] y dos mallas pasivas, fueron caracterizados dos tipos de flujos turbulentos homogéneos, uno isotrópico y el otro cortante, por sus características estadísticas, sus espectros de energía y sus funciones de estructura.

Los flujos fueron generados en un túnel de viento horizontal, de succión y de ciclo abierto con sección transversal de $91 \times 91 \text{ cm}^2$ y de longitud de $9,1 \text{ m}$.

Las mallas pasivas consistieron en un conjunto de barras cuadradas dispuestas de manera perpendicular a la dirección del flujo, con una separación entre las barras de $2,6 \text{ cm}$ y $10,16 \text{ cm}$. La malla activa consistió en un arreglo de barras redondas con paletas cuadradas sujetas a las barras, que giran de manera aleatoria con una separación entre las barras de $12,1 \text{ cm}$.

El número de Reynolds basado en la escala de Taylor Re_λ varió en el rango entre 150 y 2000.

El sistema de medición fue anemometría de hilo caliente con sensores TSI 1241 y TSI 1210 en conjunto con anemómetros de temperatura constante Dantec 55M01. Todas las señales fueron filtradas para eliminar ruidos de alta y baja frecuencia y digitalizadas con un convertidor A/D (análogo a digital) de 16 bits.

Palabras clave: Turbulencia, Túnel de viento, Anemómetro de hilo caliente, Navier-Stokes, Reynolds, Kolmogorov, Espectro de energía, Funciones de estructura, Investigación experimental, Mecánica de fluidos.

Objetivos.

Caracterizar dos tipos de flujo turbulento homogéneo, uno isotrópico y otro cortante, en función de los perfiles de velocidad e intensidad turbulenta transversal, la distribución del factor de isotropía, propiedades estadísticas, espectros de energía, funciones de estructura y exponentes de decaimiento.

Objetivos Específicos:

- Revisar la homogeneidad e isotropía de ambos flujos.
- Revisar las propiedades estadísticas de ambos flujos.
- Verificar el decaimiento del espectro de energía en el rango inercial para ambos tipos de flujos.
- Calcular las funciones de estructura y los exponentes de escalamiento de ambos flujos.

Índice general

Agradecimientos.	I
Resumen.	III
Objetivos.	IV
1 Introducción.	1
2 Fundamentos de turbulencia.	3
2.1 Número de Reynolds.	4
2.2 Ecuaciones de Navier-Stokes.	4
2.3 Descomposición de Reynolds.	5
2.4 Hipótesis de Kolmogorov.	6
2.4.1 Hipótesis de isotropía local:	7
2.4.2 Hipótesis de similaridad 1:	7
2.4.3 Hipótesis de similaridad 2:	8
2.5 Espectro de energía.	8
2.6 Escalas de turbulencia.	9
2.6.1 Escalas de Kolmogorov.	9
2.6.2 Escala de Taylor.	9
2.6.3 Escala integral.	9
2.7 Tasa de disipación.	10
3 Metodología Experimental.	11
3.1 Introducción.	11
3.2 Túnel de Viento.	12
3.3 Tubo Pitot.	14
3.4 Sistema de posicionamiento.	15
3.4.1 Puntos de medición.	15
3.5 Generadores de turbulencia.	16
3.5.1 Mallas Pasivas.	17
3.5.2 Malla Activa.	18
3.6 Generador de gradiente de velocidad.	19
3.7 Enderezador de flujo.	19
3.8 Adquisición de datos.	20
3.9 Anemometría de hilo caliente.	21
3.9.1 Anemómetro de temperatura constante.	21
3.9.2 Sensores.	22

3.10	Voltímetro.	24
3.11	Filtro.	25
3.12	DAQ.	26
3.13	Programas de LabView.	26
3.14	Volumen de datos.	27
3.15	Calibración.	27
3.15.1	Calibración del sensor en U.	28
3.15.2	Calibración del sensor en X.	30
4	Flujo Isotrópico.	31
4.1	Homogeneidad e Isotropía.	31
4.2	Resultados Estadísticos.	34
4.3	Estadística de una sola posición.	37
4.4	Funciones de Estructura.	38
4.5	ESS.	43
5	Flujo Cortante.	45
5.1	Isotropía de pequeñas escalas.	46
5.2	Perfiles de velocidad.	47
5.3	Homogeneidad.	50
5.3.1	Comportamiento asintótico.	53
5.4	Resultados Estadísticos.	56
5.5	Estadística de una sola posición	58
5.6	Espectro de Energía.	60
5.7	Funciones de Estructura.	61
5.8	ESS.	64
6	Decaimiento de la transformada de fourier de las funciones de estructura de grado n.	65
7	Conclusiones	68
7.1	Estudios futuros	68
	Bibliografía	68

Índice de figuras

2.1	Señal de velocidad turbulenta, allí se puede ver las fluctuaciones en color negro y el valor promedio en rojo.	5
2.2	Simulación de una capa de mezcla.	7
3.1	Laboratorio de Investigación.	11
3.2	Diagrama del túnel de viento [2, 3].	12
3.3	Toma de aire y zona de contracción.	13
3.4	Motor y ventilador del túnel de viento vistos desde el exterior y el interior.	13
3.5	Variador de frecuencia del ventilador.	14
3.6	Pánel de lectura del sistema Pitot estático.	14
3.7	Sistema de posicionamiento de la probeta.	15
3.8	Zona de mallas en el tunel de viento (Exterior e Interior).	16
3.9	Turbulencia en lámina de jabón utilizando una malla pasiva [4].	16
3.10	Malla pasiva $M=0.026$ m.	17
3.11	Malla pasiva $M=0.1016$ m.	17
3.12	Malla activa (Vista general y de detalle).	18
3.13	Motor, anclaje y caja de control de la malla activa.	18
3.14	Especificaciones de la malla activa.	19
3.15	Generador de gradiente de velocidad.	19
3.16	Instalación del enderezador de flujo en el túnel de viento.	20
3.17	Diagrama de flujo de información (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).	20
3.18	Intercambio de calor entre el filamento y el fluido [5].	21
3.19	Sensitividad direccional (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).	21
3.20	Circuito de operacion a temperatura constante (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).	21
3.21	Anemómetro DISA Type 55M01 Utilizado en el eperimento.	22
3.22	Ejemplos de anemómetros de hilo caliente de múltiples arreglos. Izquierda: [?] . Derecha: [6]	23
3.23	Nanoprobetas en desarrollo por el compañero del laboratorio Pablo Naoki Miura.	23
3.24	Sensor en U TSI modelo 1210. Fuente: Página Web TSI.	24
3.25	Sensor en X TSI modelo 1241. Fuente: Página Web TSI.	24
3.26	Voltímetro TSI 1076.	25
3.27	filtro Krohn-Hite 3384.	25
3.28	Señal antes de ser filtrada, y después de aplicar el filtro.	26
3.29	DAQ NI USB 6221 (Fuente: Página Web National Instruments).	26

3.30	VI's de LabView utilizados. Izquierda: Frecuencia de filtrado y de muestreo. Derecha: Almacenamiento de datos.	27
3.31	Mesa de calibración.	27
3.32	Izquierda: Sensor de baja presión Validyne DP 103-26. Derecha: Transductor digital Validyne CD23.	28
3.33	Sensor en U ubicado en la boca del embudo para calibrar.	29
3.34	Ejemplo de ajuste en proceso de calibración.	29
3.35	Ejemplo de calibración de los ángulos efectivos para el sensor en X.	30
4.1	Distribución transversal de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: + : $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; □ : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	31
4.2	Distribución vertical de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	32
4.3	Distribución transversal de intensidad turbulenta $u' / \langle U \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: + : $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; □ : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	32
4.4	Distribución vertical de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	33
4.5	Distribución transversal de isotropía u' / v' en $x/h = 5,32m$. + : $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; □ : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	33
4.6	Distribución vertical de u' / v' en $x/h = 5,32m$. Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	34
4.7	Momentos estadísticos en función de Re_λ . Sensor en U: ■ : $-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ▲ : $F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ● : $-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ◆ : $HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$. Sensor en X: □ : $-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; Δ : $F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ○ : $-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ◇ : $HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	36
4.8	Distribución longitudinal de $\frac{-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)}{F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^{3/8}}$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: + : $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; □ : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$	36
4.9	Momentos estadísticos en función de Re_λ . □ : $-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; Δ : $F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ○ : $-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; ◇ : $HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	37

4.10	Distribución de $\frac{-S(\frac{\partial u}{\partial x})}{F(\frac{\partial u}{\partial x})^{3/8}}$ en función de Re_λ . Δ : $M = 0,121m$; \square : $M = 0,1016m$; \circ : $M = 0,026m$	38
4.11	Espectros de energía cinética. —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; ---: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$	39
4.12	Funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - - -: $n = 4$, - - -: $n = 6$	40
4.13	Rango de funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - - -: $n = 4$, - - -: $n = 6$	41
4.14	$\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$	42
4.15	$\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de Re_λ cuando $x/h = 6,92$ y $r/\eta \approx 200$. Δ : $M = 0,121m$, \square : $M = 0,1016m$, \circ : $M = 0,026m$	42
4.16	Predicción de $d(\log(s.f.^4))/d(\log(s.f.^2))$ en función de r/η . (Fuente [7])	44
4.17	$\zeta_{m=4,n=2}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$	44
5.1	Distribución horizontal de u'/v' . Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$	46
5.2	Evolución temporal de $\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \right\rangle / \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \right\rangle$ en función de St . Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$	47
5.3	Perfiles de velocidad para distintos valores de x/h [5,86, 6,39, 6,92, 7,46]. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \blacklozenge : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \blacksquare : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \times : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; \bullet : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$	48
5.4	Distribución de \mathcal{S} en función de Re_λ . Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \blacklozenge : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \blacksquare : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \times : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; \bullet : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$	48
5.5	Distribución horizontal de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \blacklozenge : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \blacksquare : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \times : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; \bullet : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$	49
5.6	Distribución horizontal de $u' / \langle U \rangle$. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \blacklozenge : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \blacksquare : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \times : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; \bullet : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: Δ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$	51

5.7 Evolución de $q^2/\langle U \rangle^2$ en función de St para cada malla. ● : $y/h = -0,21m$;
 □ : $y/h = -0,17m$; ◆ : $y/h = -0,13$; △ : $y/h = -0,08$; × : $y/h = -0,04m$;
 ○ : $y/h = 0,00m$; ■ : $y/h = 0,04m$; ◇ : $y/h = 0,08m$; ▲ : $y/h = 0,13m$;
 + : $y/h = 0,17m$; * : $y/h = 0,21m$ 52

5.8 Distribución transversal de $-\rho_{uv}$. △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; □ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; ○ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. 53

5.9 Distribución de S^* en función de St para $y/h \leq 0,08$. Sensor en U: ▲ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◆ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$. Sensor en X: △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$ 54

5.10 Distribución de \mathcal{P}/ϵ en función de St para $y/h \leq 0,08$. △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$ 54

5.11 Resumen de la evolución de $q^2/\langle U \rangle^2$ en función de St . Sensor en U: ▲ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◆ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; ■ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; × : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; ● : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; □ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; ○ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$ 55

5.12 Relación de S^* con Re_λ , figura 1.1 de [8]. 55

5.13 Distribución de S^* en función de Re_λ . Sensor en U: ▲ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◆ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; ■ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; × : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; ● : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; □ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; ○ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$ 56

5.14 Momentos estadísticos en función de Re_λ . Sensor en U: ■ : $-S(\frac{\partial u}{\partial x})$; ▲ : $F(\frac{\partial u}{\partial x})$; ● : $-HS(\frac{\partial u}{\partial x})$; ◆ : $HF(\frac{\partial u}{\partial x})$. Sensor en X: □ : $-S(\frac{\partial u}{\partial x})$; △ : $F(\frac{\partial u}{\partial x})$; ○ : $-HS(\frac{\partial u}{\partial x})$; ◇ : $HF(\frac{\partial u}{\partial x})$ 56

5.15 Distribución de $\frac{-S(\frac{\partial u}{\partial x})}{F(\frac{\partial u}{\partial x})^{3/8}}$ en función de Re_λ . Sensor en U: ▲ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◆ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; ■ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; × : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; ● : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: △ : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; ◇ : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; □ : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; ○ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$ 57

5.16 Momentos estadísticos en función de Re_λ . □ : $-S(\frac{\partial u}{\partial x})$; △ : $F(\frac{\partial u}{\partial x})$; ○ : $-HS(\frac{\partial u}{\partial x})$; ◇ : $HF(\frac{\partial u}{\partial x})$ 58

5.17 Distribución de $\frac{-S(\frac{\partial u}{\partial x})}{F(\frac{\partial u}{\partial x})^{3/8}}$ en función de Re_λ . △ : $M = 0,121m$; □ : $M = 0,1016m$; ○ : $M = 0,026m$ 59

5.18 Distribución de S^* en función de Re_λ . △ : $M = 0,121m$; □ : $M = 0,1016m$; ○ : $M = 0,026m$ 59

5.19 Distribución de S^* y Re_λ en función de $\mathcal{S} = \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$. △ : $M = 0,121m$; □ : $M = 0,1016m$; ○ : $M = 0,026m$ 60

5.20 Espectros de energía cinética. —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1600$; ---: $0,1016m$, $Re_\lambda = 475$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 600$ 60

5.21 Funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - - -: $n = 4$, - - -: $n = 6$ 61

5.22	Rango de funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - - -: $n = 4$, - - -: $n = 6$	62
5.23	$\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$	63
5.24	$\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de Re_λ cuando $x/h = 6,92$ y $r/\eta \approx 200$. Δ : $M =$ $0,121m$, \square : $M = 0,1016m$, \circ : $M = 0,026m$	63
5.25	$\zeta_{m=4,n=2}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$	64
6.1	Espectros basados en las funciones de estructura de orden $n = 2$, $n = 4$ y $n = 6$ en función de $\eta\kappa$ con $x/h = 6,92$ y $F = 53\text{Hz}$. —: $M = 0,121m$; - - -: $M = 0,1016m$; - - -: $M = 0,026m$	66
6.2	Derivada logarítmica del espectro basado en la función de estructura de se- gundo orden para $M = 0,121m$, $x/h = 6,92$, $F = 53\text{Hz}$	67

1 Introducción.

Pese a la larga historia que tiene el estudio de la turbulencia (más de cien años) [9] aún no se cuenta con una teoría general satisfactoria que la resuelva. En 1877, el matemático francés Joseph Valentin Boussinesq es quien se enfrenta al problema de cierre por primera vez [10] proponiendo una relación entre los esfuerzos turbulentos con el gradiente de la velocidad media como estrategia para cerrar el sistema de ecuaciones. A esta metodología se le llama actualmente viscosidad de vortice (Eddy Viscosity).

Más tarde, en 1922 el meteorólogo Inglés Lewis Fry Richardson propuso una visión cualitativa que explica la forma en que la energía cinética fluye en un sistema turbulento [11], indicando que la energía cinética comienza creando remolinos de gran tamaño y éstos a su vez, se dividen en remolinos de menor tamaño repartiéndose la energía cinética. Este proceso continúa hasta que toda la energía se convierte en calor, disipándose así la energía del sistema.

Llega entonces el análisis tensorial estadístico a la turbulencia. En 1938 el físico británico, Sir Geoffrey Ingram Taylor [12] introdujo la representación espectral de la turbulencia y los conceptos simplificados de turbulencia homogénea e isotrópica. Analizó datos experimentales del flujo generado al hacer pasar una corriente de aire a través de una malla de barras cilíndricas e informó que la turbulencia generada es aproximadamente isotrópica lejos de la malla.

En la década de 1950, varios nombres se sumaron a la investigación de turbulencia homogénea. El libro y los artículos de George Keith Batchelor [13?] tratan de manera exhaustiva este tema. En cuanto al flujo cortante homogéneo, es menos común; al menos en esa década podrían mencionarse solo un par de aportes significativos [14, 15].

Benoît Mandelbrot descubrió que algunas características de la turbulencia a pequeña escala pueden ser modelados por fractales, y de manera particular, el campo de disipación [16?], esta idea fue desarrollada posteriormente por Katepalli R. Sreenivasan [17].

El desarrollo de nuevas técnicas experimentales hizo necesario el desarrollo de instrumentos de medición cada vez más precisos, con resoluciones espaciales y temporales más exigentes. Una de las herramientas más comúnmente utilizadas a lo largo del siglo fue el anemómetro de hilo caliente [18]. Ya en la década de 1920 era utilizado en mediciones de laboratorio [19] e incluso atmosféricas [20]. Otra tecnología más reciente fue el anemómetro láser Doppler desarrollado en la década de 1960.

Poder medir una variable no siempre significó poder interpretarla adecuadamente. Un paso fundamental en este proceso es el procesamiento de la señal del sensor. Inicialmente se utilizaban amplificadores, analizadores espectrales, osciloscopios y hasta la vista para promediar señales. La densidad de probabilidad se solía medir con osciloscopios. Los valores promedios se obtenían al mirar un medidor por unos cuantos minutos, difícil empresa para los investigadores que estimaban la posición media de una aguja que oscilaba constantemente y anotaban un valor a su discreción.

Mejores tecnologías fueron apareciendo en la década de 1950, de repente los datos pudieron ser procesados en tiempo real in situ. Posteriormente aparecen las grabadoras de cinta lo que permitía almacenar la información para ser procesada después, esto junto con el desarrollo computacional y la conversión analoga/digital fueron pilares fundamentales para mejorar la calidad de los resultados en la investigación experimental.

Con el desarrollo computacional llegaron también importantes avances en la rama de la dinámica de fluidos computacional, podría decirse que la computación a gran escala de flujos turbulentos inició en 1972 con el trabajo del Matemático Steven Alan Orszag y G. S. Patterson Jr. [21]. Pese a que el número de Reynolds sea limitado en las simulaciones computacionales, estas se han posicionado en la investigación de flujos más sencillos debido a que permiten acceder a algunas variables que de otro modo es difícil medir, un ejemplo de esto son las fluctuaciones del campo de presión.

Los últimos 30 años, la producción científica se ha enfocado en las estructuras coherentes presentes en los flujos turbulentos [22, 23, 24, 25].

El presente estudio se enfoca en la caracterización de dos tipos de flujo, el primero se trata de turbulencia homogénea isotrópica y el segundo turbulencia homogénea cortante utilizando la técnica de anemometría de hilo caliente.

El capítulo 2 resume brevemente la teoría pertinente de turbulencia utilizada en éste estudio. El capítulo 3 expone las técnicas y equipos utilizados. En el capítulo 4 se procede a analizar el flujo turbulento homogéneo isotrópico. A su vez el capítulo 5 expone el análisis para el flujo turbulento homogéneo cortante. En el capítulo 6 se presenta un nuevo resultado concerniente al decaimiento del espectro basado en las funciones de estructura. Finalmente en el capítulo 7 se presentan las conclusiones más pertinentes de este estudio y propone futuros estudios.

2 Fundamentos de turbulencia.

La dinámica de fluidos es la rama de la mecánica que se encarga de estudiar el movimiento de las partículas de fluidos. Este movimiento se clasifica en dos grandes familias de acuerdo con sus propiedades:

Flujo laminar: cuando un fluido se mueve de manera ordenada casi predecible, se dice que se trata de un flujo laminar. En general, el fluido se mueve en capas paralelas (láminas) que no se entremezclan haciendo posible identificar las trayectorias suaves que siguen las partículas, a estas trayectorias se les denomina líneas de corriente.

Generalmente se puede identificar este tipo de flujo a bajas velocidades o fluidos de alta viscosidad.

Flujo Turbulento: sucede cuando un fluido se mueve de manera desordenada. En éste caso, las trayectorias forman pequeños remolinos periódicos no coordinados que hacen posible predecir las trayectorias hasta una cierta escala a partir de la cual su complejidad impide la predicción de estas trayectorias debido a su comportamiento caótico.

En términos generales un flujo es turbulento a altas velocidades o en fluidos de baja viscosidad.

Otras características de los flujos turbulentos son [26]:

- Altos niveles de difusividad.
- Naturaleza tridimensional.
- Alta dependencia a las condiciones iniciales y de frontera.
- Amplio espectro de escalas temporales y espaciales.
- Aleatoriedad temporal y espacial.
- Alta convección.

2.1. Número de Reynolds.

La relación entre la laminaridad del flujo con la velocidad del flujo y la viscosidad del fluido se puede ver plasmada en el número de Reynolds. Una cantidad adimensional definida como la relación entre las fuerzas inerciales y las fuerzas viscosas:

$$Re = \left| \frac{F_i}{F_\nu} \right| = \frac{ma}{F_\nu} = \frac{mU^2}{L} \frac{1}{\tau L^2} = \frac{\rho L^3 U^2}{L^3 \mu U / L} = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{LU}{\nu} \quad (2.1)$$

Donde:

F_i : fuerzas inerciales.	U : velocidad.	ρ : densidad.
F_ν : fuerzas viscosas.	L : longitud característica.	μ : viscosidad dinámica.
m : masa.	τ : esfuerzo cortante.	ν : viscosidad cinemática.
a : aceleración.		

Éste concepto fue mencionado por primera vez por el físico Irlandés Sir George Stokes [27] pero fué nombrado por el físico alemán Arnold Sommerfeld [28] en honor al científico Irlandés Osborne Reynolds quien popularizó el uso de esta cantidad [29, 30].

2.2. Ecuaciones de Navier-Stokes.

En 1757, Leonhard Euler describió las ecuaciones de un fluido ideal incompresible (no viscoso) [31]. Posteriormente, en 1822, Claude-Louis Navier incluyó la viscosidad a sus ecuaciones [32]. Debido a los trabajos de George Gabriel Stokes en la década de 1840 [33, 34, 35], dichas ecuaciones se conocen hoy como las ecuaciones de Navier-Stokes.

Estas ecuaciones en derivadas parciales no lineales describen el movimiento de fluidos viscosos tanto para los flujos laminares como para los flujos turbulentos. Debido a la naturaleza no lineal y la complejidad de los flujos turbulentos no se ha determinado una solución general a excepción de ciertos casos muy particulares. Es por esto que se acude a estrategias como el análisis numérico para encontrar soluciones aproximadas y observaciones experimentales.

Ecuación de conservación de masa:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

Ecuación de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_j} + \nu \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + F_C \quad (2.3)$$

Donde:

U_i : Componente de la velocidad en la dirección x_i ($i = 1, 2, 3$).
 P : Presión.
 ρ : Densidad.
 ν : Viscosidad cinemática.
 F_C : Fuerzas de cuerpo.

2.3. Descomposición de Reynolds.

El aporte de Reynolds a la Mecánica de fluidos es significativo al establecer la transición del flujo laminar al turbulento en un intervalo de la cifra adimensional que lleva su nombre. Adicionalmente incorporó el análisis estadístico como herramienta fundamental en la investigación experimental.

La descomposición de Reynolds consiste en tomar una variable característica del fluido, como la presión o la velocidad, y definirlos como la suma de su valor promedio y las fluctuaciones.

$$U_i = \langle U_i \rangle + u_i \quad (2.4)$$

$$P_i = \langle P_i \rangle + p_i \quad (2.5)$$

Donde:

U_i : velocidad absoluta.
 $\langle U_i \rangle$: velocidad promedio.
 u_i : fluctuaciones de velocidad.
 P_i : presión absoluta.
 $\langle P_i \rangle$: presión promedio.
 p_i : fluctuaciones de presión.

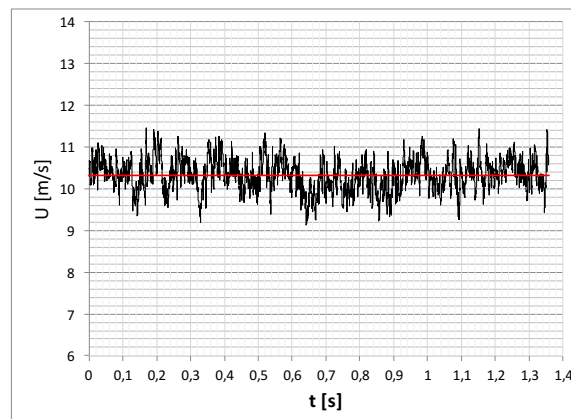


Figura 2.1: Señal de velocidad turbulenta, allí se puede ver las fluctuaciones en color negro y el valor promedio en rojo.

Al reescribir las ecuaciones de Navier-Stokes en términos de las componentes promedio surgen las ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS, *Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*).

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_j \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.7)$$

Y las ecuaciones de Navier-Stokes para las fluctuaciones son:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.9)$$

Aparece entonces un nuevo término $\langle u_i u_j \rangle$ denominado tensor de esfuerzos de Reynolds. Éste término adicional implica que no se puede encontrar solución única al sistema de ecuaciones tratándose de un sistema con más incógnitas que ecuaciones independientes. A esto se le denomina problema de cerramiento o clausura.

2.4. Hipótesis de Kolmogorov.

La noción de Lewis Fry Richardson [11] establece que la turbulencia está compuesta por vórtices de diferentes tamaños (actualmente denominados escalas de longitud).

Estos tamaños caracterizan a su vez escalas de velocidad y tiempo. Asegurando que los vórtices de mayor tamaño son inestables, se rompen, y forman vórtices de menor tamaño, dividiendo su energía cinética en los vórtices menores que surgen a partir del primero. Nuevamente el proceso se repite de manera cíclica. Llega un punto en que los vórtices son tan pequeños que las fuerzas inerciales empiezan a ser vencidas por las fuerzas viscosas (Números de Reynolds bajos según la ecuación 2.1) y la energía cinética es disipada en forma de energía interna debido a la viscosidad.

