

SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERÍA HIDRÁULICA
XXVII CONGRESO CHILENO DE INGENIERÍA HIDRÁULICA

**DECAIMIENTO DE LA TURBULENCIA GENERADA POR UNA GRILLA MÓVIL AL
INTERIOR DE UN TANQUE DE AGUA**

JORGE SOTO S.^{1,2}
TOMÁS HERRERA M.³
WERNHER BREVIS V.⁴

RESUMEN

Este estudio presenta la validación experimental de una instalación diseñada para generar turbulencia mediante el desplazamiento lineal de una grilla cuadrada a lo largo de un tanque de agua rectangular de 8.0 [m] de largo, 1.0 [m] de ancho y 1.0 [m] de profundidad. Utilizando velocimetría por imágenes de partículas (PIV) bidimensional y promediando conjuntos de experimentos donde se consideraron tres velocidades de grilla, 250, 350 y 450 [mm/s], se analizó el decaimiento de la turbulencia generada con números de Reynolds de grilla $Re_M \approx 14800, 22600, 28000$, espaciamiento de grilla de 60 [mm] y espesor de barra de 10 [mm]. La validación incluyó el análisis de homogeneidad e isotropía, así como de la velocidad media, la energía cinética turbulenta y la disipación de energía turbulenta. Los resultados confirmaron la homogeneidad en el plano axial-vertical y la isotropía en un amplio intervalo de tiempo; asimismo, las series temporales de energía cinética turbulenta y de disipación mostraron comportamientos coherentes con lo esperado y reportado en la literatura. Por lo tanto, la instalación posibilita la investigación del decaimiento de la turbulencia bajo distintas condiciones de velocidad, y se piensa su uso futuro para el estudio del decaimiento en fluidos más complejos.

¹ Candidato a Doctor, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Pontificia Universidad Católica de Chile – email: jisoto8@uc.cl

² PhD Candidate, Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale, Politecnico di Milano – jorgeignacio.soto@polimi.it

³ Candidato a Doctor, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Pontificia Universidad Católica de Chile – email: tgherrera@uc.cl

⁴ Profesor Asociado, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Pontificia Universidad Católica de Chile – email: wbrevis@uc.cl

1. INTRODUCCIÓN

Se entiende por decaimiento de la turbulencia al proceso en el que un flujo turbulento pierde su energía con el paso del tiempo (Batchelor & Townsend, 1948), tendiendo de un estado caótico a un estado más ordenado, esto sin una fuente externa de energía (ventiladores, bombas, etc.). Físicamente hablando, la energía cinética asociada a los vórtices disminuye con el tiempo, debido al proceso conocido como cascada de energía (transferencia de energía desde los vórtices más grandes a los más pequeños) y luego a la disipación de esta energía como calor causado por la viscosidad del fluido (Taylor, 1935).

Tanto desde una perspectiva elemental del proceso como desde un enfoque más ingenieril, avanzar en la comprensión del decaimiento de la turbulencia es esencial. Desde el punto de vista teórico, el estudio del decaimiento libre de la turbulencia permite analizar la dinámica de flujos turbulentos de manera más controlada, ya que no hay aporte continuo de energía desde condiciones de borde o mecanismos externos (gradientes de presión, inyección de masa, paredes en movimiento o rugosas, superficies curvas, etc.), ofreciendo un modelo simplificado donde la evolución de la energía cinética está gobernada únicamente por la dinámica interna. Esto facilita la investigación de la transferencia de energía y la validación de teorías fundamentales de la turbulencia, incluyendo modelos estadísticos y la teoría de Kolmogórov. Además, constituye un caso de referencia ampliamente utilizado para evaluar la precisión de distintos modelos numéricos de turbulencia (RANS, LES y DNS), debido a que las condiciones iniciales y de contorno están bien definidas y no intervienen fuerzas externas como la inyección de energía por un agitador o las fuerzas de corte en una capa límite, en el trabajo de Gorbunova et al. (2020) calculan espectros de energía cinética obtenidos a partir de DNS de alta resolución y luego comparan con datos experimentales de una grilla ensayada en un túnel de viento encontrando concordancia entre ellos.

Desde el punto de vista aplicado, en procesos de enfriamiento de fluidos es crucial comprender el decaimiento, ya que la eficiencia de la transferencia de calor depende directamente de cómo se disipa la energía cinética del flujo (Nagata et al., 2008), o en sistemas de combustión, Ten Thij et al. (2016) observan como la mezcla turbulenta afecta la eficiencia del quemado y la producción de emisiones, entender cómo decae la turbulencia ayuda a controlar y mejorar estos procesos.