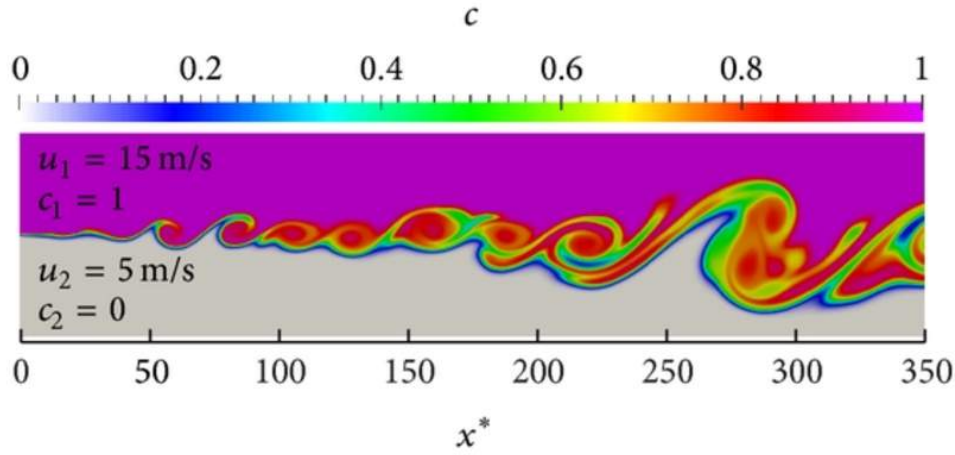


Figura 2.2: Simulación de una capa de mezcla.

La figura 2.2 es una simulación de capa de mezcla extraída de [36] y allí se hacen evidentes las diferentes escalas de longitud que pueden tener diversos vórtices

En 1941, el matemático soviético Andrey Nikolaevich Kolmogorov desarrolló una teoría fundamental (comúnmente referida como K41) [37, 38]. en la que describe el comportamiento de la energía cinética en función de las escalas ya mencionadas. Ésta teoría se divide en tres hipótesis:

2.4.1. Hipótesis de isotropía local:

Para números de Reynolds lo suficientemente altos, la turbulencia de las pequeñas escalas es estadísticamente isotrópica. En contraposición, las grandes escalas dependen de las condiciones de frontera. La consecuencia de esto es que a medida que la energía cinética es transmitida de las escalas mayores a las escalas menores, la información geométrica y direccional se pierde haciendo que el comportamiento de las pequeñas escalas sea, de alguna manera, universal para todo flujo turbulento.

2.4.2. Hipótesis de similaridad 1:

Para flujos turbulentos con números de Reynolds lo suficientemente altos, el comportamiento estadístico de las pequeñas escalas está únicamente y universalmente determinado por la viscosidad cinemática ν y la tasa de disipación de energía ϵ .

Con estas dos cantidades se determina una longitud característica llamada escala de Kolmogorov:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.10)$$

2.4.3. Hipótesis de similaridad 2:

En todos los flujos turbulentos con números de Reynolds lo suficientemente altos, las estadísticas de los movimientos turbulentos de escala ι en el rango $\eta \ll \iota \ll L$, están unicamente y universalmente determinados por ϵ , y son independientes de ν ; Siendo L la escala de longitud a la cual la energía cinética es introducida en el fluido por una influencia externa. A esto se le denomina rango inercial.

2.5. Espectro de energía.

Para calcular el espectro de energía es necesario definir primero la autocovarianza de dos puntos en un mismo instante:

$$R_{ij}(r, x, t) \equiv \langle u_i(x, t) u_j(x + r, t) \rangle \quad (2.11)$$

En turbulencia homogénea $R_{ij}(r, t)$ es independiente de x . Al aplicar la transformada de Fourier a 2.11 se obtiene el tensor del espectro de velocidad:

$$\Phi_{ij}(\kappa, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\kappa r} R_{ij}(r, t) dr \quad (2.12)$$

Lo que nos lleva a calcular el espectro de energía:

$$E(\kappa, t) \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \Phi_{ii}(\kappa, t) \delta(|\kappa| - \kappa) d\kappa \quad (2.13)$$

donde κ es el número de onda asociado a las diferentes escalas de longitud:

$$\kappa = \frac{2\pi}{\iota_i} \quad (2.14)$$

Kolmogorov derivó teóricamente la forma que tendría el espectro de energía asumiendo que sólo dependería de la tasa de disipación de energía y no de la viscosidad:

$$E(\kappa) = C \epsilon^\alpha \kappa^\beta \quad (2.15)$$

donde C es una constante universal que toma valores entre 1,4 y 1,8. Utilizando analisis dimensional, Kolmogorov encontró los valores de α y β :

$$E(\kappa) = C \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (2.16)$$

2.6. Escalas de turbulencia.

Como ya se ha mencionado anteriormente, a los diferentes tamaños de vórtices presentes en el flujo turbulento se les da el nombre de escalas de longitud.

2.6.1. Escalas de Kolmogorov.

Se trata de la escala en la que las fuerzas inerciales y viscosas se equiparan.

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.17)$$

Los vórtices de este tamaño tienen una velocidad característica:

$$U_\eta = (\epsilon\nu)^{\frac{1}{4}} \quad (2.18)$$

Y toman un tiempo característico en dar una revolución:

$$\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

Al aplicar las cantidades anteriores al número de Reynolds se obtiene:

$$Re_\eta = \frac{\eta U_\eta}{\nu} = 1 \quad (2.20)$$

2.6.2. Escala de Taylor.

Es una escala intermedia en la que la viscosidad afecta de manera significativa la transferencia de energía.

$$\lambda = \frac{\langle u^2 \rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \quad (2.21)$$

El número de Reynolds basado en esta escala es comunmente utilizado en la investigación de turbulencia y se define:

$$Re_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\langle u^2 \rangle}}{\nu} \quad (2.22)$$

2.6.3. Escala integral.

Es la escala de los vórtices más grandes. Usualmente definida por las condiciones de frontera. La velocidad en esta escala es del orden de la velocidad del flujo medio.

$$L = \frac{\langle u^2 \rangle^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (2.23)$$

2.7. Tasa de disipación.

La tasa que define el proceso final en que la energía se transmite de las escalas mas grandes a las escalas mas pequeñas se denomina tasa de disipación y está dada por:

$$\epsilon = 2\nu S_{ij} S_{ij} \quad (2.24)$$

Donde S_{ij} se define como:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.25)$$

Es por esto que se puede ver que la tasa de disipación de energía esta relacionada con el gradiente de velocidad $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$.

3 Metodología Experimental.

3.1. Introducción.

En la mecánica de fluidos se utilizan dos estrategias de investigación a grandes rasgos:

La primera de ellas es la dinámica de fluidos computacional (CFD) que busca simular condiciones de flujo real mediante diversas estrategias computacionales como: simulaciones numéricas directas (DNS), simulaciones de grandes vórtices (LES), entre otras.

La segunda estrategia de investigación es la representación experimental bajo condiciones controladas y/o medir variables específicas en condiciones de flujo real.

Éste trabajo toma un enfoque experimental al recrear dos tipos de flujo en un túnel de viento.

A continuación se describen las características de los flujos, como se generó el flujo y el proceso de medición de las variables.



Figura 3.1: Laboratorio de Investigación.

3.2. Túnel de Viento.

El túnel de viento cuenta con las siguientes características generales:

- Orientación: Horizontal.
- Circuito: Abierto.
- Tipo de ventilación: Succión.
- Diámetro del ventilador: 1,24 m .
- Número de alas del ventilador: 7.
- Potencia del motor: 60 Hp.
- Velocidad del motor: 1070 RPM.
- Anclaje del motor: Independiente.
- Velocidad del viento máxima: 20 m/s.
- Dimensiones: 0,91 m × 0,91 m × 9,14 m.
- Contracción: 9 : 1.
- Material: Madera contrachapada de 1,9 cm de espesor.
- Aislamiento térmico: Fibra de vidrio de 5,05 cm de espesor.

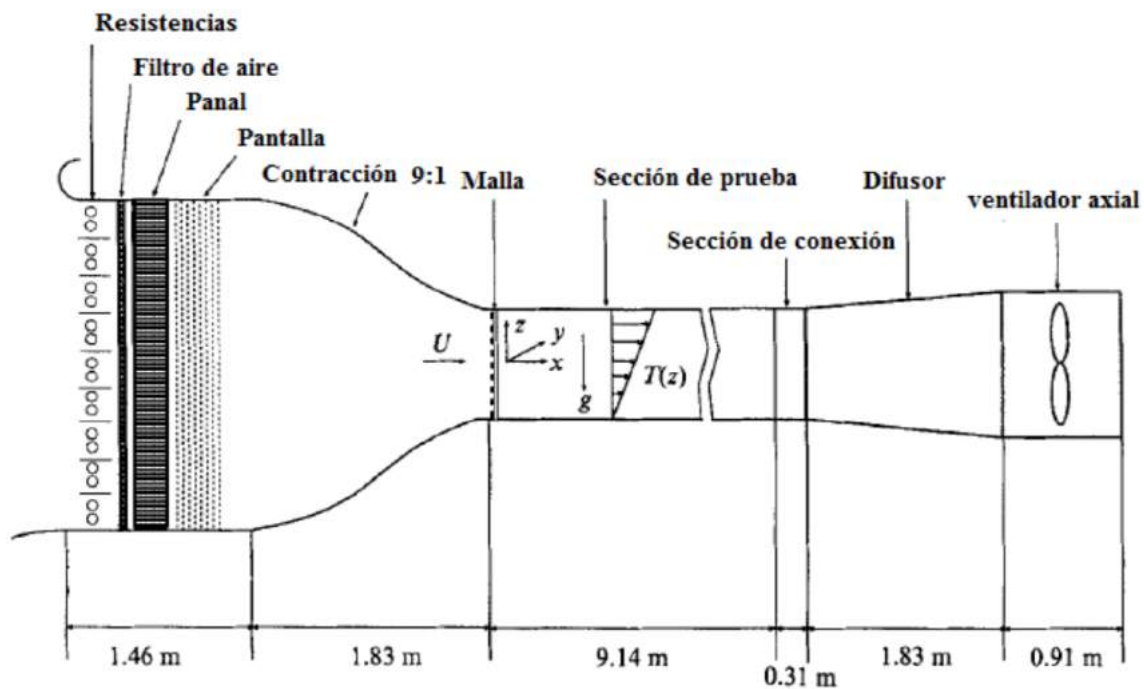


Figura 3.2: Diagrama del túnel de viento [2, 3].

La divergencia de 0.3° de las paredes laterales asegura que el desarrollo de la capa límite no acelere de manera significativa la velocidad media en la línea central del túnel; sin embargo, las paredes inferior y superior permanecen paralelas. La baja rugosidad interna disminuye las alteraciones de velocidad y presión en el flujo.

La zona de contracción tiene una relación de contracción 9 : 1 y 1,83 m de longitud, su finalidad es acelerar el flujo y disminuir su presión. Al finalizar la zona de contracción se

encuentra la zona de mallas. Posteriormente se encuentra la zona de ensayos. La zona de ensayos está conectada a un difusor que hace una transición suave de una sección cuadrada a una sección circular que se conecta al ventilador. La finalidad del difusor es disminuir la velocidad y aumentar la presión del fluido.



Figura 3.3: Toma de aire y zona de contracción.

El motor del ventilador tiene un anclaje independiente para eliminar la transmisión de vibraciones mecánicas al resto del complejo. Éste a su vez está conectado a un variador de frecuencia (Magnetek GPD 505) con un rango de frecuencias entre 0 y 53 Hz en incrementos de 0,1 Hz .



Figura 3.4: Motor y ventilador del túnel de viento vistos desde el exterior y el interior.



Figura 3.5: Variador de frecuencia del ventilador.

3.3. Tubo Pitot.

Al final del túnel de viento se encuentra un tubo pitot estático utilizado para estimar la velocidad media del flujo.



Figura 3.6: Pánel de lectura del sistema Pitot estático.

3.4. Sistema de posicionamiento.

Un sistema de tres ejes fue utilizado, hecho de perfiles de aluminio extruido. La carrera efectiva de cada eje es $9,14\text{ m}$ (eje x), 69 cm (eje y) y 69 cm (eje z).

La fuente de potencia son tres motores paso a paso unidos directamente a husillos de bolas. Una revolución de los motores equivale a 1 mm y 80 pulsos lo que produce una precisión de $0,0125\text{ mm/pulso}$. Los motores son accionados mediante controladores eléctricos.

El sistema de posicionamiento es rígido para disminuir las vibraciones en el sensor.



Figura 3.7: Sistema de posicionamiento de la probeta.

3.4.1. Puntos de medición.

Con el propósito de estudiar el decaimiento de la energía cinética turbulenta para flujo isotrópico, se eligieron 14 puntos de medición a lo largo de la línea central del túnel entre $0,4826\text{ m}$ y $7,0866\text{ m}$ con incrementos de $0,508\text{ m}$. Y con el objetivo de mirar la homogeneidad del flujo turbulento isotrópico y cortante, se seleccionaron 11 posiciones de medición entre $-0,2\text{ m}$ y $0,2\text{ m}$ con incrementos de $0,04\text{ m}$ a lo alto y ancho del túnel.

Stanley Corrsin realizó pruebas exhaustivas con turbulencia generada por mallas, y sugirió que un flujo turbulento es homogéneo cuando $x/M \geq 40$ donde x es la distancia medida desde la malla hasta el sensor y M es la separación de la malla [39].

3.5. Generadores de turbulencia.

Existen diversas formas de generar turbulencia en un laboratorio, por ejemplo se puede generar en capa límite, flujos de jet o como se realizó en éste caso por turbulencia de malla. Se utilizaron dos tipos de mallas diferentes: Una malla activa y dos mallas pasivas. dejando por fuera a las mallas fractales.



Figura 3.8: Zona de mallas en el tunel de viento (Exterior e Interior).



Figura 3.9: Turbulencia en lámina de jabón utilizando una malla pasiva [4].

3.5.1. Mallas Pasivas.

Se trata de simples rejillas perpendiculares a la dirección del flujo, compuestas por varillas cuadradas o cilíndricas. Estas mallas se caracterizan por la separación media de sus barras M . En éste estudio se utilizan dos mallas pasivas de diferente espaciamento:

Malla Pasiva $M=0.026$ m.

Es un arreglo de 35 barras cuadradas horizontales y 35 verticales con un espesor $t = 4$ mm. La separación media de las barras es $M = 0,026$ m.



Figura 3.10: Malla pasiva $M=0.026$ m.

Malla Pasiva $M=0.1016$ m.

Esta malla está compuesta por una serie de 8 barras horizontales y 8 verticales con un espesor $t = 19$ mm. La separación media de las barras es $M = 0,026$ m [2, 40].

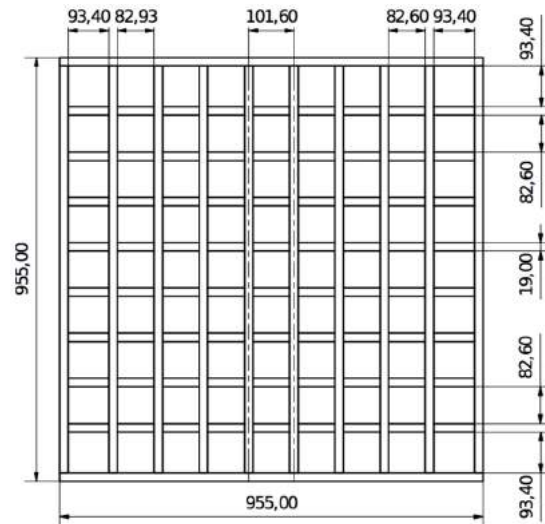


Figura 3.11: Malla pasiva $M=0.1016$ m.

3.5.2. Malla Activa.

La malla activa utiliza elementos móviles con la finalidad de aumentar la intensidad de turbulencia en el flujo. En éste caso se utiliza una malla activa estilo Makita [41] conformada por aletas cuadradas sujetadas a una malla de ejes redondos.

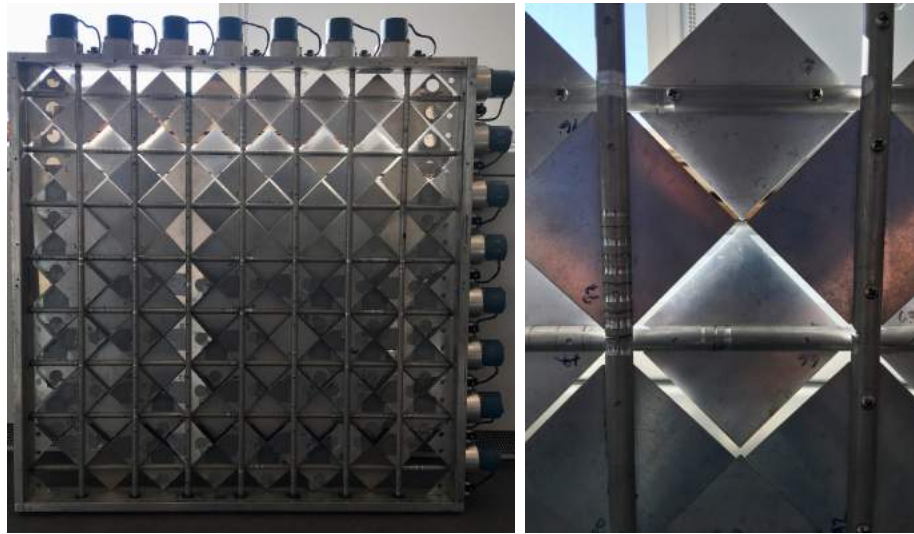


Figura 3.12: Malla activa (Vista general y de detalle).

La malla activa esta compuesta por 7 ejes verticales y 8 ejes horizontales con un diámetro $t = 0,0127 \text{ m}$. La distancia entre ejes es $M = 0,121 \text{ m}$. Los ejes son accionados por motores paso a paso de 200 pasos por revolución. Cada motor es controlado por la caja de control que provee una señal aleatoria independiente de los demás canales para evitar correlaciones entre canales.



Figura 3.13: Motor, anclaje y caja de control de la malla activa.

Las especificaciones de la malla activa pueden encontrarse en [42, 2].

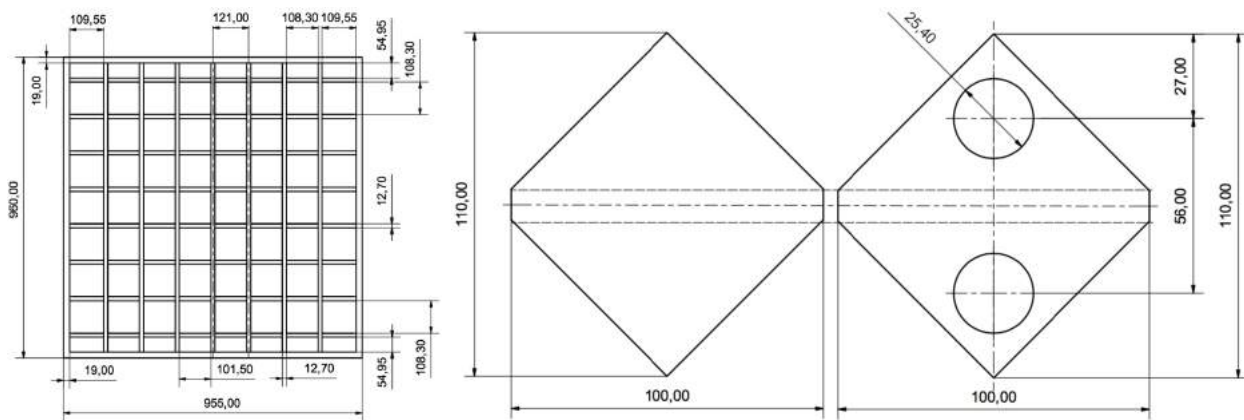


Figura 3.14: Especificaciones de la malla activa.

3.6. Generador de gradiente de velocidad.

El generador de cortante o de gradiente de velocidad consiste en ubicar varias mallas de diferentes solideces variando la resistencia al flujo medio aguas abajo de la malla generadora de turbulencia, se trata de un diseño similar al utilizado en [43].



Figura 3.15: Generador de gradiente de velocidad.

3.7. Enderezador de flujo.

Al pasar el generador de cortante el flujo entra en una serie de placas paralelas de aluminio de espesor $1,6 \text{ mm}$ que forman canales de $0,53 \text{ m}$ de largo y $2,54 \text{ cm}$ de ancho. El enderezador de flujo es el mismo utilizado en [44].



Figura 3.16: Instalación del enderezador de flujo en el túnel de viento.

3.8. Adquisición de datos.

Existen diversas formas de medir la velocidad de un fluido, por ejemplo el tubo pitot que utiliza una diferencia de presiones para estimar la velocidad media del flujo. Sin embargo, esta técnica tiene una inercia espacial y temporal mas grandes que las escalas espaciales y temporales de la turbulencia, es por esto que es necesario utilizar técnicas diferentes para medir la velocidad de un flujo turbulento.

En éste estudio se utilizó un sistema de anemometría de hilo caliente operando a temperatura constante. La figura 3.17 muestra el flujo de información desde el fluido hasta el computador. El sensor libera calor en el fluido, lo que cambia las propiedades térmicas del sensor, estas propiedades determinan el consumo eléctrico en el anemómetro, éste consumo eléctrico se convierte en una señal análoga que es amplificada y filtrada para ser convertida en digital, la señal digital es almacenada en un computador para ser procesada y evaluar todas las propiedades que se van a mencionar en este trabajo.

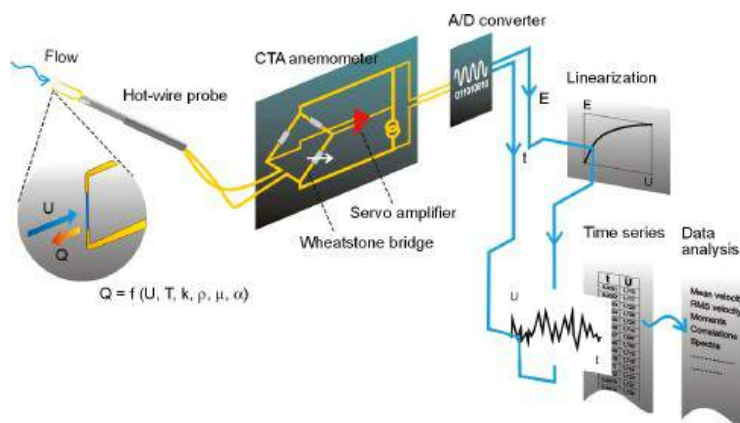


Figura 3.17: Diagrama de flujo de información (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).

3.9. Anemometría de hilo caliente.

Funciona al inducir una corriente eléctrica en un filamento sumergido en un flujo de manera tal que su temperatura sea constante, dicho filamento perderá calor con el fluido circundante dependiendo de sus propiedades térmicas y de la velocidad del fluido alrededor de éste. La relación entre la velocidad del flujo y el voltaje necesario para mantener constante la temperatura del filamento depende de diferentes valores térmicos y geométricos.

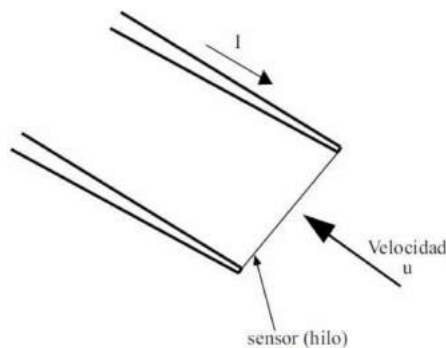


Figura 3.18: Intercambio de calor entre el filamento y el fluido [5].

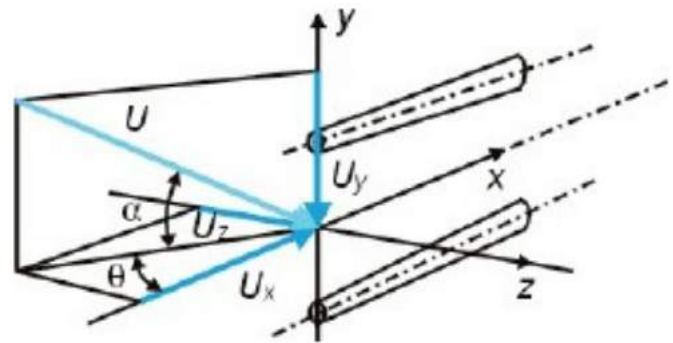


Figura 3.19: Sensitividad direccional (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).

3.9.1. Anemómetro de temperatura constante.

Un anemómetro de hilo caliente se puede operar de dos maneras diferentes, una de ellas es a voltaje constante pero en este caso se operó a temperatura constante.

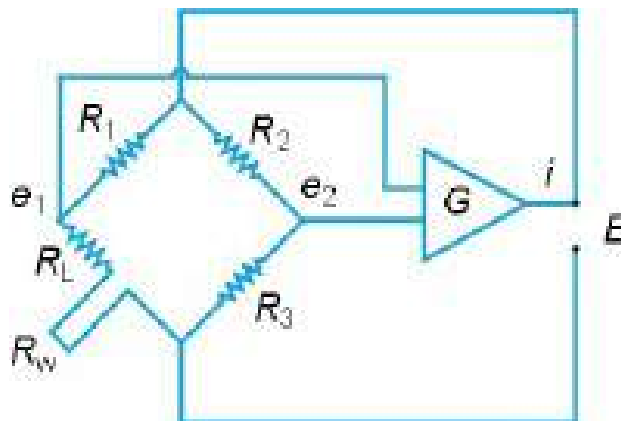


Figura 3.20: Circuito de operación a temperatura constante (Fuente: Página Web DANTEC Dynamics).

En 1843, el físico Inglés Charles Wheatstone popularizó el uso de un circuito utilizado para medir resistencias desconocidas llamado puente wheatstone. En la figura 3.20 se muestra el circuito interno del anemómetro. La probeta (R_w) se conecta a uno de los brazos del puente

Wheatstone. Al variar el voltage (E) y gracias a la baja inercia térmica del sistema se logra que la temperatura del filamento permanezca constante pese al intercambio de calor inducido por el fluido alrededor del sensor.

Para éste trabajo se utilizaron dos anemómetros DISA Type 55M01 con unidades de compensación para la longitud del cable BNC de 20 metros, (Figura 3.21).



Figura 3.21: Anemómetro DISA Type 55M01 Utilizado en el experimento.

3.9.2. Sensores.

Existen diversos tipos de sensores que sirven para diversos propósitos y de una gran variedad de geometrías y materiales.

Tradicionalmente los sensores mas utilizados son:

- **Sensor en U:** Cuenta con un solo filamento que se posiciona perpendicular a la dirección del flujo y sirven para medir la magnitud de la velocidad perpendicular al filamento.
- **Sensor en X:** Este sensor cuenta con dos filamentos que vistos desde un plano forman una X y vistos desde otro plano forman dos líneas paralelas. Sirven para medir la magnitud y dirección del vector velocidad en un plano.
- **Sensor en W:** Esta vez, el sensor tiene tres filamentos, y sirve para medir la magnitud de la velocidad en tres coordenadas cartesianas.
- **Sensor en paralelo:** Se trata de dos filamentos paralelos. Sirve para medir derivadas espaciales perpendiculares a la dirección del flujo.

Usualmente estos sensores son hechos de tungsteno o platino debido a las propiedades térmicas de éstos materiales.

En cuanto a las dimensiones de los sensores, comunmente, los filamentos son de alrededor 1 mm de longitud y $5 \mu\text{m}$ de diámetro.

En algunos casos el investigador utiliza mezclas de las configuraciones anteriores para obtener mas información del flujo.

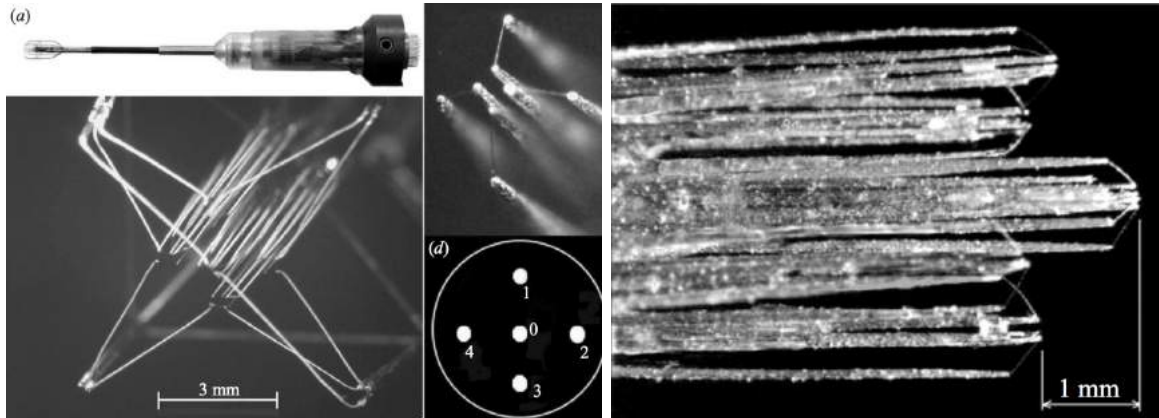


Figura 3.22: Ejemplos de anemómetros de hilo caliente de múltiples arreglos. Izquierda: [?]. Derecha: [6]

En otros casos, se utilizan técnicas de manufactura en nanoescala para realizar sensores de menores dimensiones y de esta manera resolver las escalas mas pequeñas de la turbulencia.

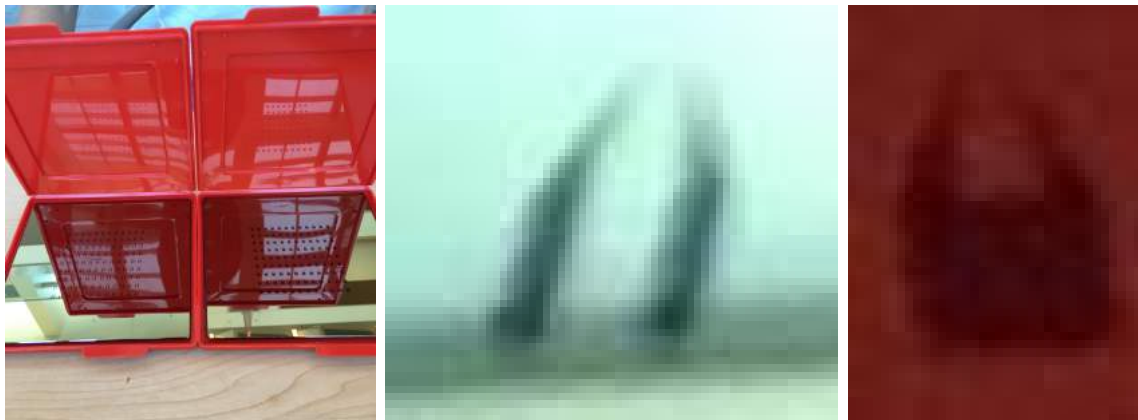


Figura 3.23: Nanoprobetas en desarrollo por el compañero del laboratorio Pablo Naoki Miura.

En éste estudio se utilizaron los siguientes sensores:

Sensor en U.

Para las mediciones de velocidad en la dirección del flujo se utilizó un sensor en U TSI modelo 1210 de 0.9 mm de longitud.

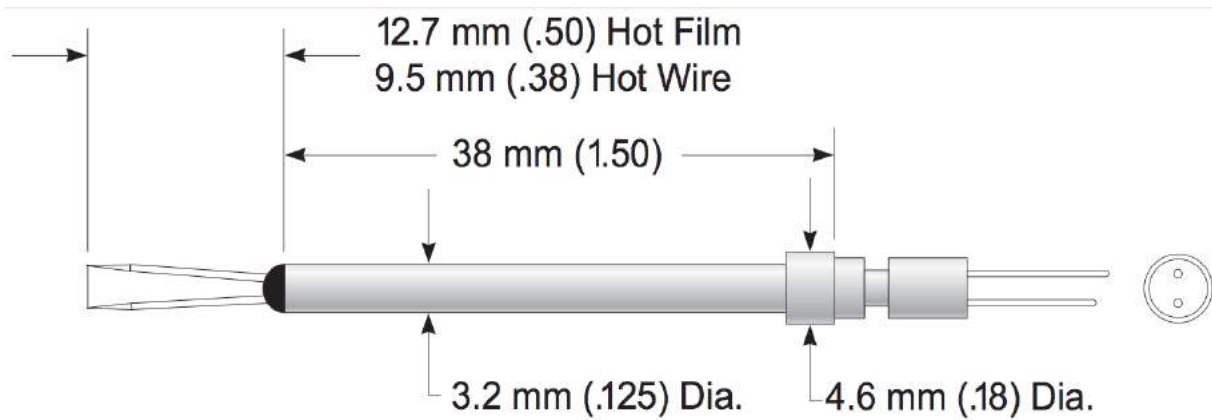


Figura 3.24: Sensor en U TSI modelo 1210. Fuente: Página Web TSI.

Sensor en X.

Pese a que el sensor en X provee información de la componente axial y tangencial de la velocidad, el propósito del sensor en X es obtener información de la velocidad tangencial del flujo, en este experimento se utilizó un sensor TSI modelo 1241 de 0.95 mm de longitud.

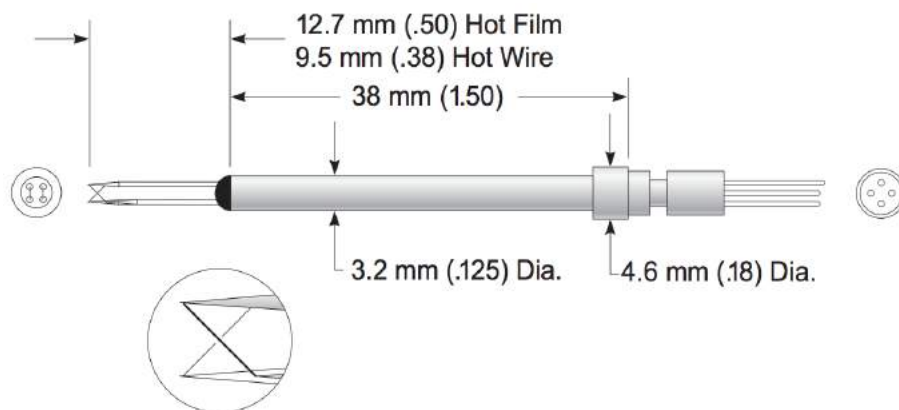


Figura 3.25: Sensor en X TSI modelo 1241. Fuente: Página Web TSI.

Ambos sensores se utilizaron con una tasa de sobrecalentamiento de 1.8.

3.10. Voltímetro.

En este estudio se utilizó un voltímetro TSI 1076.



Figura 3.26: Voltímetro TSI 1076.

3.11. Filtro.

Se utilizó un filtro Krohn-Hite 3384.



Figura 3.27: filtro Krohn-Hite 3384.

La señal fue amplificada 20 dB, posteriormente fueron filtradas las frecuencias inferiores inferiores a 0.010 Hz para eliminar las posibles contaminaciones mecánicas presentes en la señal.

Para el filtrado de las altas frecuencias, se realiza una gráfica del espectro de energía para observar la frecuencia en la que el ruido afecta la señal y de allí se determina la frecuencia de filtrado.

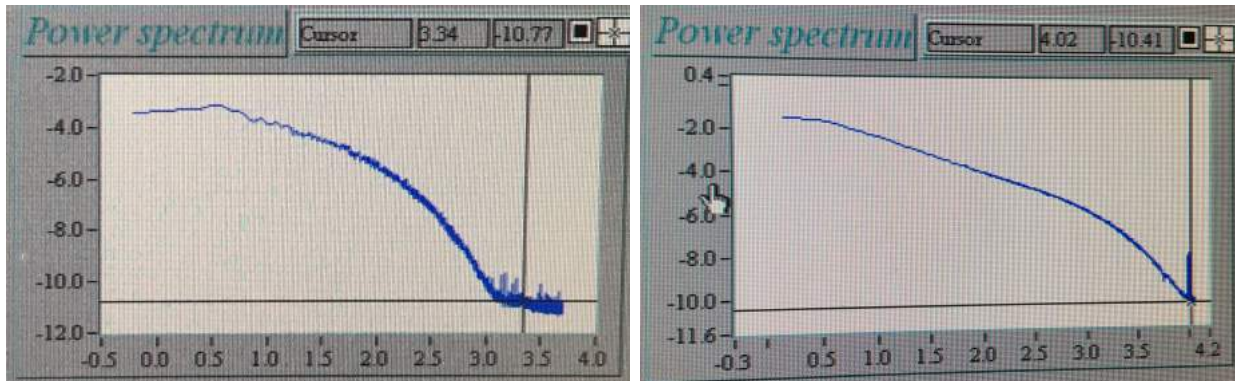


Figura 3.28: Señal ántes de ser filtrada, y después de aplicar el filtro.

3.12. DAQ.

La señal debe ser convertida de análoga a digital para poder ser almacenada en un computador, para esto se utilizó una tarjeta NI USB 6221 de National Instruments.

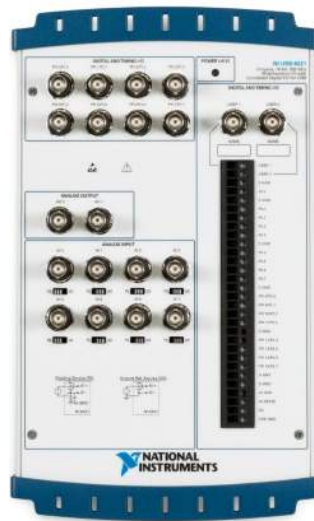


Figura 3.29: DAQ NI USB 6221 (Fuente: Página Web National Instruments).

3.13. Programas de LabView.

La adquisición de los datos en el computador fue realizada con dos VI de LabView.

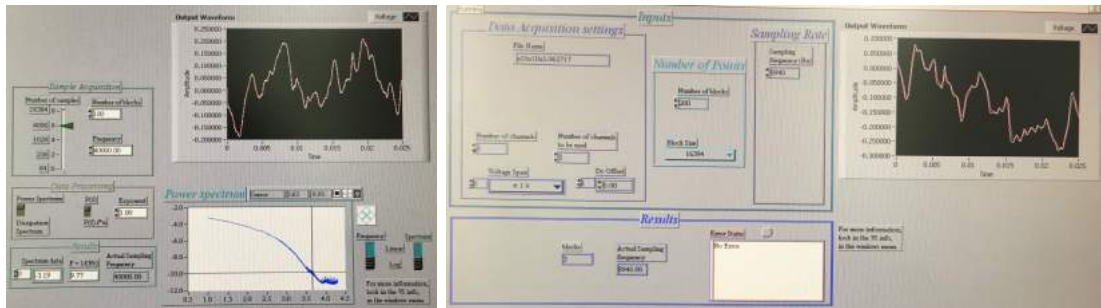


Figura 3.30: VI's de LabView utilizados. Izquierda: Frecuencia de filtrado y de muestreo. Derecha: Almacenamiento de datos.

Se definió que la frecuencia de muestreo sería el doble de la frecuencia de filtrado.

3.14. Volumen de datos.

Los datos fueron escrito en archivos binarios divididos en bloques para evitar sobreflujos de memoria en la DAQ. Se recogieron 800 bloques de 16384 datos por bloque, para un total de 13'107.200 datos por medición.

3.15. Calibración.

Se utilizó un banco de calibración manual, que consiste en un brazo basculante utilizado para variar el ángulo de incidencia en la calibración del sensor en X, un set de transductor de presión e indicador, y un embudo de aire.



Figura 3.31: Mesa de calibración.

El proceso básico de calibración consiste en hacer pasar un flujo laminar de velocidad conocida al rededor de un sensor y verificar el voltaje consumido por el anemómetro para mantener la temperatura constante del filamento. La relación entre la velocidad del flujo y el voltaje está dada por la ley de King:

$$E^2 = A + BU^n \quad (3.1)$$

Donde:

E : Voltaje.

A, B, n : Constantes de King.

U : Velocidad.

Al medir la diferencia de presiones entre el interior del embudo y las presión atmosférica, aplicando la ecuación de conservación de energía, se puede determinar la velocidad en la salida del embudo. Para esto se midió la diferencia de presiones con un sensor de baja presión Validyne DP 103-26 y el resultado se lee en un transductor digital Validyne CD23.

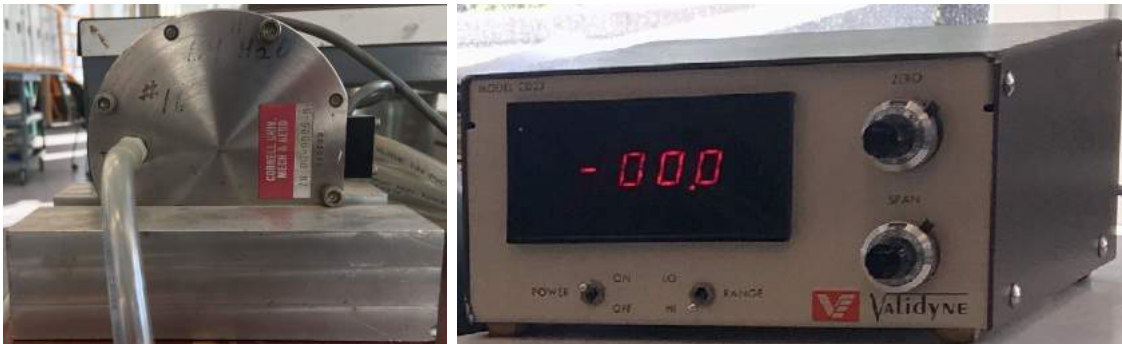


Figura 3.32: Izquierda: Sensor de baja presión Validyne DP 103-26. Derecha: Transductor digital Validyne CD23.

Finalmente el voltaje se lee en el voltímetro de la figura 3.26. El proceso para calibrar los diferentes sensores [45] varía un poco y será explicado en detalle a continuación:

3.15.1. Calibración del sensor en U.

Se coloca el sensor de manera vertical en la salida del embudo, y se realiza una lista con diferentes valores de presión y voltaje para posteriormente con ajuste de curva poder obtener las tres constantes de King.



Figura 3.33: Sensor en U ubicado en la boca del embudo para calibrar.

Debido a que las constantes de King pueden depender de diferentes factores, y estos factores pueden variar en el tiempo. El proceso de calibración se realizó dos veces al día, uno en la mañana antes de empezar cada ronda de mediciones y otro en la noche al finalizar la ronda de mediciones. Las constantes de King utilizadas en la conversión de archivos de Voltaje a velocidad fueron el promedio de ambas calibraciones para cada día.

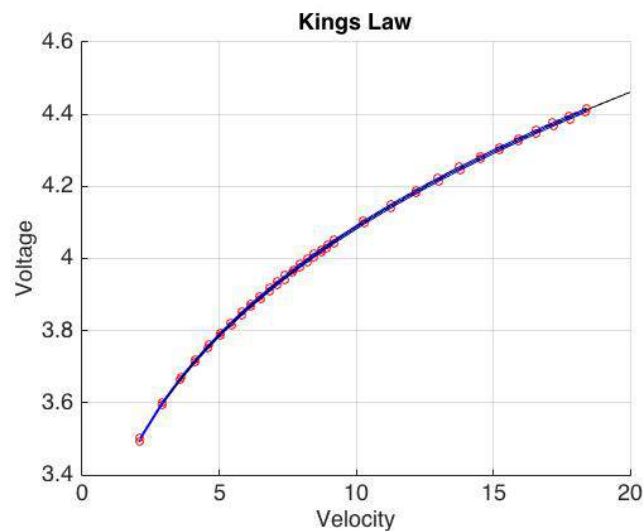
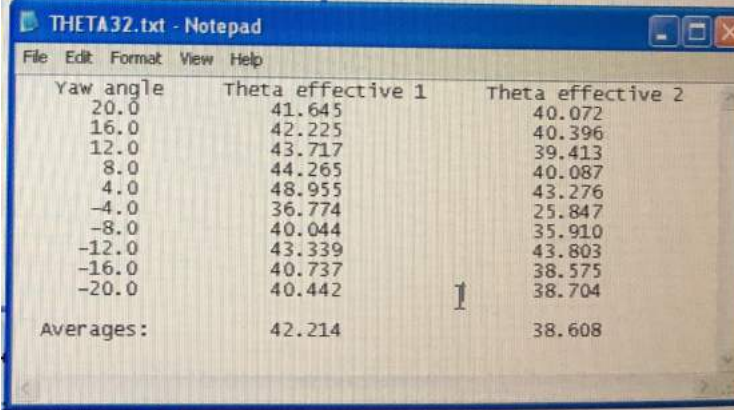


Figura 3.34: Ejemplo de ajuste en proceso de calibración.

En la figura 3.34 los círculos rojos son el listado de velocidad y voltaje tomados en cada proceso de calibración, las líneas azules representan el ajuste realizado a cada lista de puntos, y la línea negra es el promedio de ambas curvas. Aquí se puede ver que la relación entre el voltaje y la velocidad no es lineal.

3.15.2. Calibración del sensor en X.

La calibración del sensor en X es igual en todo al proceso de calibración del sensor en X, salvo un paso adicional, es necesario calcular el ángulo efectivo de cada sensor debido a que su disposición no es perfectamente perpendicular a la dirección del flujo. Para esto se realiza una segunda lista dejando constante la velocidad de salida en el embudo y se varía el ángulo de la probeta. Aplicando un Runge-Kutta se encuentra el ángulo efectivo promedio [? 46, 47].



Yaw angle	Theta effective 1	Theta effective 2
20.0	41.645	40.072
16.0	42.225	40.396
12.0	43.717	39.413
8.0	44.265	40.087
4.0	48.955	43.276
-4.0	36.774	25.847
-8.0	40.044	35.910
-12.0	43.339	43.803
-16.0	40.737	38.575
-20.0	40.442	38.704
Averages:	42.214	38.608

Figura 3.35: Ejemplo de calibración de los ángulos efectivos para el sensor en X.

4 Flujo Isotrópico.

La primer parte de éste estudio se centra en el análisis de un flujo turbulento homogéneo e isotrópico como base de referencia del estudio. Éste flujo fue generado utilizando las tres mallas mencionadas en la sección 3.5. Utilizando ambos sensores (en U y en X).

4.1. Homogeneidad e Isotropía.

Para revizar la homogeneidad del flujo, es necesario revisar la distribución transversal de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en las direcciones vertical y horizontal del túnel de viento¹.

Las figuras 4.1 y 4.2 muestran que el flujo es bastante homogéneo en la línea central del túnel de viento para todas las mallas consideradas puesto que el comportamiento de las mediciones se aproxima a una línea horizontal en el centro del túnel de viento.

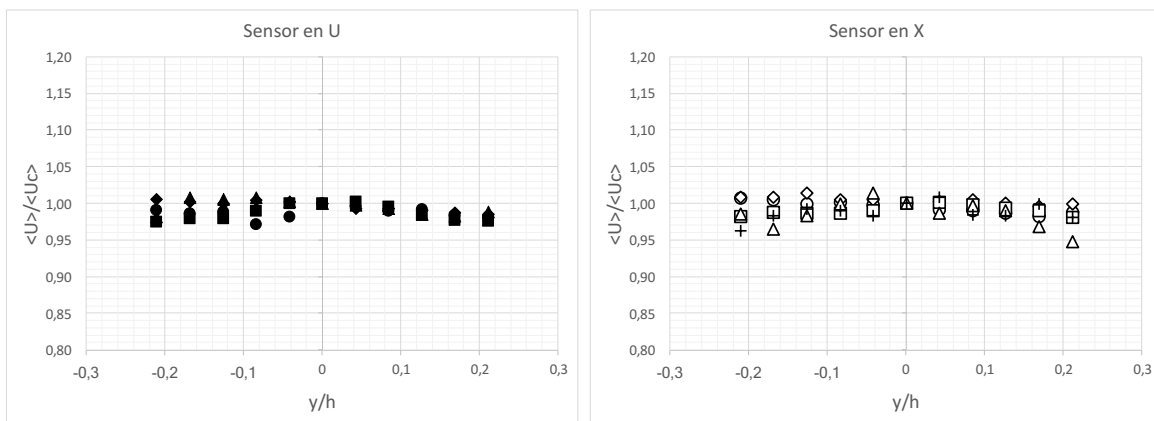


Figura 4.1: Distribución transversal de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: ■ : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; ▲ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ● : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◆ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: + : $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; □ : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; △ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; ○ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; ◇ : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$.

¹La sección transversal del túnel es $h = 0,95m$.

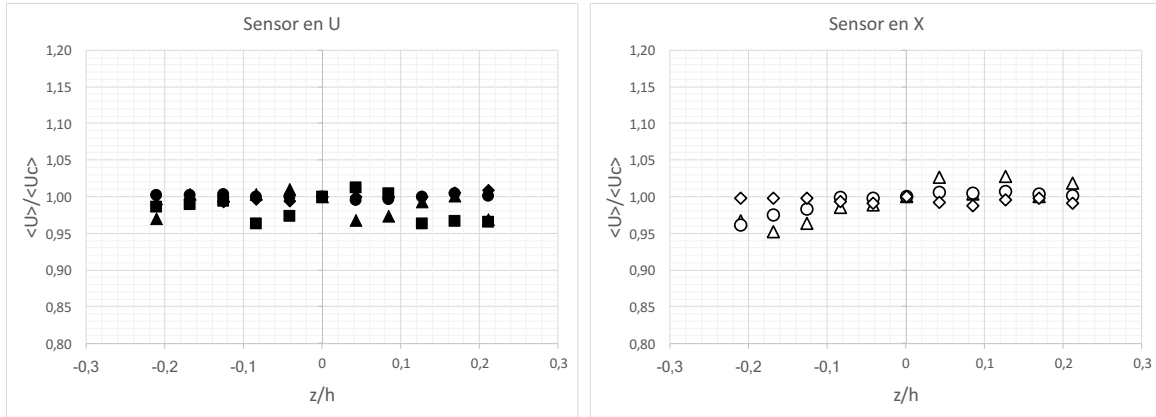


Figura 4.2: Distribución vertical de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32\text{m}$. Sensor en U: \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $U_c = 10\text{ m/s}$; \blacktriangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \blacklozenge : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \diamond : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$.

También es necesario revisar la intensidad de turbulencia $u' / \langle U \rangle$ que cuantifica la energía de las fluctuaciones, la cual es representada por el valor medio cuadrático de la velocidad u' o u_{rms} normalizado por la velocidad media $\langle U \rangle$, donde $u' = \sqrt[2]{\langle u^2 \rangle}$.

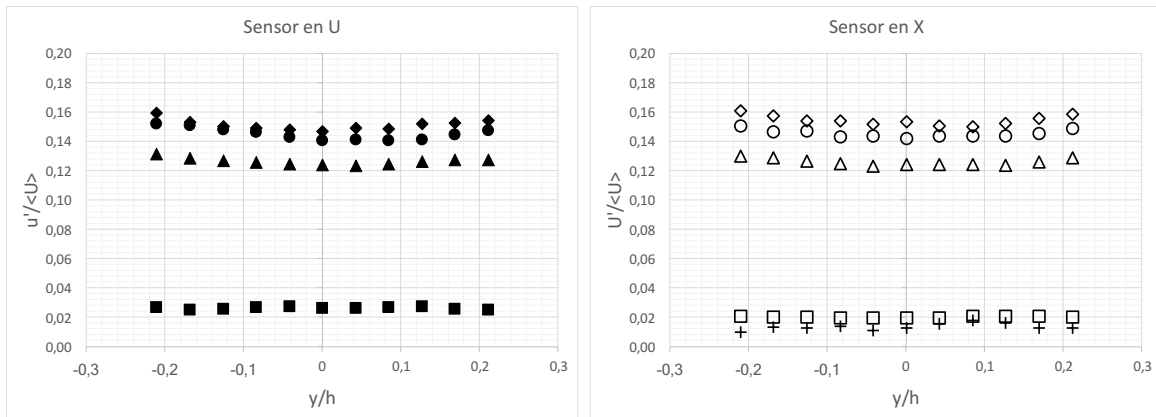


Figura 4.3: Distribución transversal de intensidad turbulenta $u' / \langle U \rangle$ en $x/h = 5,32\text{m}$. Sensor en U: \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $U_c = 10\text{ m/s}$; \blacktriangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \blacklozenge : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$. Sensor en X: $+$: $M = 0,026\text{m}$, $U_c = 12\text{m/s}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $U_c = 11\text{m/s}$; \triangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \diamond : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$.