Utilizar una grilla fija y hacer pasar un fluido a través de ella es el método experimental más común para producir un flujo turbulento cuya energía decaiga naturalmente (Kurian & Fransson, 2009). Esto se debe a que una grilla fija en un canal es simple de implementar, y solo requiere de una estructura que mantenga el flujo continuo, ya sea por gravedad o por bomba/ventilador. Por ejemplo, múltiples estudios en túneles de viento (Krogstad & Davidson, 2011; Hearst & Lavoie, 2016; Zhao et al., 2023) y algunos estudios en canales de agua (Lavoie et al., 2007; Raushan et al., 2018) lo corroboran. En este tipo de experimentos el decaimiento ocurre espacialmente a lo largo del canal y con flujo convectivo, y la naturaleza de la turbulencia tiende a ser más anisotrópica siendo afectada por el flujo global. Es importante mencionar que muchos flujos presentes en ingeniería y/o en la naturaleza presentan un flujo neto, como en ductos de ventilación, motores de aviones, flujos atmosféricos o ríos. En este contexto, el uso de grillas fijas en canales permite generar turbulencia a medida que el flujo circula a través de ellas, reproduciendo de manera más cercana las características de los flujos naturales, como lo es la formación de vórtices de diferentes escalas y la evolución autónoma de la energía cinética del flujo.

En contraparte existe otro tipo de experimentos, que consiste en grillas móviles, es decir, el fluido está en reposo y es la grilla la que se mueve dentro de un tanque cerrado como se muestra en los trabajos de Liu (1995) y Rahgozar & Rival (2017). En este tipo de experimentos, también conocidos como “tanques de remolque” o “towing tank”, el decaimiento es temporal (en el mismo lugar, después del movimiento) y sin flujo medio. Debido a esto, la naturaleza de la turbulencia tiende a ser más homogénea e isotrópica en el centro del tanque, lo que permite estudiar la evolución de la turbulencia en forma más cercana a la teoría. Es decir, las grillas móviles se usan más en estudios fundamentales del fenómeno físico, pretendiendo validar teorías estadísticas o modelos numéricos, donde se evita el transporte convectivo (Comte-Bellot & Corrsin, 1966; Saffman, 1967; Krogstad & Davidson, 2010), lo anterior reduce la complejidad del análisis y permite observar cómo la energía turbulenta se disipa con el tiempo de forma más controlada. Por otro lado, este tipo de instalaciones ofrece un alto grado de control experimental, principalmente porque es posible ajustar con precisión la velocidad y amplitud de movimiento de la grilla, condición clave para definir la intensidad inicial de la turbulencia. Como desventajas se podría señalar que una grilla móvil requiere de un motor o actuador preciso que gobierne el movimiento, un control oscilatorio robusto, y precaución para evitar efectos mecánicos (vibraciones o flujos inducidos por el motor). En un sistema con grilla móvil, se necesita un tanque grande y largo, especialmente si se requiere una región central homogénea, lo cual suele ser más costoso y ocupar mucho más espacio que en el caso de grillas fijas en canales. Usualmente este tipo de experimentos se utiliza para el estudio de fluidos estratificados (Lienhard V & Van Atta, 1990; Praud et al., 2005), ya que mover el fluido con una bomba puede romper la estratificación, la grilla móvil genera turbulencia sin crear un flujo neto, por ende minimiza la mezcla vertical y permite estudiar cómo la turbulencia se propaga en el medio estratificado sin destruirlo.

En este trabajo se presenta la validación experimental de una instalación tipo “towing tank”, cuyo propósito es la generación de turbulencia mediante el movimiento lineal de una grilla cuadrada en agua. La instalación fue diseñada para permitir el estudio controlado de flujos turbulentos, homogéneos e isotrópicos en condiciones de laboratorio, que posibilite el análisis del decaimiento de la turbulencia. Para esto se obtienen datos acerca del campo de velocidad del flujo mediante velocimetría por imágenes de partículas (PIV) sobre tres velocidades de grilla (250 [mm/s], 350 [mm/s] y 450 [mm/s]) con el objetivo de analizar homogeneidad e isotropía, la evolución de la energía cinética y la tasa de disipación de energía turbulenta.

2. METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

2.1. Instalación

Las mediciones de turbulencia generada por una grilla móvil fueron realizadas en un tanque rectangular ubicado en el Laboratorio de Hidráulica de la Pontificia Universidad Católica de Chile. La Figura 1a muestra las características de la instalación experimental, cuyo tanque posee en su interior dimensiones de 1.00 [m] de ancho, 8.00 [m] de largo y 1.20 [m] de profundidad. Las paredes y el fondo del tanque son de vidrio translucido de 30 [mm] de espesor, lo cual permite accesibilidad óptica por los lados y el fondo del tanque, respectivamente. Sobre el tanque se instaló un sistema de desplazamiento compuesto por una unidad lineal de alta velocidad (denominado travesa) que mueve un deslizador de eje (denominado carro) mediante servomotores y una