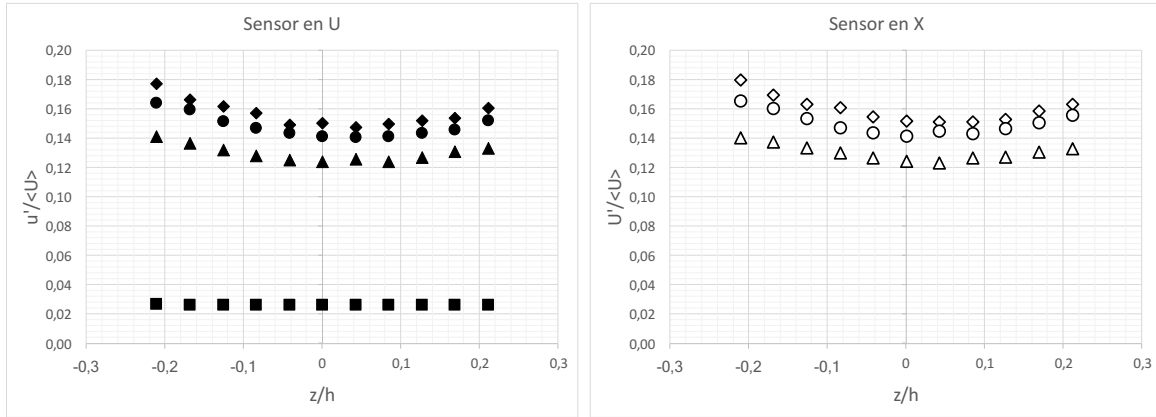


Figura 4.4: Distribución vertical de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ en $x/h = 5,32m$. Sensor en U: \blacksquare : $M = 0,1016m$, $U_c = 10$ m/s; \blacktriangle : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; \bullet : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; \blacklozenge : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; \circ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; \diamond : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$.

Todos los perfiles anteriores (figuras 4.1, 4.2, 4.3 y 4.4) son para $x/M > 40$. Al comparar el efecto del desarrollo de la capa límite, puede verse claramente que estos efectos son más apreciables en la dirección vertical que en la dirección horizontal, esto debido a que las paredes laterales del túnel de viento cuentan con una pequeña divergencia, mientras que el techo y suelo permanecen paralelos a lo largo del túnel.

Para verificar la isotropía es necesario revisar la distribución transversal de la relación u'/v' . Para que el flujo sea perfectamente isotrópico, esta relación debería tender a 1.0, sin embargo, las figuras 4.5 y 4.6 muestran que el flujo tiende a valores entre 1 y 1,21 en el centro del túnel, de manera similar a [48, 42].

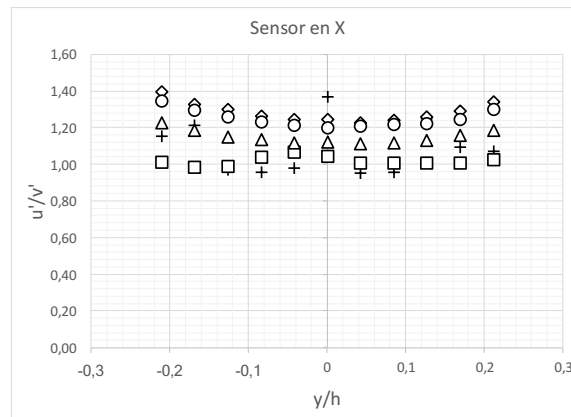


Figura 4.5: Distribución transversal de isotropía u'/v' en $x/h = 5,32m$. $+$: $M = 0,026m$, $U_c = 12m/s$; \square : $M = 0,1016m$, $U_c = 11m/s$; \triangle : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; \circ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; \diamond : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$.

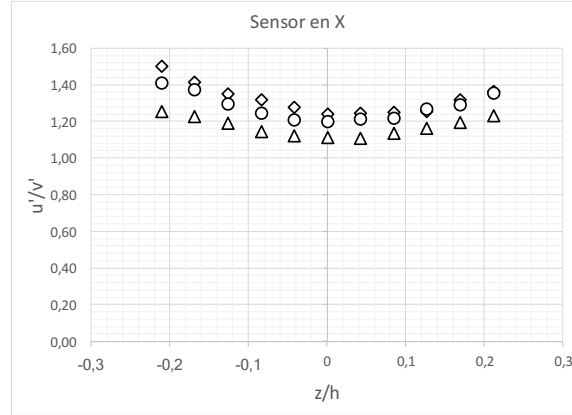


Figura 4.6: Distribución vertical de u'/v' en $x/h = 5,32m$. Δ : $M = 0,121m$, $U_c = 6m/s$; \circ : $M = 0,121m$, $U_c = 10m/s$; \diamond : $M = 0,121m$, $U_c = 13m/s$.

Nuevamente se ve el efecto de las condiciones de frontera en el flujo, la figura 4.6 revela los efectos de la capa límite (más desarrollada en la dirección vertical) en la isotropía del flujo.

4.2. Resultados Estadísticos.

Ya establecida la homogeneidad e isotropía del flujo considerado en éste estudio, se procede a estudiar las propiedades estadísticas de la derivada espacial de la velocidad.

El skewness es la cuantificación de la asimetría de la distribución de probabilidad de una variable.

$$S(u) = \frac{\langle u^3 \rangle}{(\langle u^2 \rangle)^{3/2}} \quad (4.1)$$

Y la curtosis o flatness es la medida de concentración de los datos al rededor del valor medio.

$$F(u) = \frac{\langle u^4 \rangle}{(\langle u^2 \rangle)^2} \quad (4.2)$$

En el caso de las derivadas espaciales de las fluctuaciones de velocidad longitudinal y transversal, la asimetría y el flatness ya han sido medidas por [53, 40]. La derivada espacial se obtiene al aplicar la hipótesis de John Taylor [54].

$$\frac{\partial u}{\partial x} \approx -\frac{1}{U_0} \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (4.3)$$

Ésta hipótesis asume que el campo turbulento es transportado en la dirección del flujo de manera tal que la variación espacial de la velocidad pasa por el punto de observación tan rápido que no tiene tiempo para evolucionar durante su tránsito por el sensor. La derivada temporal de la ecuacion 4.3 se realiza utilizando un esquema de diferenciación finita de sexto orden de precisión central.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} \approx \frac{u_{i-3} \left(\frac{-1}{60}\right) + u_{i-2} \left(\frac{3}{20}\right) + u_{i-1} \left(\frac{-3}{4}\right) + u_{i+1} \left(\frac{3}{4}\right) + u_{i+2} \left(\frac{-3}{20}\right) + u_{i+3} \left(\frac{1}{60}\right)}{FS^{-1}} \quad (4.4)$$

Donde FS es la frecuencia de muestreo (mencionado en el numeral 3.13).

Un esquema de diferencia finita de sexto orden de precisión sesgado fue utilizado para los primeros 3 (ecuación 4.5) y últimos 3 (ecuación 4.6) datos de cada vector.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} \approx \frac{u_i \left(\frac{-49}{20}\right) + u_{i+1} (6) + u_{i+2} \left(\frac{-15}{2}\right) + u_{i+3} \left(\frac{20}{3}\right) + u_{i+4} \left(\frac{-15}{4}\right) + u_{i+5} \left(\frac{6}{5}\right) + u_{i+6} \left(\frac{-1}{6}\right)}{FS^{-1}} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} \approx \frac{u_i \left(\frac{49}{20}\right) + u_{i-1} (-6) + u_{i-2} \left(\frac{15}{2}\right) + u_{i-3} \left(\frac{-20}{3}\right) + u_{i-4} \left(\frac{15}{4}\right) + u_{i-5} \left(\frac{-6}{5}\right) + u_{i-6} \left(\frac{1}{6}\right)}{FS^{-1}} \quad (4.6)$$

La simetría de las derivadas espaciales se define como:

$$S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \left[\frac{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^3 \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \right]^{3/2} \quad (4.7)$$

Mientras que el flatness de las derivadas espaciales se define como:

$$F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \left[\frac{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^4 \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \right]^2 \quad (4.8)$$

En [42] y [53] se resume la funcionalidad entre los momentos estadísticos de las derivadas de velocidad longitudinal y Re_λ . La figura 4.7 muestra esta relación, la siguiente tabla resume la comparación de los resultados del presente estudio y lo reportado en la figura 3 de [53], teniendo en cuenta que la hiperskewness (ecuación 4.9) y la hiperflatness (ecuación 4.10) se definen como:

Momento estadístico	Sensor en U	Sensor en X	Figura 3 de [53]
$-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,25 Re_\lambda^{0,08}$	$0,40 Re_\lambda^{0,04}$	$0,33 Re_\lambda^{0,09}$
$F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,81 Re_\lambda^{0,31}$	$0,39 Re_\lambda^{0,49}$	$0,91 Re_\lambda^{0,39}$
$-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,33 Re_\lambda^{0,52}$	$0,24 Re_\lambda^{0,69}$	$0,50 Re_\lambda^{0,63}$
$HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,26 Re_\lambda^{0,95}$	$0,04 Re_\lambda^{1,46}$	$0,62 Re_\lambda^{1,08}$

$$HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \left[\frac{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^5 \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \right]^{5/2} \quad (4.9)$$

$$HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) = \left[\frac{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^6 \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle} \right]^3 \quad (4.10)$$

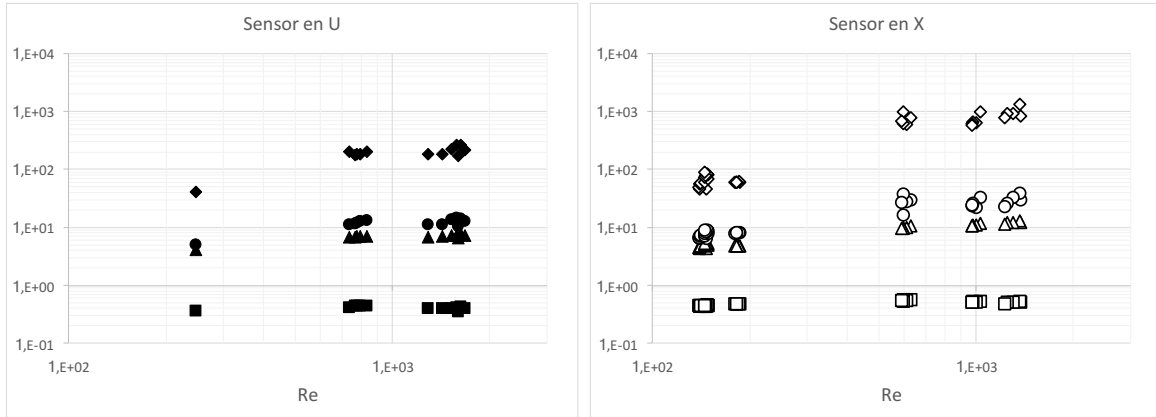


Figura 4.7: Momentos estadísticos en función de Re_λ . Sensor en U: \blacksquare : $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \blacktriangle : $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \bullet : $-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \blacklozenge : $HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$. Sensor en X: \square : $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \triangle : $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \circ : $-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \diamond : $HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$.

Puede verse claramente cómo cada momento estadístico es función de Re_λ .

Finalmente, la relación entre simetría y flatness debería cumplir la norma 4.11.

$$\frac{-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{3/8}} \approx 0,25 \quad (4.11)$$

La figura 4.8 muestra una muy buena aproximación de las mediciones a la norma 4.11.

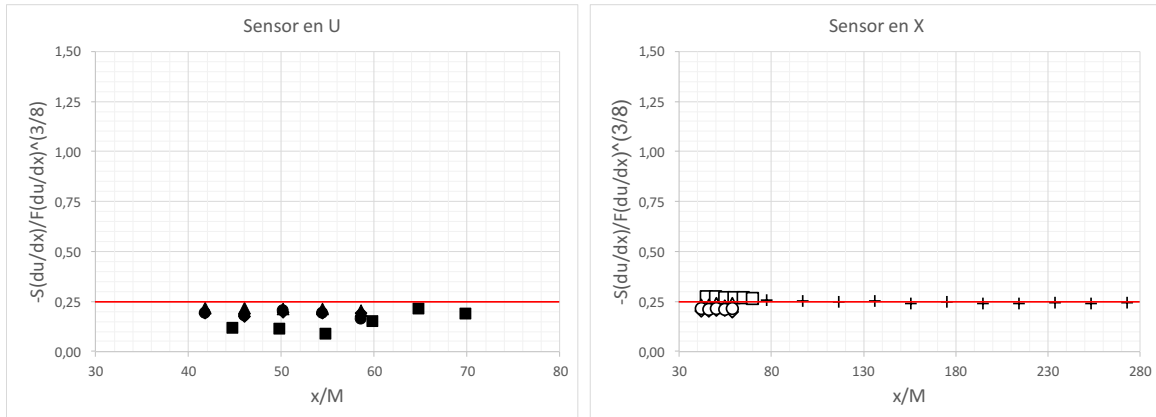


Figura 4.8: Distribución longitudinal de $\frac{-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{3/8}}$. Sensor en U: \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $U_c = 10\text{ m/s}$; \blacktriangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \blacklozenge : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$. Sensor en X: $+$: $M = 0,026\text{m}$, $U_c = 12\text{m/s}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $U_c = 11\text{m/s}$; \triangle : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 6\text{m/s}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 10\text{m/s}$; \diamond : $M = 0,121\text{m}$, $U_c = 13\text{m/s}$.

4.3. Estadística de una sola posición.

En la sección 4.2, la estrategia utilizada fue establecer una frecuencia en el variador de la figura 3.5 y de éste modo utilizar una sola velocidad media en el tunel, cambiando las posiciones de medición para lograr diferentes Re_λ . En esta sección la estrategia se invierte, definiendo como punto único de medición $x = 6,58$ m $y = 0$ m $z = 0$ m. La frecuencia del variador fue cambiando desde 8 Hz hasta 53 Hz con incrementos de 3 Hz, logrando velocidades de hasta 16,75 m/s. Únicamente se utilizó el sensor en X y se utilizaron las tres mallas generadoras de turbulencia.

El objetivo de esta nueva metodología es tener mayor control sobre Re_λ y revisar la dependencia de las magnitudes estadísticas con esta cantidad.

Nuevamente el comportamiento de los momentos estadísticos de orden superior en función de Re_λ (figura 4.9).

Momento estadístico	Sensor en X	Figura 3 de [53]
$-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,37 Re_\lambda^{0,06}$	$0,33 Re_\lambda^{0,09}$
$F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$1,31 Re_\lambda^{0,28}$	$0,91 Re_\lambda^{0,39}$
$-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$0,95 Re_\lambda^{0,45}$	$0,50 Re_\lambda^{0,63}$
$HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$	$1,31 Re_\lambda^{0,81}$	$0,62 Re_\lambda^{1,08}$

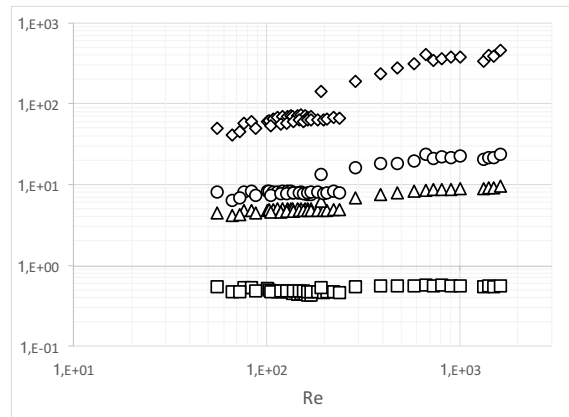


Figura 4.9: Momentos estadísticos en función de Re_λ . \square : $-S \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; \triangle : $F \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; \circ : $-HS \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$; \diamond : $HF \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)$.

La figura 4.9 muestra mas claramente la relación existente entre los momentos estadísticos de órden superior con Re_λ que la figura 4.7.

La figura 4.10 muestra una buena aproximación a la relación expresada en la ecuación 4.11.

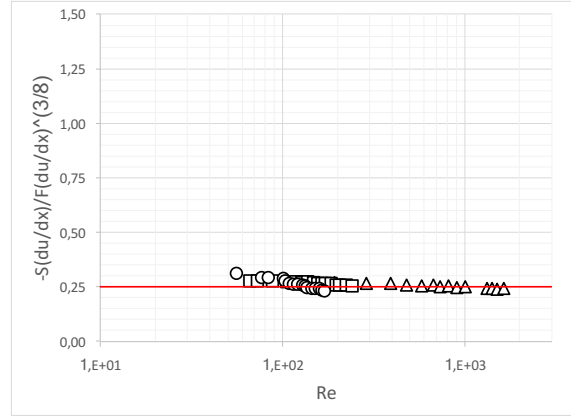


Figura 4.10: Distribución de $\frac{-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{3/8}}$ en función de Re_λ . Δ : $M = 0,121m$; \square : $M = 0,1016m$;
 \circ : $M = 0,026m$

4.4. Funciones de Estructura.

Una característica de los flujos turbulentos es la desviación estadística de la velocidad al comportamiento Gaussiano o distribución normal producida por eventos extremos de baja ocurrencia. Aún no existe una predicción o descripción exacta de éstos extraños eventos basándose en las ecuaciones gobernantes de Navier-Stokes a pesar de las décadas de investigación. Al graficar las funciones de probabilidad de la velocidad, éstos raros eventos se ubican en las colas de la distribución de probabilidad.

Por definición, la función de estructura de segundo orden para la velocidad es la covarianza entre diferencias de velocidad en dos puntos $(x + r)$ y (x) .

$$s.f.^2(x, r, t) \equiv \langle [U_i(x + r, t) - U_i(x, t)] [U_i(x + r, t) - U_i(x, t)] \rangle \quad (4.12)$$

Y de manera general:

$$s.f.^n(x, r, t) \equiv \langle [U_i(x + r, t) - U_i(x, t)]^n \rangle \quad (4.13)$$

Si se asume que el flujo es estacionario, homogéneo e isotrópico. Partiendo de la ecuación de Navier-Stokes (2.3) se puede derivar que:

$$s.f.^3(r) - 6\nu \frac{d}{dr} s.f.^2(r) = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r + q(r) \quad (4.14)$$

La relación 4.14 fue derivada originalmente por Kármán y Howarth [55] para funciones de correlación y reformulada por Kolmogorov [56] en términos de las funciones de estructura. Aquí, $q(r)$ es un término fuente que contiene información acerca de la inyección de energía.

En el límite de Re infinito, implica que $\nu \rightarrow 0$, y si $\frac{d}{dr} s.f.^2(r) < \infty$, se puede concluir que: $-6\nu \frac{d}{dr} s.f.^2(r) \rightarrow 0$. De ésta manera la ecuación 4.14 queda:

$$s.f.^3(r) = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r + q(r) \quad (4.15)$$

Siguiendo la cascada de energía clásica de Richardson [11] y los argumentos de Kolmogorov [56], existe un rango de escalas intermedio donde el comportamiento estadístico del flujo no es influenciado por la inyección de energía en las grandes escalas ni la disipación de energía de las escalas pequeñas. En el rango inercial, se obtiene la ley de 4/5 de Kolmogorov [57] que predice que la función de estructura de tercer orden tiene un comportamiento similar a una ley de potencias:

$$s.f.^3(r) = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r \quad (4.16)$$

La figura 4.11 muestra un ejemplo del espectro de energía para la velocidad longitudinal de cada malla, siguiendo el procedimiento de la sección 2.5. Se muestra adicionalmente la predicción del decaimiento predicho por Kolmogorov de $\kappa^{-5/3}$ (línea roja).

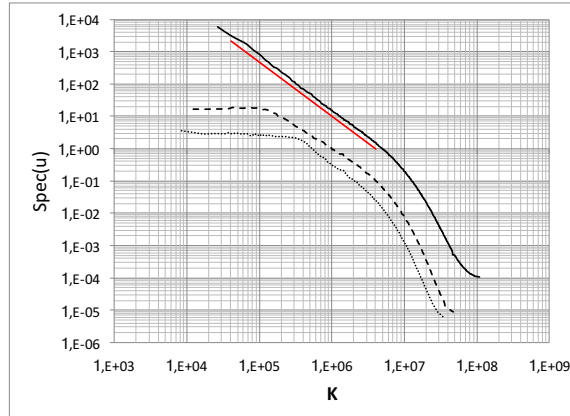


Figura 4.11: Espectros de energía cinética. —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; . . .: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$.

Al asumir que el flujo turbulento es autosimilar [49], se puede generalizar el mismo comportamiento para las funciones de estructura de orden arbitrario n , con constantes desconocidas C_n :

$$s.f.^n(r) = C_n (\epsilon r)^{\frac{n}{3}} \quad (4.17)$$

De esta manera el exponente de escalamiento de las funciones de estructura $\zeta_n = \frac{n}{3}$ es una función lineal del orden de la función. Sin embargo, los flujos turbulentos reales no son autosimilares. Es por eso que los modelos actuales plantean crecimiento en forma de ley de potencia sin oscilación de las funciones de estructura en el rango inercial, con diferentes predicciones del exponente de escalamiento como una función no-lineal del orden de la función.

La figura 4.12 muestra las funciones de estructura de orden (n) par de las velocidades longitudinales y transversales, para las tras mallas para Re_λ similares.

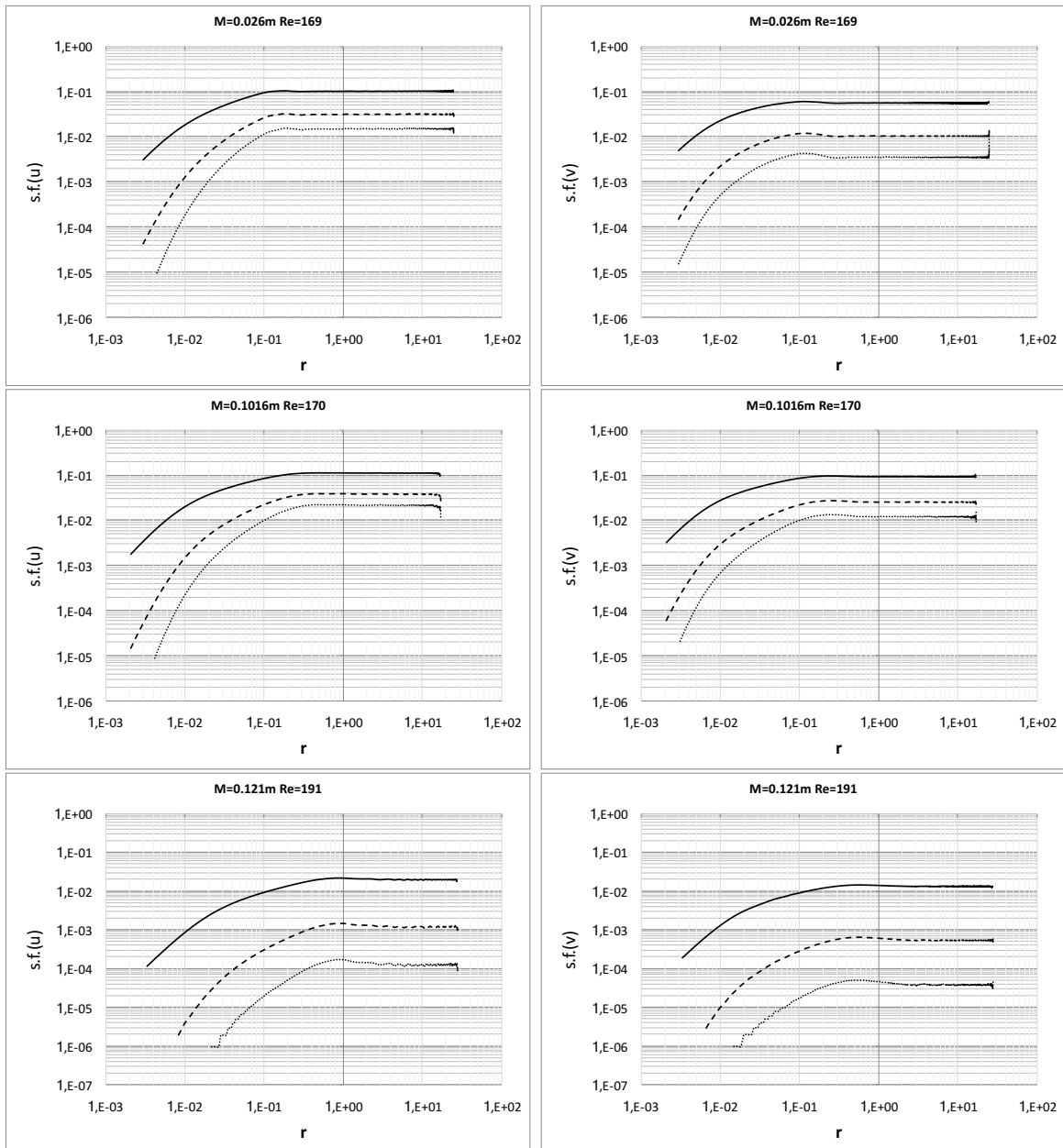


Figura 4.12: Funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, ---: $n = 4$, - - -: $n = 6$

La figura 4.13 muestra la variación de las funciones de estructura de orden par de las velocidades longitudinales y transversales para las tres malla al variar Re_λ .

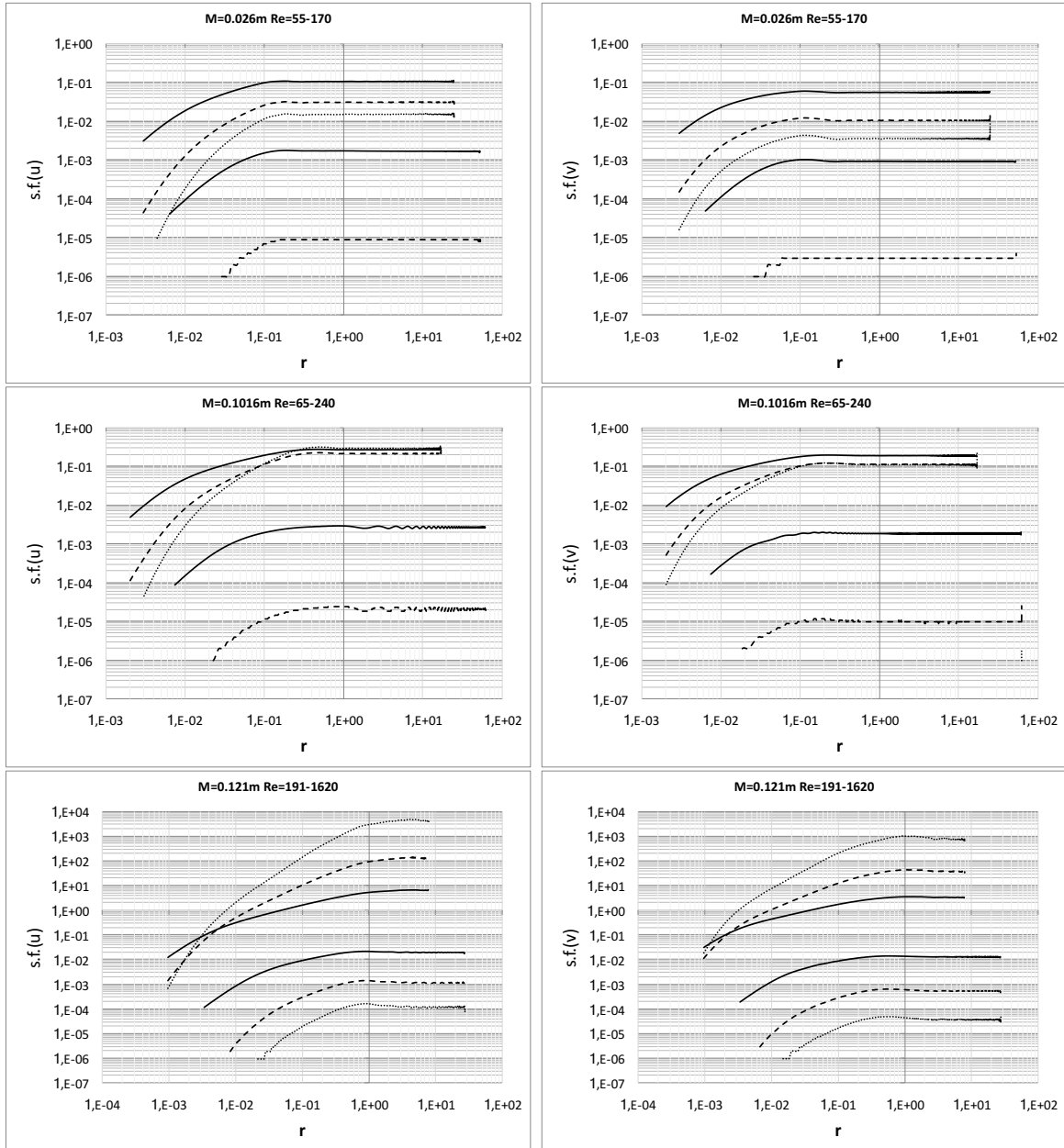


Figura 4.13: Rango de funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - -: $n = 4$, - · - ·: $n = 6$

En las figuras 4.12 y 4.13 puede verse que hay una zona en que la pendiente de las funciones de estructura es aproximadamente constante (rango inercial). Si se calcula la derivada logarítmica en ese rango se obtiene de manera experimental el exponente de escalamiento:

$$0 < \frac{\partial (\log_{10} [(\langle u(x+r) - u(x) \rangle)^n])}{\partial (\log_{10} (r))} \sim \zeta_n \quad (4.18)$$

La figura 4.14 muestra las derivadas logarítmicas de las funciones de estructura de segundo y cuarto orden para la velocidad longitudinal en función de r/η . Allí el comportamiento

debería tender a $\zeta_2 = 2/3$ y $\zeta_4 = 4/3$ respectivamente, y cualquier desviación de la línea roja está relacionada a desviaciones de la ley de potencias.

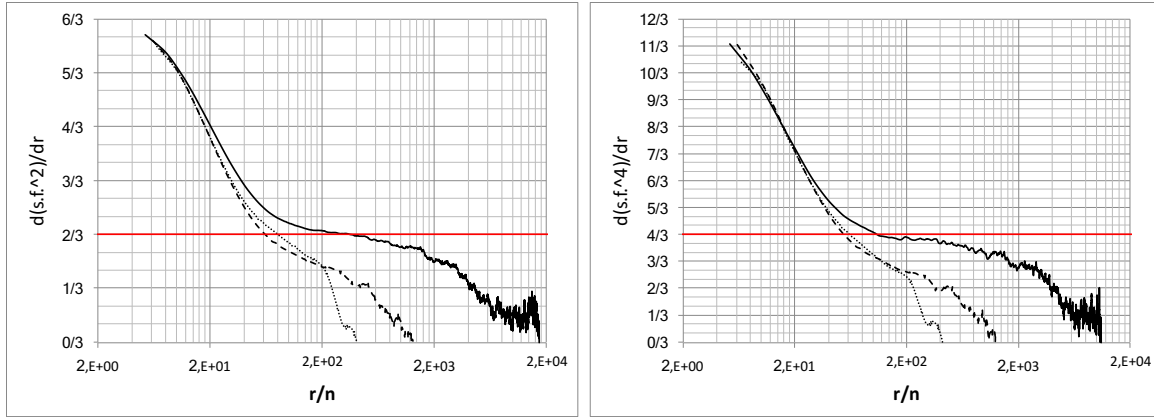


Figura 4.14: $\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; ---: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$.

Pese a que la malla activa (—: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$) presenta una clara tendencia a acercarse a la predicción $\zeta_n = n/3$ para $200 < r/\eta < 400$, las mallas pasivas no parecen aproximarse de la misma manera a la predicción $\zeta_n = n/3$ debido al corto rango inercial que producen y los bajos Re_λ estudiados con estas mallas.

Al revisar la derivada de las funciones de estructura de segundo y cuarto orden, puede verse que cuando $r/\eta \approx 200$, la derivada tiende a acercarse a la aproximación $\zeta_n = n/3$. Es por esto que se decide revisar esta aproximación como función de Re_λ (figura 4.15).

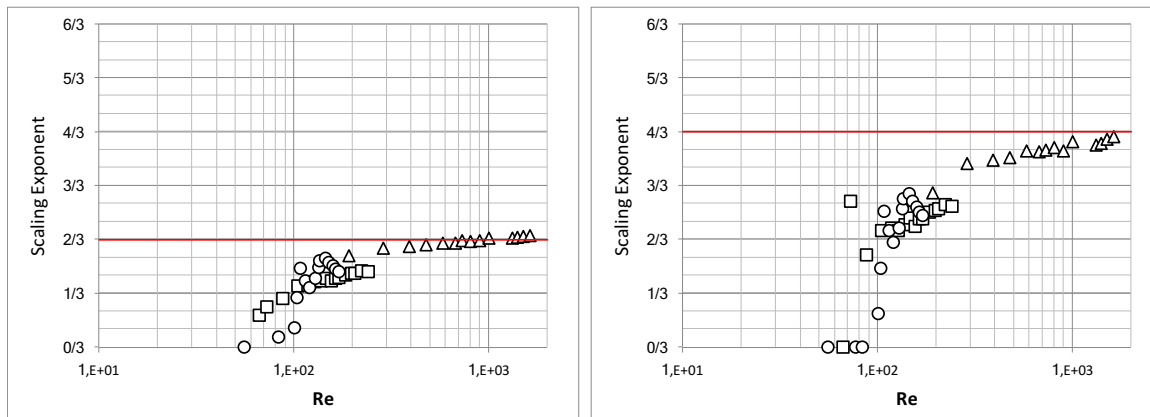


Figura 4.15: $\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de Re_λ cuando $x/h = 6,92$ y $r/\eta \approx 200$. Δ : $M = 0,121m$, \square : $M = 0,1016m$, \circ : $M = 0,026m$

La figura 4.15 muestra que $\zeta_n \rightarrow n/3$ a medida que Re_λ crece al ser evaluado en $r/\eta \approx 200$.

La falta de escalamiento apreciable en la figura 4.14 es una característica común en los flujos turbulentos experimentales, por esto se recurre a la metodología ESS.

4.5. ESS.

Esta metodología fue desarrollada en [58] y se denomina autosimilaridad extendida, o ESS por sus iniciales en inglés (Extended Self-similarity). Allí se propone que en lugar de escalar con respecto al factor de separación r , las funciones de estructura escalan con respecto a sí mismas $s.f.^n \propto s.f.^m_{\zeta_{m,n}}$ con el exponente de escalamiento relativo $\zeta_{m,n}$.

Al dividir dos ζ_n para diferentes n :

$$\frac{\frac{\partial(\log_{10}[(\langle u(x+r) - u(x) \rangle)^{(n+2)})]}{\partial(\log_{10}(r))}}{\frac{\partial(\log_{10}[(\langle u(x+r) - u(x) \rangle)^n])}{\partial(\log_{10}(r))}}} = \frac{\partial \left(\log_{10} \left[(\langle u(x+r) - u(x) \rangle)^{(n+2)} \right] \right)}{\partial \left(\log_{10} \left[(\langle u(x+r) - u(x) \rangle)^n \right] \right)} = \zeta_{m,n} \quad (4.19)$$

Donde $m = n + 2$.

Meneveau establece en su modelo multifractal [59] que las funciones de estructura son funciones de r/η y r/L :

$$s.f.^n = f_n(r/\eta) \left(\frac{r}{L} \right)^{\zeta_n} \quad (4.20)$$

Usando las predicciones del Modelo P [60, 61], se calcula la forma funcional de $f_n(r/\eta)$. Los exponentes de escalamiento del Modelo P son funciones no lineales de n :

$$\zeta_n = 1 - \log_2 \left[p^{n/3} + (1-p)^{n/3} \right] \quad (4.21)$$

$$f_n(r/\eta) = \left[1 + \left(c_a \frac{r}{\eta} \left(c_b Re_\lambda^{3/2} \right)^{\left(\frac{1-a_p}{3+a_p} \right)} \right)^{-2} \right]^{\frac{(\zeta_n - n)}{2}} \quad (4.22)$$

donde $c_a = 0,1 \times 15^{-0,75}$, $c_b = 1/13$ y

$$a_p = - \frac{p^{(n/3)} \log_2(p) + (1-p)^{(n/3)} \log_2(1-p)}{p^{(n/3)} + (1-p)^{(n/3)}} \quad (4.23)$$

con $p = 0,7$.

De esta manera, Michael Sinhuber y Gregory Bewley [7] reportan una predicción de la forma de la derivada logarítmica de la función de estructura de cuarto orden con respecto a la función de estructura de segundo orden dada por el modelo multifractal usando el Modelo P, donde se ve una única oscilación en 20η y un claro comportamiento asintótico hacia 1.85:

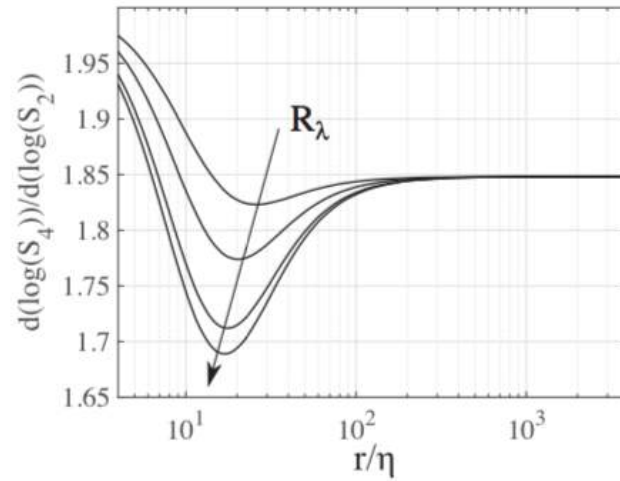


FIG. 3. Prediction for the shape of the logarithmic derivative of the fourth-order structure function with respect to the second-order structure function as given by the multifractal model [38] using the p model [13] for the scaling exponents and turbulence parameters from several VDTT data sets for R_λ between 110 and 1600. The arrow indicates the direction of increasing Reynolds number. The model predicts a single oscillation with a minimum at about 20η .

Figura 4.16: Predicción de $d(\log(s.f.^4))/d(\log(s.f.^2))$ en función de r/η . (Fuente [7])

La figura 4.17 muestra el exponente de escalamiento relativo para $n = 2$ y $m = 4$ en función de r/η para la malla activa que presentó el comportamiento más acercado en la figura 4.14. Sin embargo, el resultado dista del valor predicho por Kolmogorov $\zeta_{m=4,n=2} = 2$ ni parece acercarse a $\zeta_{m=4,n=2} \approx 1,85$, aunque presenta la misma oscilación en 20η que la figura 4.16.

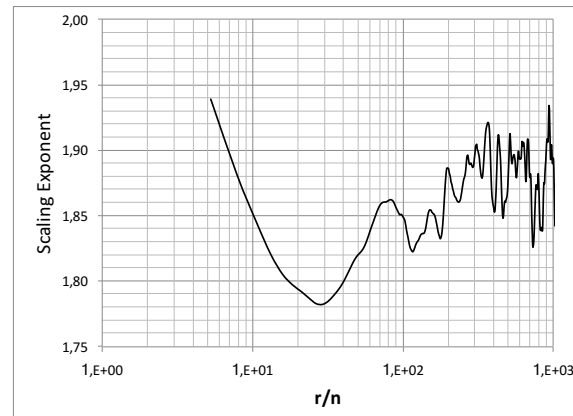


Figura 4.17: $\zeta_{m=4,n=2}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$.

5 Flujo Cortante.

Así como la turbulencia isotrópica es una de las formas más sencillas de estudiar turbulencia. La turbulencia homogénea cortante es el siguiente paso lógico en el estudio de este tipo de flujos, compartiendo muchas propiedades con los flujos rodeados de fronteras sólidas sin tener la complejidad de los flujos completamente inhomogéneos.

Diversos estudios se han llevado a cabo para turbulencia cortante homogénea de manera experimental [62] y simulaciones numéricas directas [63, 64].

El gradiente de velocidad media (\mathcal{S}), se define como:

$$\mathcal{S} = \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} \quad (5.1)$$

En flujo cortante $\mathcal{S} \approx cte \neq 0$, esto a su vez hace que el término de producción $\mathcal{P} > 0$, donde:

$$\mathcal{P} \equiv -\mathcal{S} \langle uv \rangle \quad (5.2)$$

El otro parámetro que gobierna el flujo cortante se denomina parámetro adimensional de cortante:

$$S^* \equiv \frac{\mathcal{S} q^2}{\epsilon} \quad (5.3)$$

Donde q^2 es el doble de la energía cinética y para la probeta en U está dado por:

$$q^2 \equiv \langle u_i u_i \rangle \quad (5.4)$$

Mientras que para la probeta en X está dado por:

$$q^2 = (1 + \alpha) (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle) \quad (5.5)$$

En la ecuación 5.5 α está definido como la relación $\langle w^2 \rangle / (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle)$. Sin embargo, como el sensor en X no provee información de w , se define el valor de $\alpha = 0,43$ a partir de estudios previos en los que si se midieron las tres componentes de velocidad [65, 62, 66].

En éste capítulo se revisan los resultados para un flujo homogéneo cortante. El montaje experimental es el mismo que para el numeral 4, pero ésta vez se agrega el generador de corte (figura 3.15).

5.1. Isotropía de pequeñas escalas.

Según Kolmogorov, pese a que el flujo cortante es un flujo anisotrópico, en el proceso de transferencia de energía de las escalas mayores a las escalas menores la información de anisotropía se debería perder y las pequeñas escalas se deberían comportar de manera isotrópica. Para esto, el flujo debería satisfacer la relación $u'/v' = 1$, sin embargo, la figura 5.1 no muestra que los valores se acerquen a 1, lo que implica que las pequeñas escalas no son perfectamente isotrópicas y que aún heredan parte de la información anisotrópica de las escalas mayores. Para este experimento se seleccionaron 4 posiciones de x/h [5,86, 6,39, 6,92, 7,46], 11 posiciones de y/h por cada posición de x/h ; desde $-0,21$ hasta $0,21$ con incrementos de $0,04$.

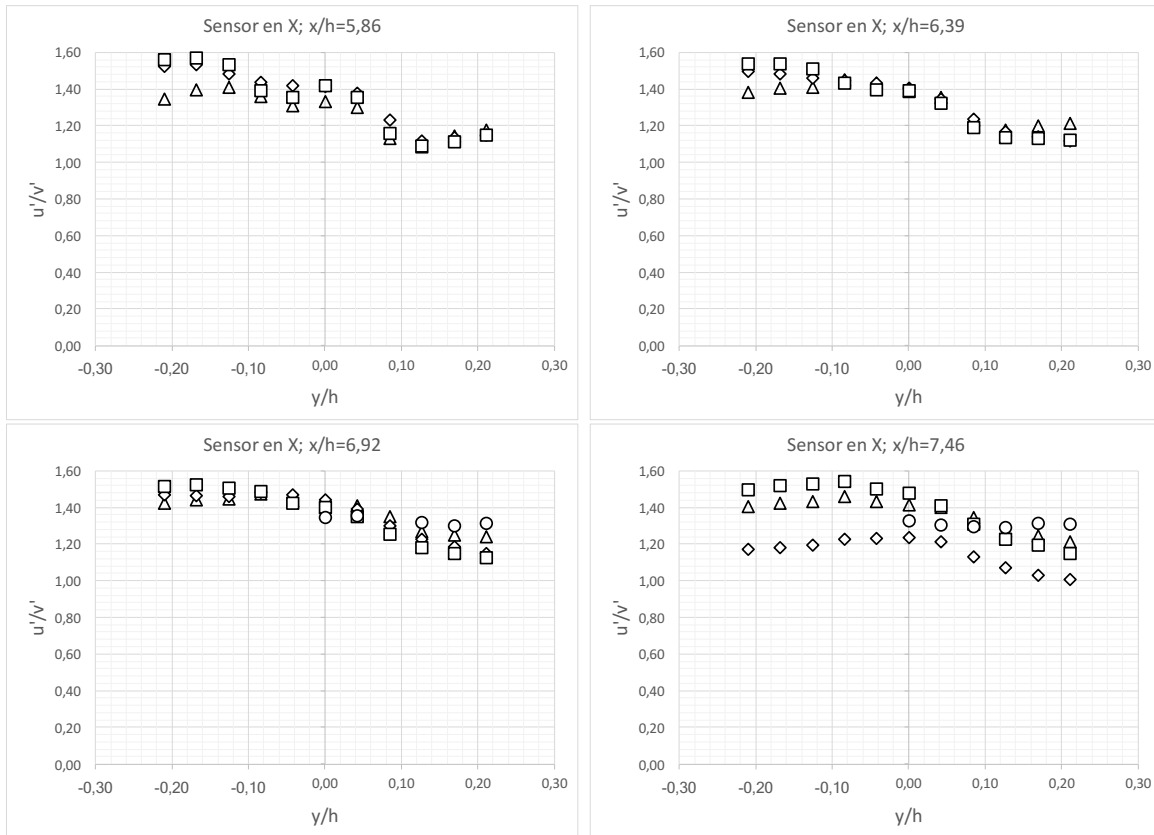


Figura 5.1: Distribución horizontal de u'/v' . Δ : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

Otra forma de verificar la isotropía de las pequeñas escalas es a través de la relación $\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle / \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\rangle$ que debería ser cercano a 0,5.

Sin embargo, la figura 5.2 muestra que muchos datos se encuentran distantes de éste valor.

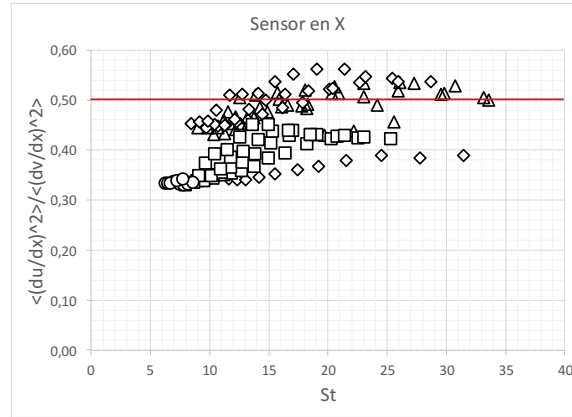
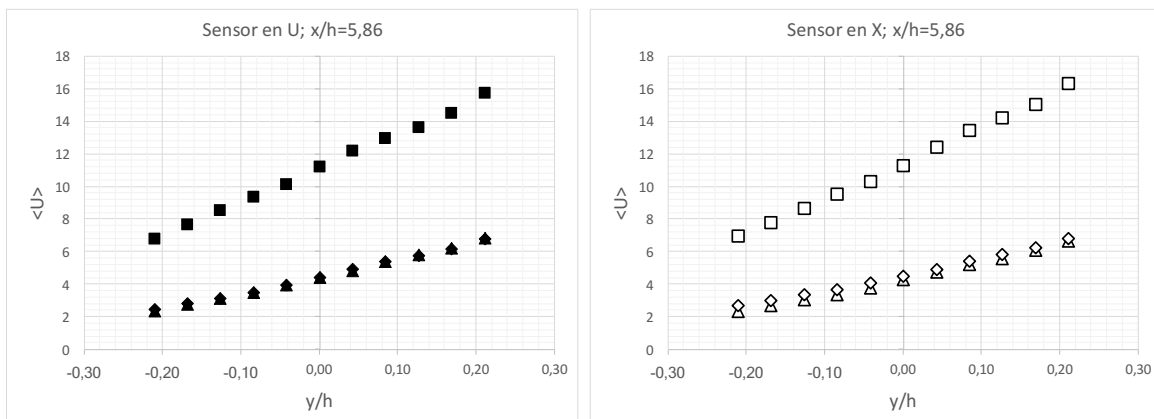


Figura 5.2: Evolución temporal de $\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle / \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\rangle$ en función de St . \triangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$.

Las figuras 5.1 y 5.2 sugieren que las mayores anisotropías suceden cuando $F = 53Hz$ (\circ , \square).

5.2. Perfiles de velocidad.

A continuación se muestran los perfiles de velocidad ($\langle U \rangle$ en función de y/h) para x/h igual a 5,86 y 6,39 utilizando diferentes mallas generadoras de turbulencia (figura 5.3¹).



¹En la figura 5.3, F es la frecuencia introducida al variador de la figura 3.5

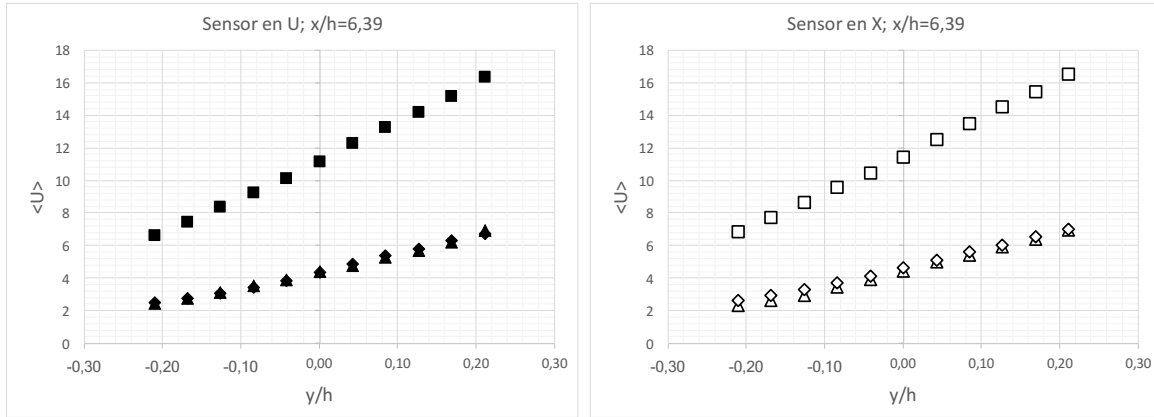


Figura 5.3: Perfiles de velocidad para distintos valores de x/h [5,86, 6,39, 6,92, 7,46]. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

La figura 5.4 muestra la distribución de los gradientes de velocidad \mathcal{S} en función de Re_λ .

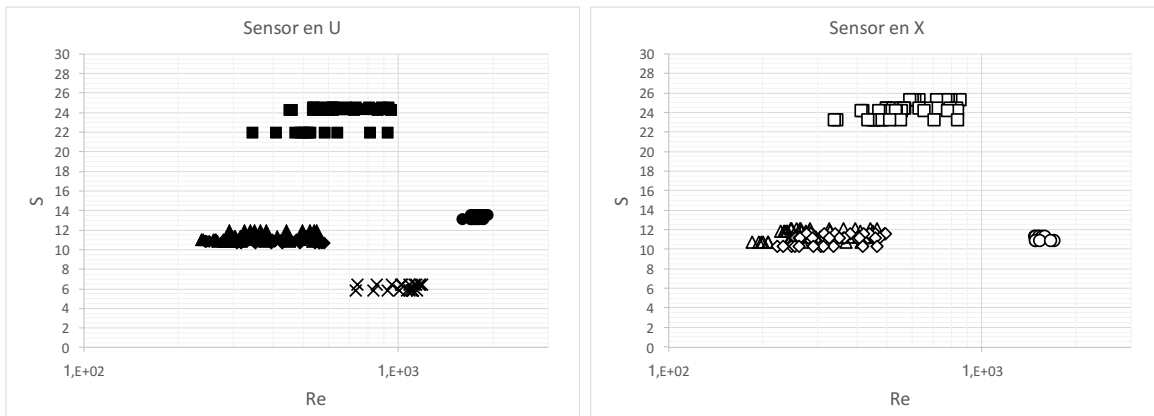


Figura 5.4: Distribución de \mathcal{S} en función de Re_λ . Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

Ahora se revisan los perfiles de velocidad normalizados por la velocidad en el centro del túnel de viento $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$ (figura 5.5) donde U_c es la velocidad en el centro del túnel. Aquí puede verse también que la linealidad de los perfiles de velocidad es bien lograda para todas las posiciones estudiadas.

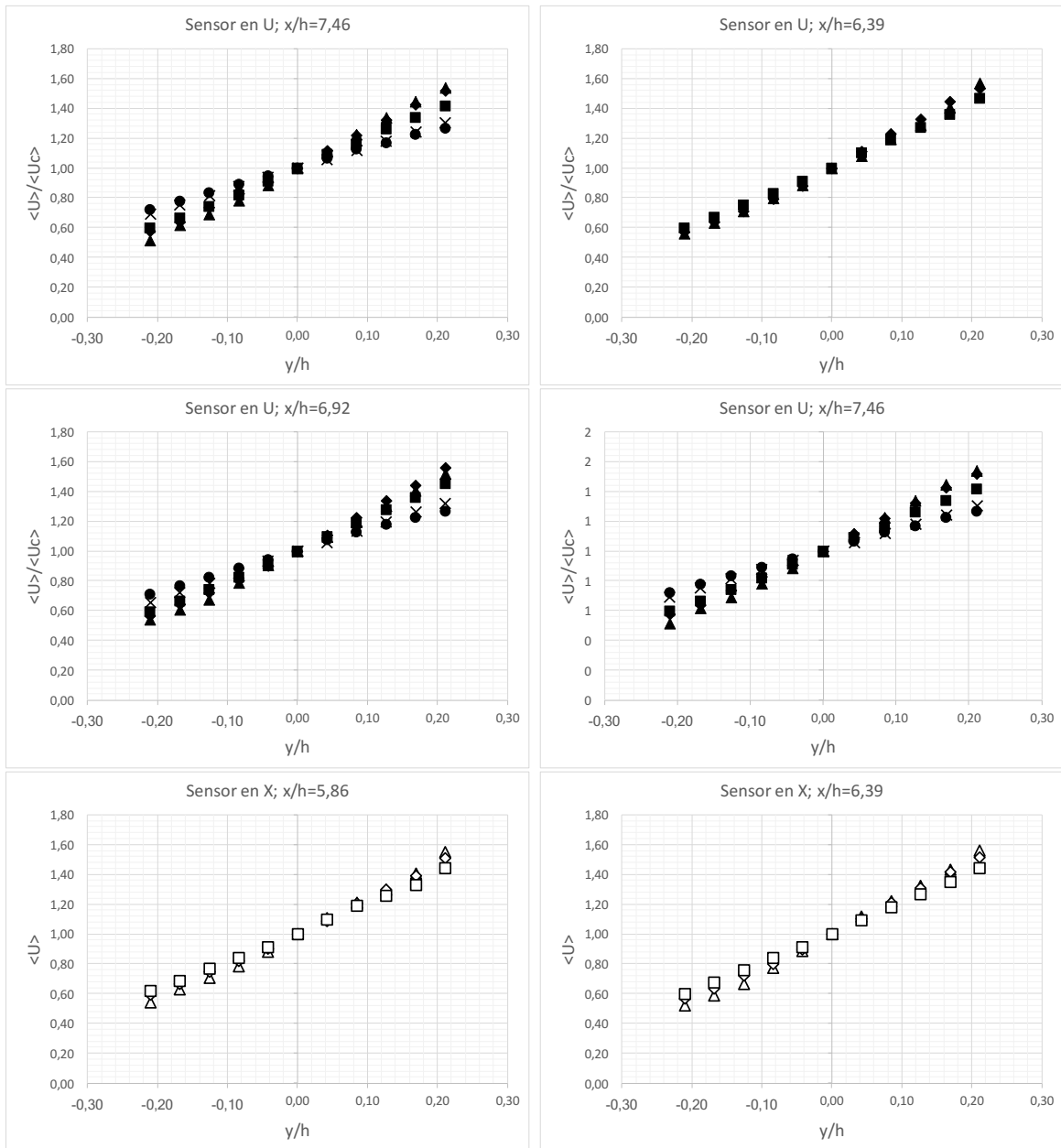
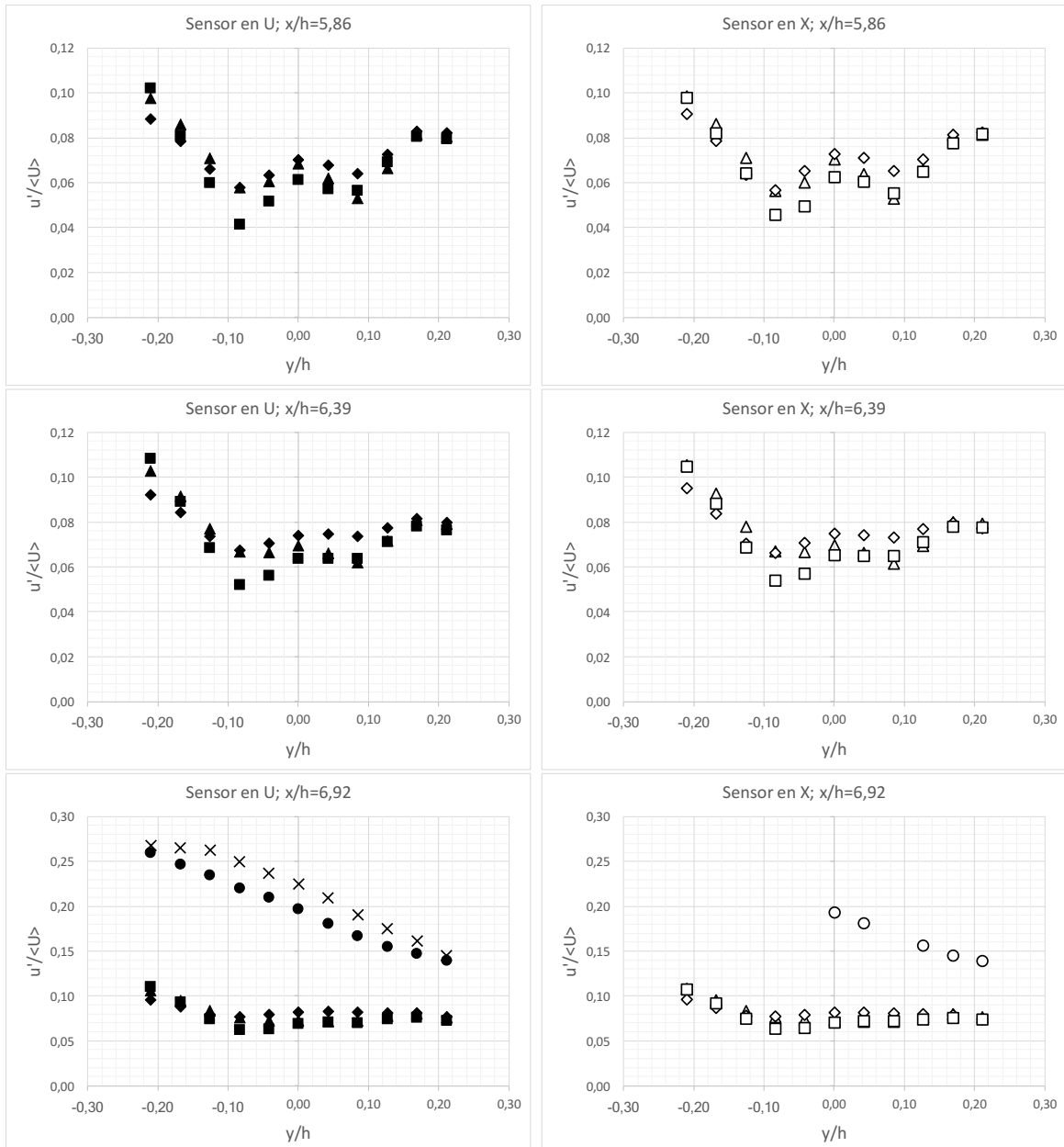


Figura 5.5: Distribución horizontal de $\langle U \rangle / \langle U_c \rangle$. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

La figura 5.5 muestra que para las distintas posiciones x/h los perfiles de velocidad normalizados son independientes de x .

5.3. Homogeneidad.

La figura 5.6 muestra perfiles horizontales de la intensidad turbulenta u' normalizados por la velocidad media $\langle U \rangle$. A pesar que la linealidad de los perfiles de velocidad es bastante buena, hay una mayor dispersión en la intensidad como función de y/h , aún así, puede verse que el flujo tiene relativa homogeneidad en la línea central del túnel de viento.



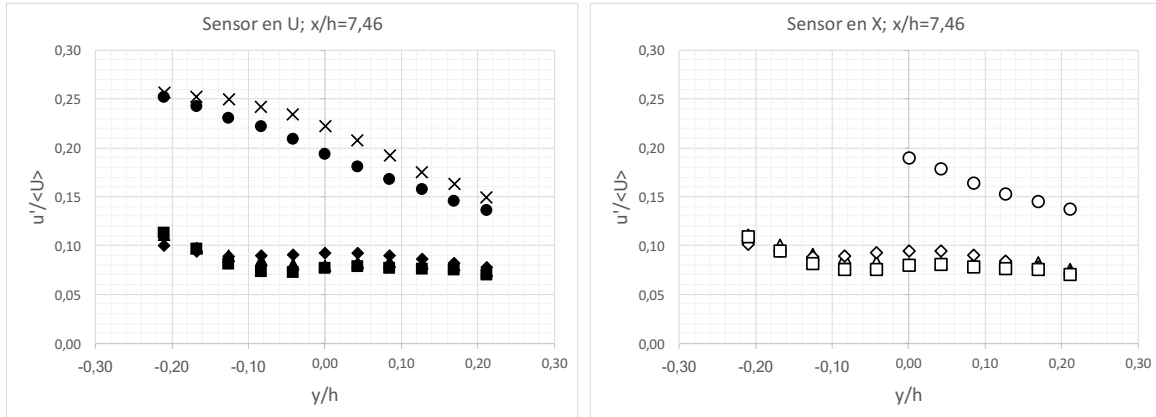


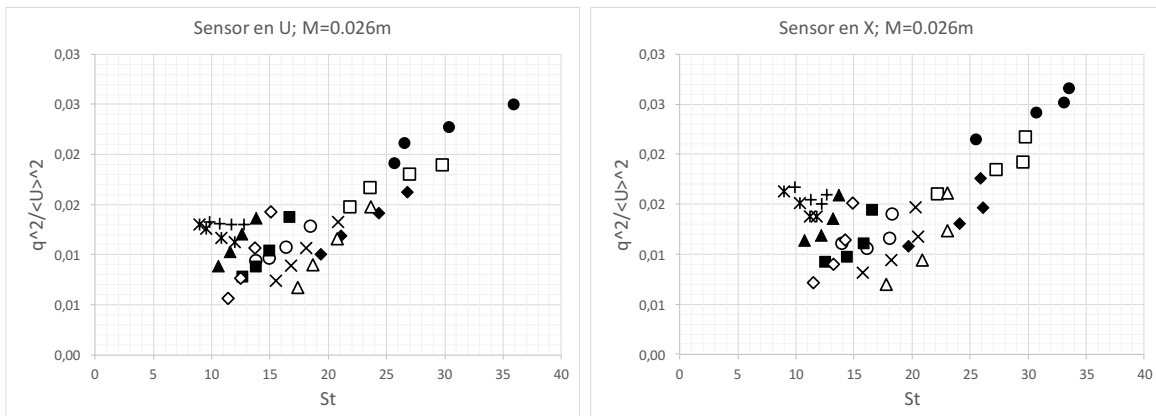
Figura 5.6: Distribución horizontal de $u'/\langle U \rangle$. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \blacklozenge : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \blacksquare : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \times : $M = 0,121m$, $F = 23Hz$; \bullet : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026m$, $F = 23Hz$; \diamond : $M = 0,1016m$, $F = 23Hz$; \square : $M = 0,1016m$, $F = 53Hz$; \circ : $M = 0,121m$, $F = 53Hz$.

Nótese que $u'/\langle U \rangle$ para la malla activa $M = 0,121m$ [\times , \bullet , \circ] en la figura 5.6 incrementa desde el lado de baja velocidad en el túnel hacia el lado de alta velocidad, de manera similar a [44, 65, 66], esto debido a que la malla activa introduce escalas grandes de mayor magnitud que las otras dos mallas.

La tasa de crecimiento de esta variable también fue estudiada por [65] y puede ser explicada en términos de la evolución temporal del flujo como función de y . La figura 5.7 grafica el desarrollo de la turbulencia ($q^2/\langle U \rangle^2$) en función de la distorción total:

$$St = \frac{Sx}{\langle U(y) \rangle} \quad (5.6)$$

Los datos colapsan bien al estar en función de St .



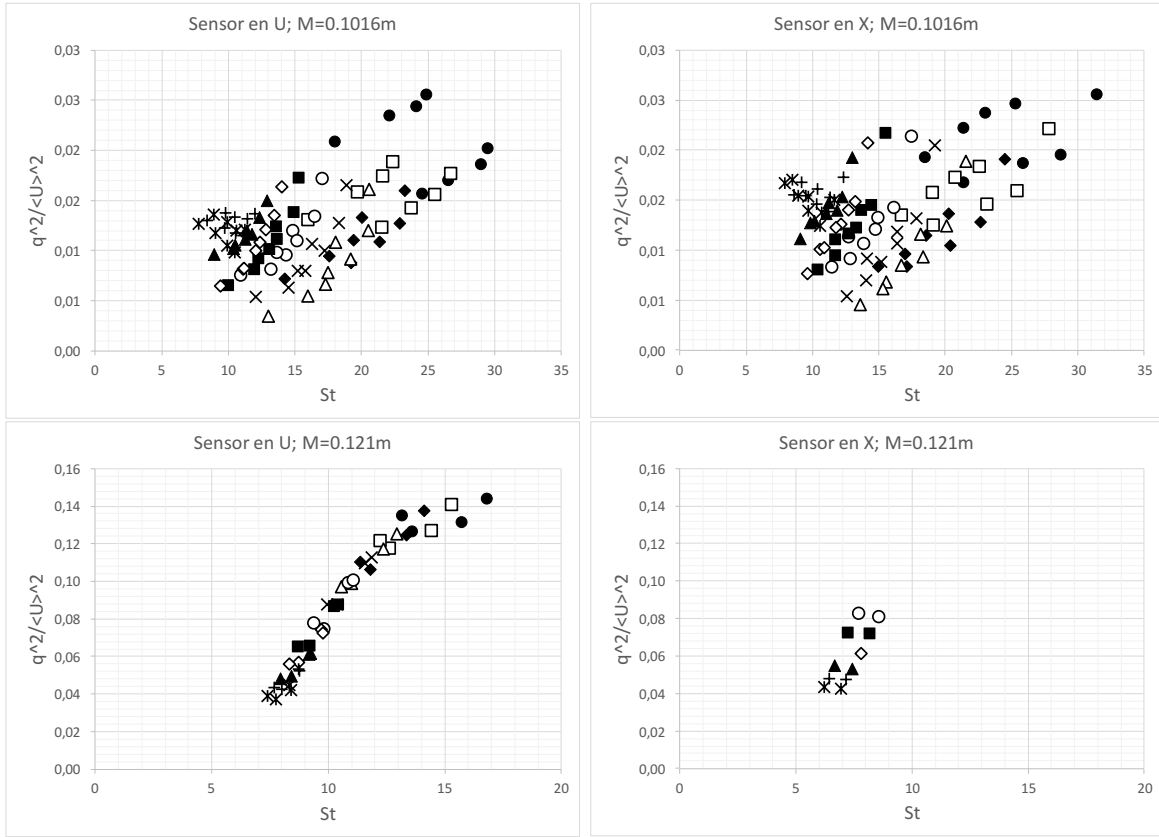


Figura 5.7: Evolución de $q^2 / \langle U \rangle^2$ en función de St para cada malla. \bullet : $y/h = -0,21m$; \square : $y/h = -0,17m$; \blacklozenge : $y/h = -0,13$; \triangle : $y/h = -0,08$; \times : $y/h = -0,04m$; \circ : $y/h = 0,00m$; \blacksquare : $y/h = 0,04m$; \diamond : $y/h = 0,08m$; \blacktriangle : $y/h = 0,13m$; $+$: $y/h = 0,17m$; $*$: $y/h = 0,21m$

La relación cruzada entre u y v se define como:

$$\rho_{uv} \equiv \frac{\langle uv \rangle}{\sqrt{\langle u^2 \rangle \langle v^2 \rangle}} \quad (5.7)$$

La figura 5.8 muestra $-\rho_{uv}$ como función de y/h . Allí se puede ver una buena homogeneidad del flujo en el centro del túnel de viento.

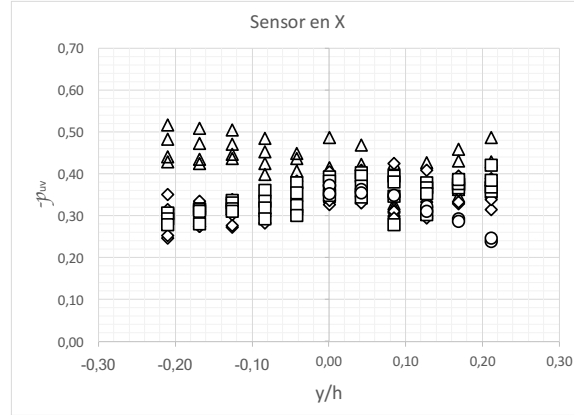


Figura 5.8: Distribución transversal de $-\rho_{uv}$. Δ : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

5.3.1. Comportamiento asintótico.

La turbulencia es caracterizada por una sola escala temporal (la escala de tiempo integral) y predice que la energía cinética turbulenta crece de manera exponencial en función del tiempo de la forma:

$$q^2(t) = q_r^2 \exp(\sigma St) \quad (5.8)$$

donde σ es una tasa de crecimiento y q_r^2 es una valor de referencia. La tasa de crecimiento puede ser deducida de la ecuación de energía cinética turbulenta [44].

$$\frac{1}{S q^2} \frac{dq^2}{dt} = 2b_{12} \left(\frac{\epsilon}{\mathcal{P}} - 1 \right) = \sigma \quad (5.9)$$

El crecimiento exponencial de q^2 implica que b_{12} y \mathcal{P}/ϵ son asintóticos a un valor constante en el régimen autosimilar. Por definición:

$$S^* = -\frac{\mathcal{P}/\epsilon}{b_{12}} \quad (5.10)$$

Lo que implica que S^* también debe ser asintótico dependiendo de los valores de \mathcal{P}/ϵ y b_{12} [67]. La figura 5.9 muestra la evolución de S^* para $y/h \leq 0,08$ en función de St .

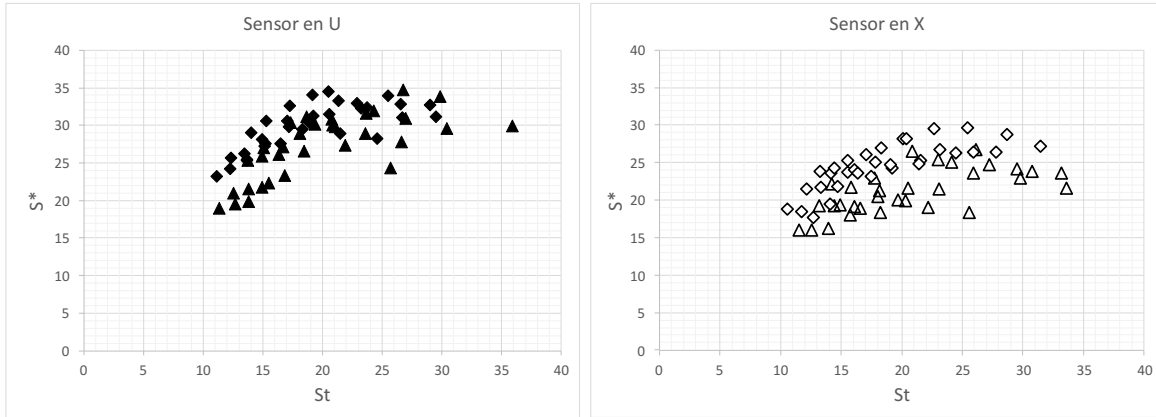


Figura 5.9: Distribución de S^* en función de St para $y/h \leq 0,08$. Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$.

La figura 5.10 muestra la evolución de \mathcal{P}/ϵ para $y/h \leq 0,08$ en función de St . Esta figura muestra una mayor dispersión que la figura 5.9.

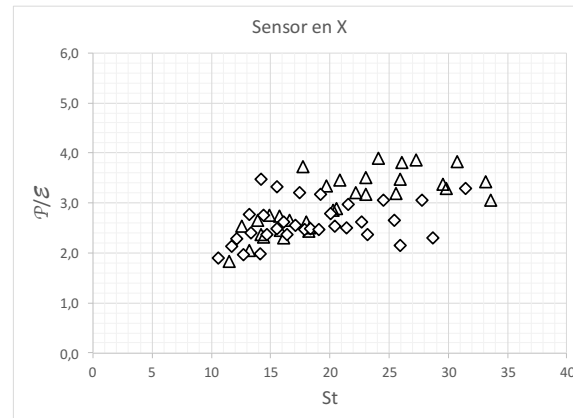


Figura 5.10: Distribución de \mathcal{P}/ϵ en función de St para $y/h \leq 0,08$. \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$.

Tanto S^* como \mathcal{P}/ϵ tienen el comportamiento asintótico antes mencionado.

La figura 5.11 resume la evolución de $q^2/\langle U \rangle^2$ en función de St . Allí es evidente que a medida que St crezca, más asintótico es el valor de $q^2/\langle U \rangle^2$.

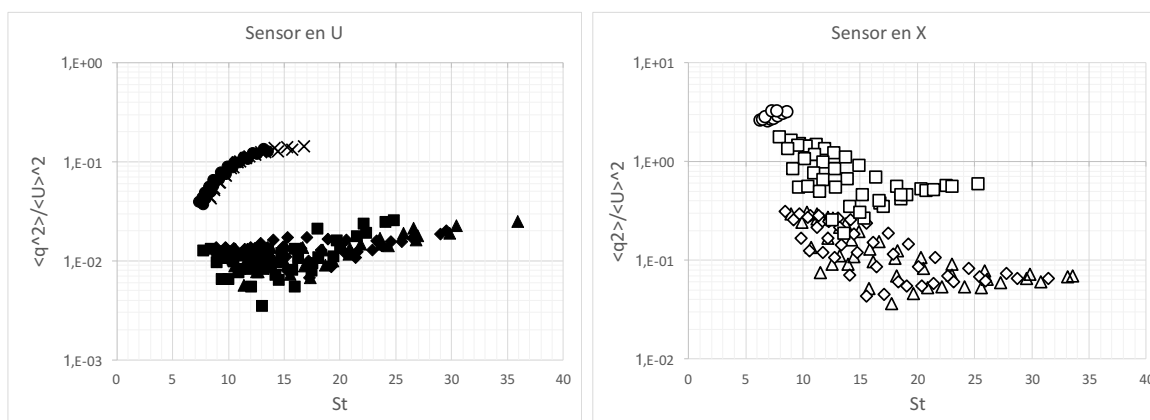


Figura 5.11: Resumen de la evolución de $q^2 / \langle U \rangle^2$ en función de St . Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

La figura 5.12 tomada de [8] muestra la región del mundo S^* en función de Re_λ que él y otros autores² han reportado tanto en experimentos, como en simulaciones numéricas directas.

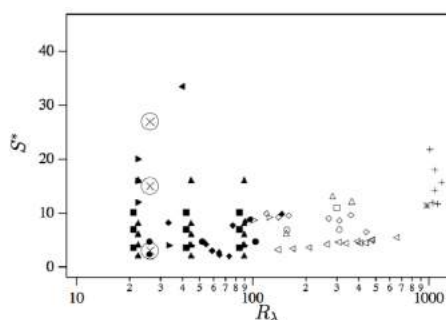


Figure 1.1: Initial values of the Reynolds number and the shear parameter for previous DNS (solid symbols) and operational values for previous experiments (open symbols) of homogeneous turbulent shear flow. DNS: \bullet Rogers et al. (1986), \blacktriangleleft Lee et al. (1990), \blacktriangleright Jacobitz et al. (1997), \blacktriangle Shih et al. (2000), \blacklozenge Schumacher (2004) and \blacksquare Yu and Girimaji (2005). Experiments: \circ Champagne et al. (1970), \triangle Tavoularis and Corrsin (1981), \square Harris et al. (1977), \diamond Tavoularis and Karnik (1989), $+$ DeSouza et al. (1995), \odot Garg and Warhaft (1998), $*$ Shen and Warhaft (2000), \triangleleft Ferchichi and Tavoularis (2000) and \triangleright Rohr et al. (1988). The new runs from this study are designated by \otimes .

Figura 5.12: Relación de S^* con Re_λ , figura 1.1 de [8].

La figura 5.13 muestra la relación del parámetro de corte S^* en función de Re_λ para éste estudio, ubicándolo en una zona muy poco explorada anteriormente.

²Referencias de la figura 5.12: [68],[69],[70],[71],[72],[73],[74],[62],[75],[76],[77],[78],[79],[80] y [65].

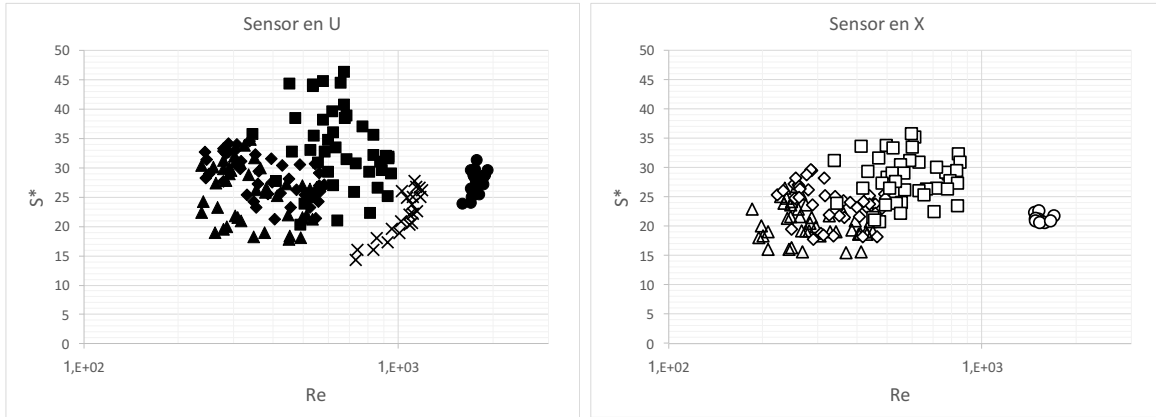


Figura 5.13: Distribución de S^* en función de Re_λ . Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

5.4. Resultados Estadísticos.

La figura 5.14 resume el comportamiento de los momentos estadísticos de orden superior para las derivadas espaciales en función de Re_λ .

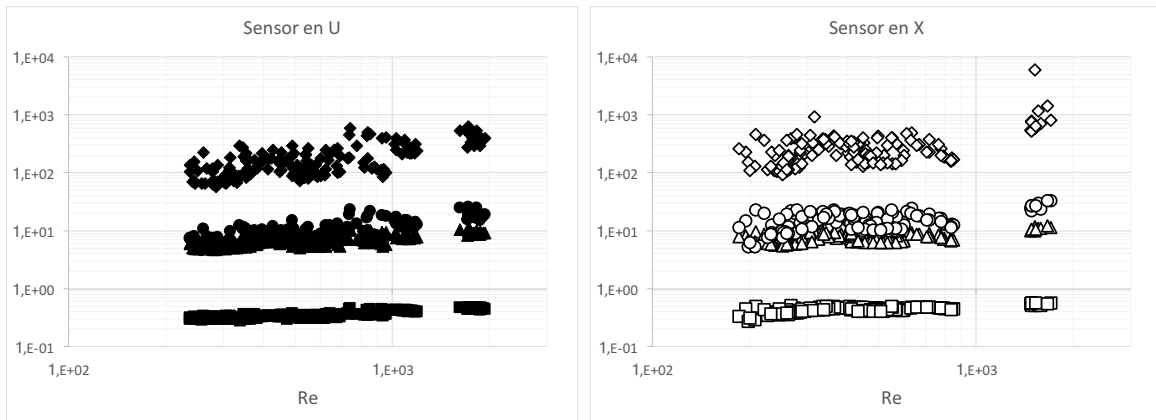


Figura 5.14: Momentos estadísticos en función de Re_λ . Sensor en U: \blacksquare : $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \blacktriangle : $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \bullet : $-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \blacklozenge : $HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$. Sensor en X: \square : $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \triangle : $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \circ : $-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \diamond : $HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$.

Momento estadístico	Sensor en U	Sensor en X	Figura 3 de [53]
$-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,09Re_\lambda^{0,21}$	$0,16Re_\lambda^{0,16}$	$0,33Re_\lambda^{0,09}$
$F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$1,18Re_\lambda^{0,27}$	$2,46Re_\lambda^{0,19}$	$0,91Re_\lambda^{0,39}$
$-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,24Re_\lambda^{0,57}$	—	$0,50Re_\lambda^{0,63}$
$HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$1,44Re_\lambda^{0,74}$	$5,43Re_\lambda^{0,62}$	$0,62Re_\lambda^{1,08}$

La ecuación 4.11 establece una relación entre $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$ y $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$. En la figura 5.15 logra verse que el flujo se acerca a esta aproximación para todas las condiciones estudiadas.

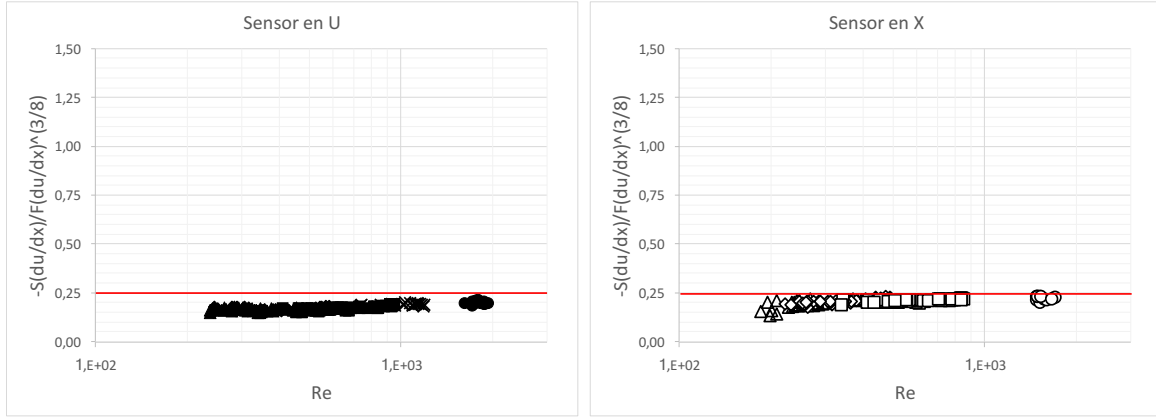


Figura 5.15: Distribución de $\frac{-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{3/8}}$ en función de Re_λ . Sensor en U: \blacktriangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacklozenge : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \blacksquare : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \times : $M = 0,121\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \bullet : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$. Sensor en X: \triangle : $M = 0,026\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \diamond : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 23\text{Hz}$; \square : $M = 0,1016\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$; \circ : $M = 0,121\text{m}$, $F = 53\text{Hz}$.

5.5. Estadística de una sola posición

Las secciones 5.1, 5.2, 5.3 y 5.4. utilizaron 4 posiciones de x/h [5,86, 6,39, 6,92, 7,46], 11 posiciones de y/h por cada posición de x/h ; desde $-0,21$ hasta $0,21$ con incrementos de $0,04$. Y la frecuencia del variador del moto-ventilador del túnel se dejó estable en 23 Hz ó 53 Hz. De manera diferente, las mediciones de esta sección fueron realizadas en la coordenada $x = 6,58$ m $y = 0$ m $z = 0$ m. La frecuencia del variador del moto-ventilador del túnel fue cambiando desde 8 Hz hasta 53 Hz con incrementos de 3 Hz, logrando velocidades de hasta $16,75$ m/s. Únicamente se utilizó el sensor en X y se utilizaron las tres mallas generadoras de turbulencia.

La marcada funcionalidad entre los momentos estadísticos de orden superior para las derivadas espaciales de las fluctuaciones de velocidad longitudinal con Re_λ es comprobada una vez mas en la figura 5.16.

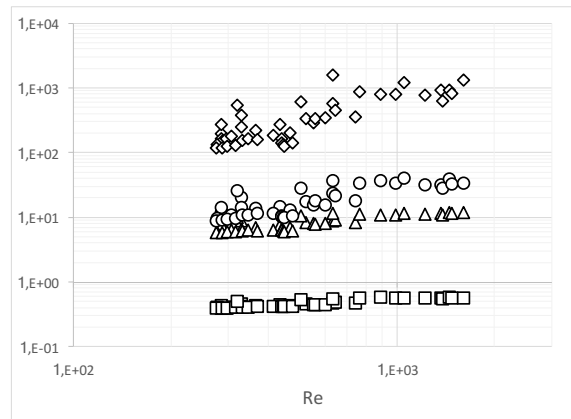


Figura 5.16: Momentos estadísticos en función de Re_λ . \square : $-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; Δ : $F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \circ : $-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$; \diamond : $HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$.

Momento estadístico	Sensor en X	Figura 3 de [53]
$-S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,12Re_\lambda^{0,22}$	$0,33Re_\lambda^{0,09}$
$F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,64Re_\lambda^{0,40}$	$0,91Re_\lambda^{0,39}$
$-HS\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,13Re_\lambda^{0,77}$	$0,50Re_\lambda^{0,63}$
$HF\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$	$0,19Re_\lambda^{1,19}$	$0,62Re_\lambda^{1,08}$

Al igual que en la figura 5.15, los datos de la figura 5.17 marcan una tendencia de satisfacer la relación presente en la ecuación 4.11 (línea roja).

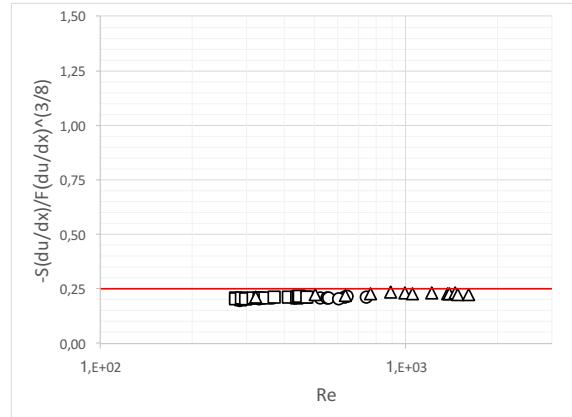


Figura 5.17: Distribución de $-\frac{S\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}{F\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^{3/8}}$ en función de Re_λ . Δ : $M = 0,121m$; \square : $M = 0,1016m$; \circ : $M = 0,026m$

Una vez mas, es necesario ubicar el presente experimento a la luz del universo de experimentos reportados por [8] en la figura 5.12. La figura 5.18 muestra la relación del parámetro de corte S^* en función de Re_λ para el estudio de frecuencia del flujo cortante.

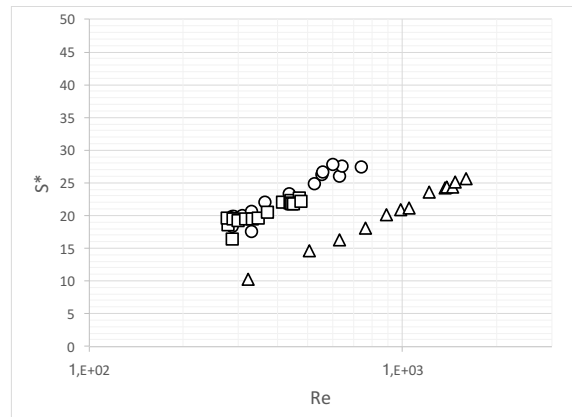


Figura 5.18: Distribución de S^* en función de Re_λ . Δ : $M = 0,121m$; \square : $M = 0,1016m$; \circ : $M = 0,026m$

La figura 5.18 sugiere una marcada relación entre S^* y Re_λ de manera similar a [80], mucho mas difícil de determinar en la figura 5.13 debido a la alta dispersión de los datos producida por la diversidad de posiciones x/h y y/h utilizadas en la sección 5. Es aquí donde se hace evidente la importancia de cambiar la metodología experimental de fijar la velocidad media variando las posiciones de medición (sección 5) y hacer lo contrario al variar la velocidad media fijando la posición de medición (sección 5.5).

Si se agrega un eje adicional a la figura 5.18, como por ejemplo $S = \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$, surge la figura 5.19.

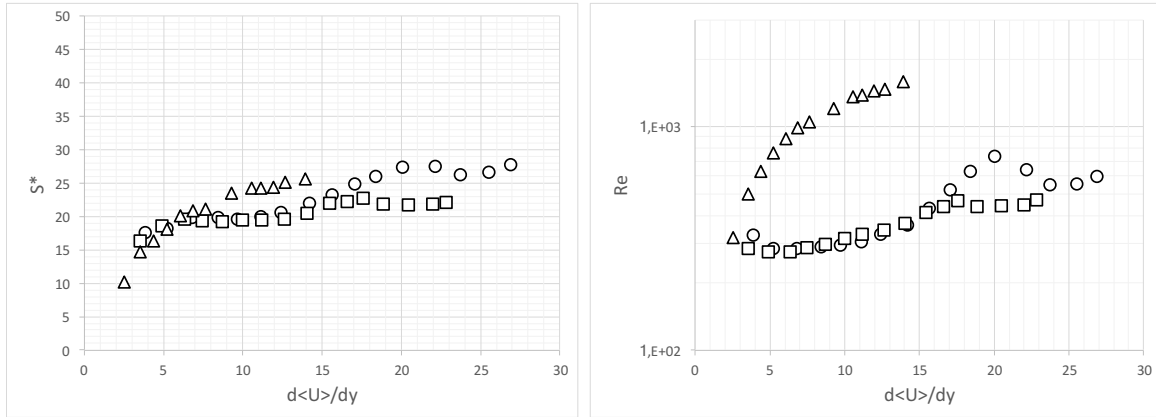


Figura 5.19: Distribución de S^* y Re_λ en función de $S = \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y}$. Δ : $M = 0,121m$; \square : $M = 0,1016m$; \circ : $M = 0,026m$.

Nótese que en la figura 5.19 el comportamiento de las mallas pasivas (\square : $M = 0,1016m$ y \circ : $M = 0,026m$). presentan un salto en $\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} = 30$ para \circ : $M = 0,026m$ y en $\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} = 17,5$ para \square : $M = 0,1016m$ que no es notorio para la malla activa Δ : $M = 0,121m$.

5.6. Espectro de Energía.

La figura 5.20 muestra el espectro de energía para la velocidad longitudinal de cada malla. Nuevamente se muestra la predicción del decaimiento realizado por Kolmogorov de $\kappa^{-5/3}$ en color rojo. Pero esta vez, es posible ver un incremento de energía cinética en los vórtices de mayor tamaño, debido al término productivo de la ecuación 5.2.

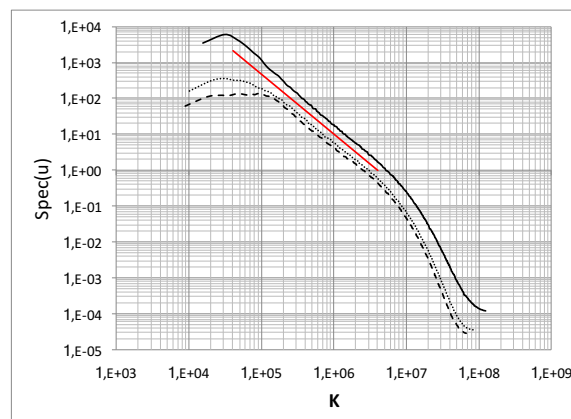


Figura 5.20: Espectros de energía cinética. —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1600$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 475$; - . - : $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 600$.

5.7. Funciones de Estructura.

Al igual que la sección 4.4, se estudian las funciones de estructura cuando el flujo es cortante. La figura 5.21 muestra las funciones de estructura de orden (n) par de las velocidades longitudinales y transversales, para las tres mallas con Re_λ similares.

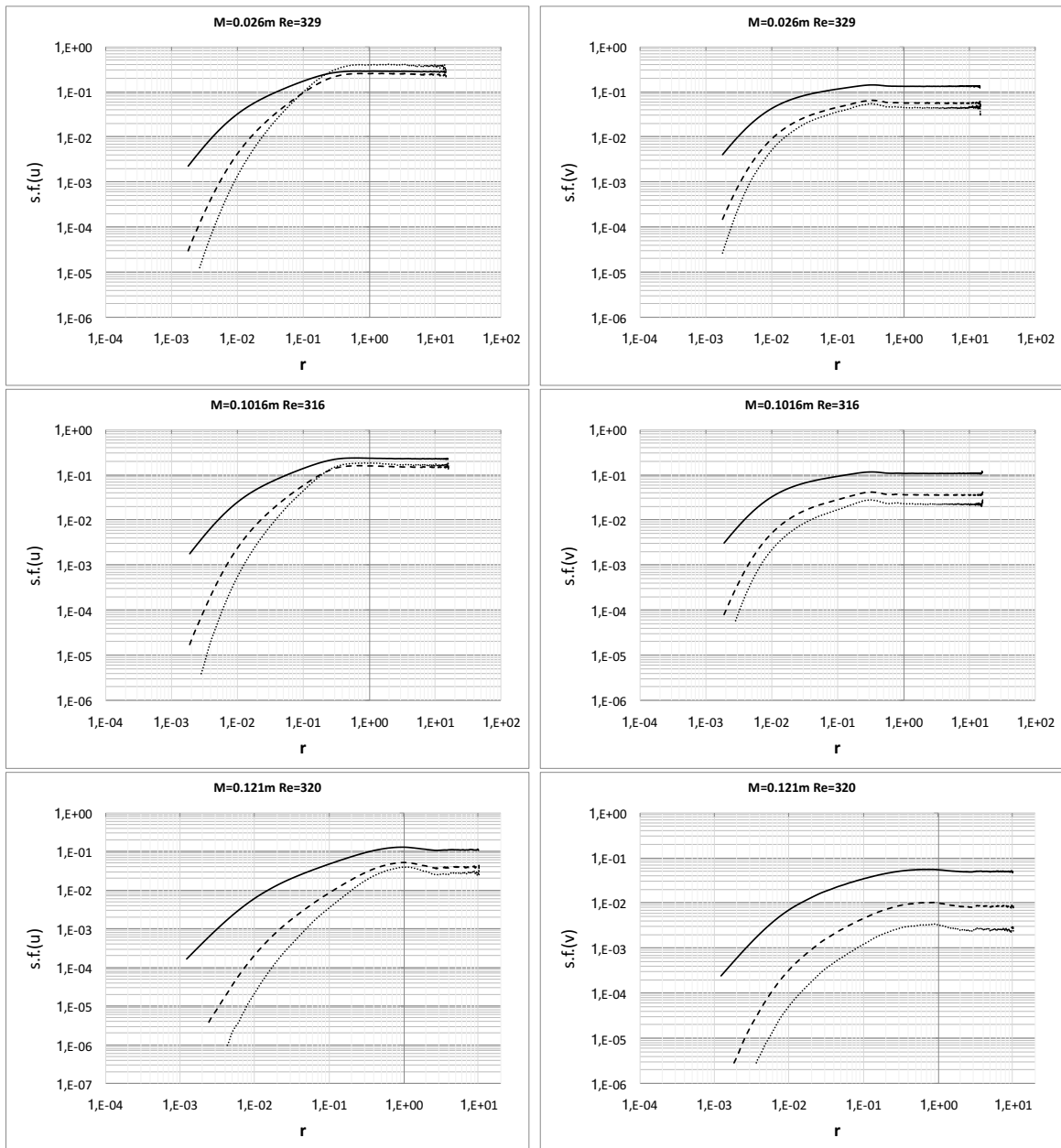


Figura 5.21: Funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, ---: $n = 4$, - - -: $n = 6$

La figura 5.22 muestra la variación de las funciones de estructura de orden par de las velocidades longitudinales y transversales para las tres malla al variar Re_λ .

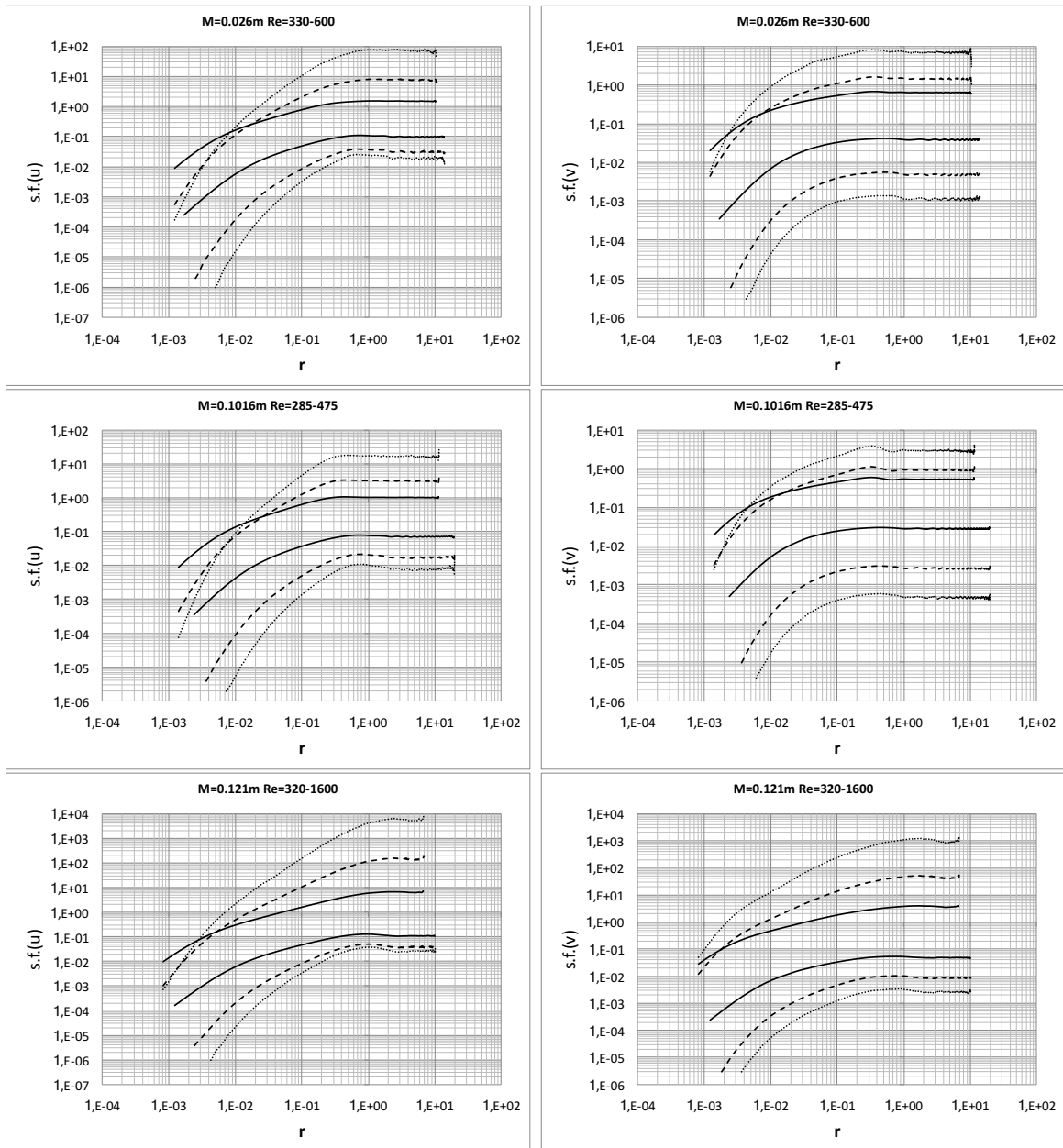


Figura 5.22: Rango de funciones de estructura de orden (n) par. $x/h = 6,92$. —: $n = 2$, - -: $n = 4$, ···: $n = 6$

La figura 5.23 muestra las derivadas logarítmicas de las funciones de estructura de segundo y cuarto orden para la velocidad longitudinal en función de r/η . Allí el comportamiento debería tender a $\zeta_2 = 2/3$ y $\zeta_4 = 4/3$ respectivamente, y cualquier desviación de la línea roja están relacionada a desviaciones de la ley de potencias.

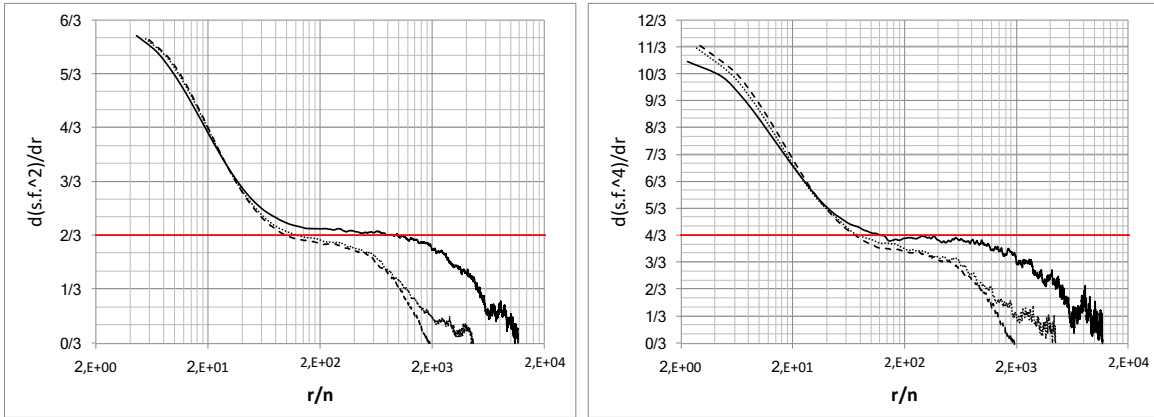


Figura 5.23: $\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$.

A diferencia del caso isotrópico (figura 4.14), el flujo cortante (figura 5.23) presenta una mejor aproximación a la predicción hecha por Kolmogorov $\zeta_n = n/3$. En este caso las tres mallas se acercan en el rango inercial. Nuevamente se revisa la relación entre $\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de Re_λ cuando $r/\eta \approx 200$.

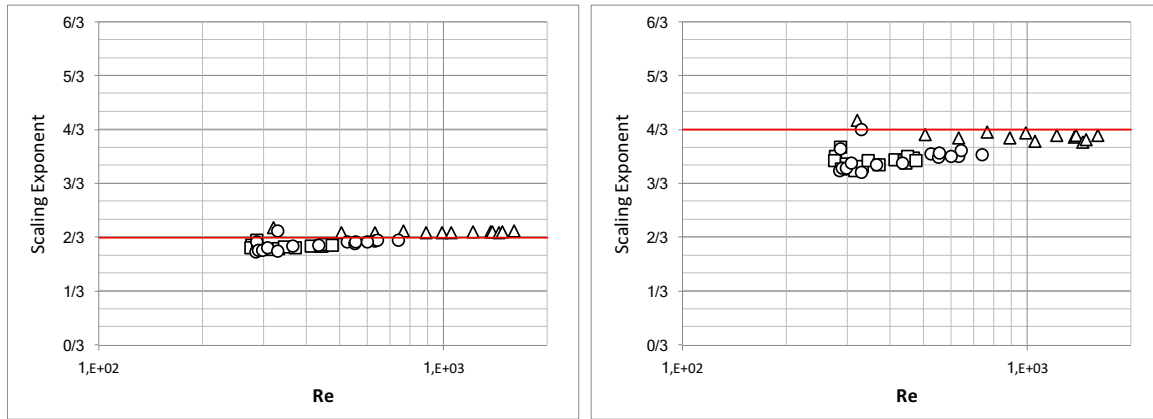


Figura 5.24: $\frac{\partial(s.f.^2)}{\partial r}$ y $\frac{\partial(s.f.^4)}{\partial r}$ en función de Re_λ cuando $x/h = 6,92$ y $r/\eta \approx 200$. Δ : $M = 0,121m$, \square : $M = 0,1016m$, \circ : $M = 0,026m$

La figura 5.24 muestra una mejor aproximación que el caso isotrópico (figura 4.15) de $\zeta_n \rightarrow n/3$ a medida que Re_λ crece al ser evaluado en $r/\eta \approx 200$.

5.8. ESS.

La figura 5.25 muestra el exponente de escalamiento relativo para $n = 2$ y $m = 4$ en función de r/η . Sin embargo, el resultado dista del valor predicho por Kolmogorov $\zeta_{m=4,n=2} = 2$ y a pesar de que el comportamiento no tiende a un valor constante, si parece acercarse a $\zeta_{m=4,n=2} \approx 1,85$ y presenta la misma oscilación en 20η que la figura 4.16.

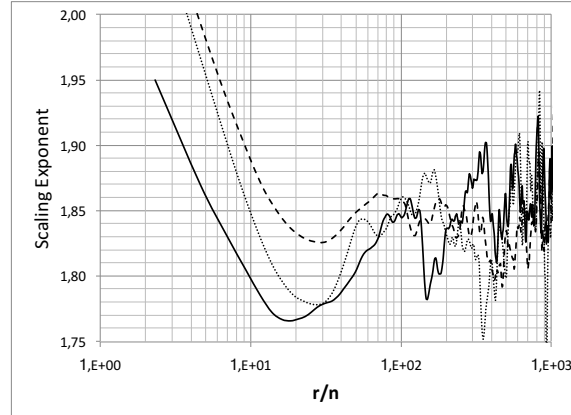


Figura 5.25: $\zeta_{m=4,n=2}$ en función de r/η . —: $M = 0,121m$, $Re_\lambda = 1620$; - - -: $0,1016m$, $Re_\lambda = 240$; - - -: $M = 0,026m$, $Re_\lambda = 170$.

6 Decaimiento de la transformada de fourier de las funciones de estructura de grado n .

En la sección 2.5 se describió el procedimiento matemático para llegar al espectro de energía cinética partiendo de la covarianza. En ésta sección, se repite el mismo procedimiento, pero, partiendo desde la función de estructura de grado n .

$$\mathcal{S}_{ij}^n(r, x, t) \equiv \langle [u_j(x+r, t) - u_i(x, t)]^n \rangle \quad (6.1)$$

Al aplicar la transformada de Fourier a 6.1 se obtiene el siguiente tensor:

$$\Theta_{ij}^n(\kappa, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} e^{-i\kappa r} \mathcal{S}_{ij}^n(r, t) dr \quad (6.2)$$

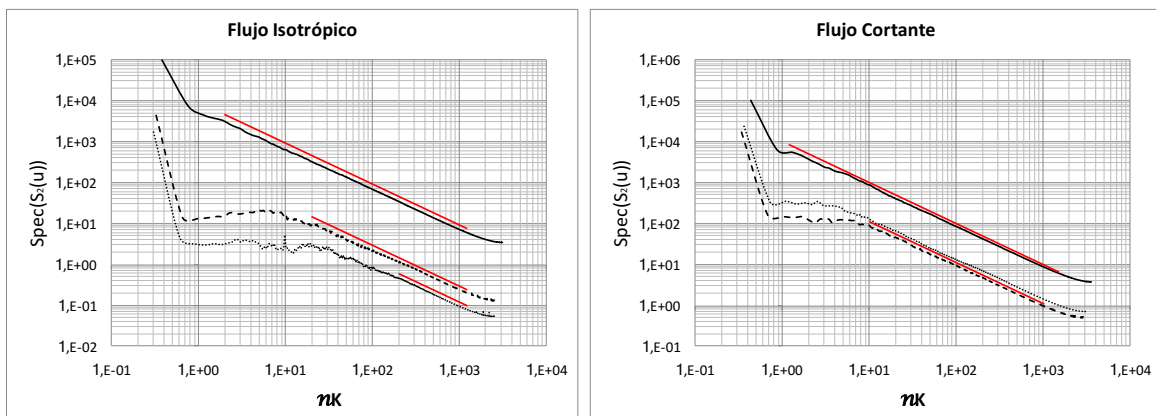
Lo que nos lleva a calcular el siguiente espectro basado en la función de estructura:

$$\mathcal{J}^n(\kappa, t) \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} \Theta_{ii}^n(\kappa, t) \delta(|\kappa| - \kappa) d\kappa \quad (6.3)$$

donde κ es el número de onda asociado a los diferentes espaciamientos r de la ecuación 6.1:

$$\kappa = \frac{2\pi}{r} \quad (6.4)$$

La figura 6.1 muestra los espectros ($\mathcal{J}^n(\kappa, t)$) basados en las funciones de estructura ($\mathcal{S}_{ii}^n(r, x, t)$) de orden $n = 2$, $n = 4$ y $n = 6$ en función de $\eta\kappa$.



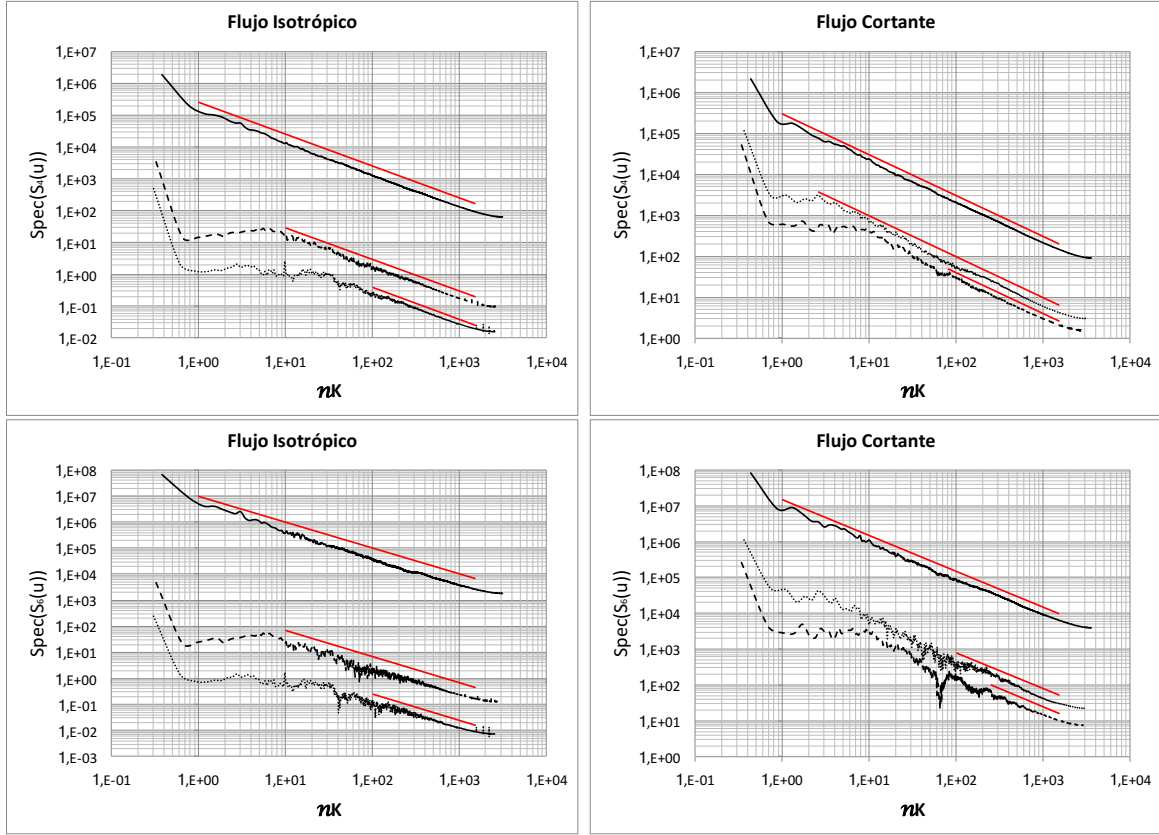


Figura 6.1: Espectros basados en las funciones de estructura de orden $n = 2$, $n = 4$ y $n = 6$ en función de $\eta\kappa$ con $x/h = 6,92$ y $F = 53\text{Hz}$. —: $M = 0,121m$; - - -: $M = 0,1016m$; - . - : $M = 0,026m$.

Al observar la figura 6.1 detenidamente, se puede identificar que estos espectros decaen en un rango siguiendo una ley de potencias $A\eta\kappa^{-m}$, las líneas rojas representan $m = 1$. Esto implica que si se efectúa la derivada logarítmica, es de esperarse que el resultado tienda hacia -1 en éste rango.

$$\frac{\partial (\log_{10} (\mathcal{J}^n (\kappa, t)))}{\partial (\log_{10} (\eta\kappa))} \rightarrow (-1) \quad (6.5)$$

La figura 6.2 muestra la derivada logarítmica del espectro basado en la función de estructura de segundo orden para $M = 0,121m$, $x/h = 6,92$, $F = 53\text{Hz}$.

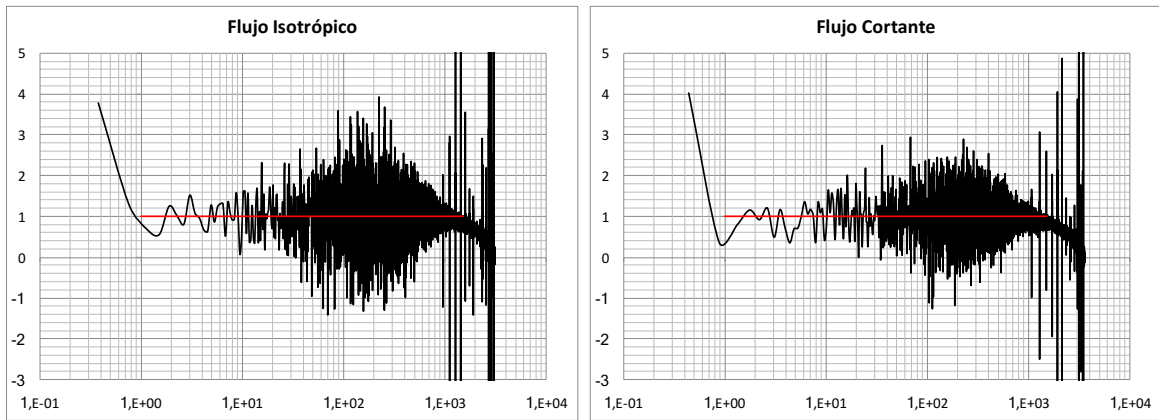


Figura 6.2: Derivada logarítmica del espectro basado en la función de estructura de segundo orden para $M = 0,121m$, $x/h = 6,92$, $F = 53\text{Hz}$.

7 Conclusiones

Se ha caracterizado dos tipos de flujos turbulentos homogéneos, uno isotrópico y otro cortante, generados por dos mallas pasivas clásicas y una malla activa con protocolo de movimiento aleatorio. Los flujos fueron estudiados para un rango de números de Reynolds basados en la escala de Taylor Re_λ entre 150 y 2000. En general, el trabajo se enfocó en el estudio de la homogeneidad e isotropía de los flujos, los perfiles de velocidad e intensidad turbulenta transversales, la distribución del factor de isotropía, asimetría, curtosis, momentos estadísticos de orden superior espectros de energía, funciones de estructura y sus exponentes de escalamiento.

Se revisó que el flujo de las tres mallas presenta una buena homogeneidad para las posiciones de medición seleccionadas.

Se verifica la relación entre los momentos estadísticos con el número de Reynolds y el cumplimiento de la relación 4.11.

Las pendientes de los espectros de energía en el rango inercial son cercanas a su valor teórico de $-5/3$.

El estudio logra ubicarse en una zona poco estudiada a la luz de la figura 5.12 para combinaciones S^* y Re_λ .

Se corrobora la pérdida de información anisotrópica para las escalas mas pequeñas presentes en el flujo cortante.

7.1. Estudios futuros

Los estudios futuros se concentrarán en dos frentes. El primero de ellos es realizar investigaciones experimentales acerca de la caracterización estadística para flujos turbulentos cortante en números de reynolds Re_λ mucho mayores, utilizando nanosensores que provean mas información de las escalas menores de turbulencia.

el segundo frente se enfocará a estudiar de manera detallada el espectro basado en las funciones de estructura y el decaimiento característico que este procedimiento presenta.

Bibliografía

- [1] H. Makita and K. Sassa, “Active turbulence generation in a laboratory wind tunnel,” in *Advances in Turbulence 3*. Springer, 1991, pp. 497–505.
- [2] L. I. Velásquez García *et al.*, “Turbulencia homogénea e isotrópica,” Master’s thesis, Universidad EAFIT, 2016.
- [3] K. Yoon and Z. Warhaft, “The evolution of grid-generated turbulence under conditions of stable thermal stratification,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 215, pp. 601–638, 1990.
- [4] M. A. Rutgers, X.-l. Wu, and W. I. Goldburg, “The onset of two-dimensional grid generated turbulence in flowing soap films,” *Physics of Fluids*, vol. 8, pp. S7–S7, 1996.
- [5] J. M. Villafruela Espina *et al.*, “Estudio numérico y experimental de chorros de pared planos paralelos e inclinados,” 2001.
- [6] G. Gulitski, M. Kholmyansky, W. Kinzelbach, B. Lüthi, A. Tsinober, and S. Yorish, “Velocity and temperature derivatives in high-reynolds-number turbulent flows in the atmospheric surface layer. part 2. accelerations and related matters,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 589, pp. 83–102, 2007.
- [7] M. Sinhuber, G. P. Bewley, and E. Bodenschatz, “Dissipative effects on inertial-range statistics at high reynolds numbers,” *Physical review letters*, vol. 119, no. 13, p. 134502, 2017.
- [8] J. C. I. Betancourt, “Influence of the shear parameter on large-and small-scale statistics in homogeneous turbulent shear flow,” 2009.
- [9] J. L. Lumley and A. M. Yaglom, “A century of turbulence,” *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 66, no. 3, pp. 241–286, 2001.
- [10] J. Boussinesq, “Mémoires présentés par divers savants al’académie des sciences,” 1877.
- [11] L. F. Richardson, “Weather prediction by numerical methods,” *Cambridge: Cambridge University Press*, 1922.
- [12] G. I. Taylor, “The spectrum of turbulence,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pp. 476–490, 1938.
- [13] G. K. Batchelor, *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge university press, 1953.

- [14] J. M. Burgers and M. Mitchner, “On homogeneous non-isotropic turbulence connected with a mean motion having a constant velocity gradient. i,” in *Selected Papers of JM Burgers*. Springer, 1995, pp. 591–610.
- [15] A. Craya, “Contribution à l’analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes,” Ph.D. dissertation, Université de Grenoble, 1957.
- [16] B. Mandelbrot, “Intermittent turbulence and fractal dimension: kurtosis and the spectral exponent $5/3 + b$,” in *Turbulence and navier stokes equations*. Springer, 1976, pp. 121–145.
- [17] K. Sreenivasan, “Fractals and multifractals in fluid turbulence,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 23, no. 1, pp. 539–604, 1991.
- [18] P. Freymuth and P. Freymuth, *Bibliography of thermal anemometry*. TSI Incorporated, 1992.
- [19] J. Burgers and B. van der Hegge Zijnen, “Preliminary measurements of the distribution of the velocity of a fluid in the immediate neighborhood of a plane smooth surface,” *Verhand. Akad. v. Wetensch. Amsterdam (eertste sectie) Deel XIII*, no. 3, 1924.
- [20] E. Huguenard, A. Magnan, A. Planiol, E. Huguenard, and A. Planiol, *Les appareils à fils chauds: leur application à l’étude des mouvements atmosphériques*. Impr. ST Aé., 1926.
- [21] S. A. Orszag and G. Patterson Jr, “Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence,” *Physical Review Letters*, vol. 28, no. 2, p. 76, 1972.
- [22] J. Liu, “Contributions to the understanding of large-scale coherent structures in developing free turbulent shear flows,” in *Advances in applied mechanics*. Elsevier, 1988, vol. 26, pp. 183–309.
- [23] H. W. Liepmann, “Aspects of the turbulence problem,” *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, vol. 3, no. 6, pp. 407–426, 1952.
- [24] A. A. Townsend, *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge university press, 1980.
- [25] M. Mathur, G. Haller, T. Peacock, J. E. Ruppert-Felsot, and H. L. Swinney, “Uncovering the lagrangian skeleton of turbulence,” *Physical Review Letters*, vol. 98, no. 14, p. 144502, 2007.
- [26] H. Tennekes, J. L. Lumley, J. Lumley *et al.*, *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- [27] G. G. Stokes, *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums*. Pitt Press Cambridge, 1851, vol. 9.

- [28] A. Sommerfeld, “Ein beitrag zur hydrodynamischen erklaerung der turbulenten fluesigkeitsbewegungen (a contribution to hydrodynamic explanation of turbulent fluid motions),” *Atti del*, vol. 4, pp. 116–124, 1908.
- [29] O. Reynolds, “Xxix. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall he direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 174, pp. 935–982, 1883.
- [30] N. Rott, “Note on the history of the reynolds number,” *Annual review of fluid mechanics*, vol. 22, no. 1, pp. 1–12, 1990.
- [31] L. Euler, “Continuation des recherches sur la théorie du mouvement des fluides,” *Mém. acad. sci. Berlin*, vol. 11, no. 1755, pp. 316–61, 1757.
- [32] C. Navier, “On the laws of motion of fluids taking into consideration the adhesion of the molecules,” *Ann. Chim. Phys*, vol. 19, pp. 234–245, 1822.
- [33] G. Stokes, “On the analytical condition of the rectilinear motion of fluids, with reference to a paper of professor challis,” *Philos. Mag*, vol. 21, pp. 297–300, 1842.
- [34] G. G. Stokes, “X. “on the analytical condition of rectilinear fluid motion,” in reply to professor challis,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 22, no. 142, pp. 55–56, 1843.
- [35] G. Stokes, “Gg stokes, trans. cambridge philos. soc. ix, 8 (1850).” *Trans. Cambridge Philos. Soc.*, vol. 9, p. 8, 1850.
- [36] K. Zhou, W. Yang, Z. He, and M. Xiao, “Direct numerical simulation of concentration and orientation distribution of fibers in a mixing layer,” in *Abstract and Applied Analysis*, vol. 2013. Hindawi, 2013.
- [37] A. N. Kolmogorov, “The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers,” in *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 30, no. 4, 1941, pp. 299–303.
- [38] A. Oboukhov, “On the distribution of energy in the spectrum of turbulent flow,” *CR Acad. Sci. URSS*, vol. 32, p. 19, 1941.
- [39] S. Corrsin, “Turbulence: experimental methods,” *Handbuch der Physik*, vol. 3, pp. 524–590, 1963.
- [40] J. C. Isaza, R. Salazar, and Z. Warhaft, “On grid-generated turbulence in the near-and far field regions,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 753, pp. 402–426, 2014.
- [41] M. Hideharu, “Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel,” *Fluid Dynamics Research*, vol. 8, no. 1-4, p. 53, 1991.

- [42] L. Mydlarski and Z. Warhaft, “On the onset of high-reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 320, pp. 331–368, 1996.
- [43] S. Garg and Z. Warhaft, “On the small scale structure of simple shear flow,” *Physics of Fluids*, vol. 10, no. 3, pp. 662–673, 1998.
- [44] J. C. Isaza, Z. Warhaft, L. R. Collins, and I. C. for Turbulence Research, “Experimental investigation of the large-scale velocity statistics in homogeneous turbulent shear flow,” *Physics of Fluids*, vol. 21, no. 6, p. 065105, 2009.
- [45] L. Browne, R. Antonia, and L. Chua, “Calibration of x-probes for turbulent flow measurements,” *Experiments in Fluids*, vol. 7, no. 3, pp. 201–208, 1988.
- [46] P. Bradshaw, *An introduction to turbulence and its measurement: thermodynamics and fluid mechanics series*. Elsevier, 2013.
- [47] I. Wygnanski, M. Sokolov, and D. Friedman, “On a turbulent ‘spot’ in a laminar boundary layer,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 78, no. 4, pp. 785–819, 1976.
- [48] A. Sirivat and Z. Warhaft, “The effect of a passive cross-stream temperature gradient on the evolution of temperature variance and heat flux in grid turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 128, pp. 323–346, 1983.
- [49] S. B. Pope, “Turbulent flows,” 2001.
- [50] P. Saffman, “Note on decay of homogeneous turbulence,” *The Physics of Fluids*, vol. 10, no. 6, pp. 1349–1349, 1967.
- [51] M. Sinhuber, E. Bodenschatz, and G. P. Bewley, “Decay of turbulence at high reynolds numbers,” *Physical review letters*, vol. 114, no. 3, p. 034501, 2015.
- [52] M. S. Mohamed and J. C. Larue, “The decay power law in grid-generated turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 219, pp. 195–214, 1990.
- [53] A. Gylfason, S. Ayyalasomayajula, and Z. Warhaft, “Intermittency, pressure and acceleration statistics from hot-wire measurements in wind-tunnel turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 501, pp. 213–229, 2004.
- [54] J. Taylor, *Introduction to error analysis, the study of uncertainties in physical measurements*, 1997.
- [55] T. Von Kármán, “T. von kármán and l. howarth, proc. r. soc. london, ser. a 164, 192 (1938).” *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, vol. 164, p. 192, 1938.
- [56] A. N. Kolmogorov, “Equations of turbulent motion in an incompressible fluid,” in *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 30, 1941, pp. 299–303.
- [57] —, “Dissipation of energy in locally isotropic turbulence,” in *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 32, no. 1, 1941, pp. 16–18.

- [58] R. Benzi, “R. benzi, s. ciliberto, r. tripiccone, c. baudet, f. massaioli, and s. succi, phys. rev. e 48, r29 (1993).” *Phys. Rev. E*, vol. 48, p. R29, 1993.
- [59] C. Meneveau, “Transition between viscous and inertial-range scaling of turbulence structure functions,” *Physical Review E*, vol. 54, no. 4, p. 3657, 1996.
- [60] —, “C. meneveau and kr sreenivasan, nucl. phys. b (proc. suppl.) 2, 49 (1987).” *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, vol. 2, p. 49, 1987.
- [61] C. Meneveau and K. Sreenivasan, “Simple multifractal cascade model for fully developed turbulence,” *Physical review letters*, vol. 59, no. 13, p. 1424, 1987.
- [62] S. Tavoularis and S. Corrsin, “Experiments in nearly homogenous turbulent shear flow with a uniform mean temperature gradient. part 1,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 104, pp. 311–347, 1981.
- [63] R. S. Rogallo, “Numerical experiments in homogeneous turbulence,” 1981.
- [64] M. M. Rogers and P. Moin, “The structure of the vorticity field in homogeneous turbulent flows,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 176, pp. 33–66, 1987.
- [65] J. Rohr, E. Itsweire, K. Helland, and C. Van Atta, “An investigation of the growth of turbulence in a uniform-mean-shear flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 187, pp. 1–33, 1988.
- [66] S. Tavoularis and U. Karnik, “Further experiments on the evolution of turbulent stresses and scales in uniformly sheared turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 204, pp. 457–478, 1989.
- [67] D. Yu and S. Girimaji, “Dns of homogenous shear turbulence revisited with the lattice boltzmann method,” *Journal of Turbulence*, no. 6, p. N6, 2005.
- [68] M. M. Rogers, “The structure and modeling of the hydrodynamic and passive scalar fields in homogeneous turbulent shear flow,” 1986.
- [69] M. J. Lee, J. Kim, and P. Moin, “Structure of turbulence at high shear rate,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 216, pp. 561–583, 1990.
- [70] F. G. Jacobitz, S. Sarkar, and C. W. Van Atta, “Direct numerical simulations of the turbulence evolution in a uniformly sheared and stably stratified flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 342, pp. 231–261, 1997.
- [71] L. H. Shih, J. R. Koseff, J. H. Ferziger, and C. R. Rehmann, “Scaling and parameterization of stratified homogeneous turbulent shear flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 412, pp. 1–20, 2000.
- [72] J. Schumacher, “Relation between shear parameter and reynolds number in statistically stationary turbulent shear flows,” *Physics of Fluids*, vol. 16, no. 8, pp. 3094–3102, 2004.

-
- [73] D. Yu and S. Girimaji, “Dns of homogenous shear turbulence revisited with the lattice boltzmann method,” *Journal of Turbulence*, no. 6, p. N6, 2005.
- [74] F. Champagne, V. Harris, and S. Corrsin, “Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 41, no. 1, pp. 81–139, 1970.
- [75] V. Harris, J. Graham, and S. Corrsin, “Further experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 81, no. 4, pp. 657–687, 1977.
- [76] S. Tavoularis and U. Karnik, “Further experiments on the evolution of turbulent stresses and scales in uniformly sheared turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 204, pp. 457–478, 1989.
- [77] F. De Souza, V. Nguyen, and S. Tavoularis, “The structure of highly sheared turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 303, pp. 155–167, 1995.
- [78] S. Garg and Z. Warhaft, “On the small scale structure of simple shear flow,” *Physics of Fluids*, vol. 10, no. 3, pp. 662–673, 1998.
- [79] X. Shen and Z. Warhaft, “The anisotropy of the small scale structure in high reynolds number ($Re \lambda \approx 1000$) turbulent shear flow,” *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 11, pp. 2976–2989, 2000.
- [80] M. Ferchichi and S. Tavoularis, “Reynolds number effects on the fine structure of uniformly sheared turbulence,” *Physics of Fluids*, vol. 12, no. 11, pp. 2942–2953, 2000.
- [81] G. Heskestad, “A generalized taylor hypothesis with application for high reynolds number turbulent shear flows,” *Journal of Applied Mechanics*, vol. 32, no. 4, pp. 735–739, 1965.