transmisión de correa dentada. El sistema puede mover el carro a una velocidad máxima de 2.00 [m/s] sobre una distancia máxima de 6.00 [m], con precisión de 10^{-2} [mm]. La parte superior del tanque está abierta a la atmosfera, habilitando la conexión de un marco de acero inoxidable, ubicado al interior del tanque, con el carro de la travesa mediante un cilindro de acero inoxidable. La travesa está alineada centralmente con el ancho y largo del tanque, permitiendo un rango de movimiento efectivo de 5.40 [m] a lo largo del tanque. Al interior del marco de acero inoxidable se instaló una grilla de acrílico cortado con láser. La Figura 1b muestra el diseño de la grilla, la cual consiste en ocho barras cuadradas distribuidas horizontalmente, y ocho barras cuadradas distribuidas verticalmente, todas de espesor $e = 10$ [mm] y espaciamiento de $M = 60$ [mm]. El tanque se llenó con agua destilada a una altura constante desde el fondo igual a 1.00 [m], y la grilla se sumerge al interior con su centro posicionado a 0.592 [m] desde el fondo. El movimiento de la grilla y el cilindro de acero genera ondas en la superficie libre, las cuales requieren ser disipadas al alcanzar los extremos del tanque. Para mitigar estas ondas, dos amortiguadores pasivos (denominados aquietadores) fueron instalados en ambos extremos del tanque.

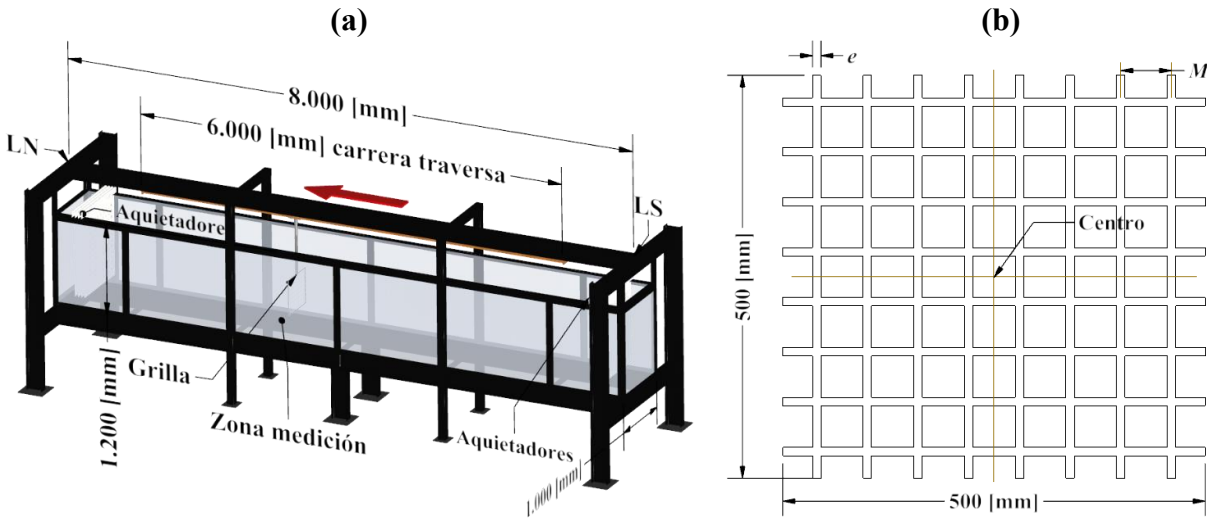


Figura 1. Esquema de la instalación experimental (a) y del diseño de la grilla (b).

2.2. Análisis dimensional

El flujo inducido por una grilla móvil sumergido en un tanque de agua no estratificado está gobernado principalmente por las propiedades de la grilla y del fluido. Consecuentemente, los parámetros físicos que caracterizan el sistema incluyen la velocidad de la grilla, U_0 , el espaciamiento de la grilla, M , el espesor de barra de la grilla, e , y la viscosidad cinemática del fluido, ν . A partir de estos cuatro parámetros es posible construir dos parámetros adimensionales:

$$Re_M = U_0 M / \nu \quad (1)$$

$$\sigma = e / M \quad (2)$$

La ecuación (1) corresponde al número de Reynolds basado en el espaciamiento de la grilla, Re_M . Este número cuantifica la relación entre las fuerzas inerciales y viscosas, y, por lo tanto, controla el nivel de turbulencia inicial del sistema. El segundo parámetro definido por la ecuación (2) caracteriza la solidez de la grilla, σ , e influye en el contenido de energía inicial y la estructura

espacial de la turbulencia. En este estudio, la solidez no varía y equivale a $e/M = 1/6 \approx 0.167$. Otros estudios utilizan la definición de la solidez propuesta por Lavoie et al. (2007) que corresponde a:

$$\sigma = (e/M)(2 - e/M) \quad (3)$$

Esta definición relaciona el área de bloqueo de las barras y el área total de forma más directa. En la literatura, se han registrado valores de la ecuación (3) entre 0.30 – 0.45 (Mohamed & Larue, 1990; Lavoie et al., 2007; Zheng et al., 2021), en donde si el valor es más alto, mayor es el bloqueo del flujo y mayor el nivel de turbulencia generado. En el presente estudio, la solidez es $\sigma = 0.31$, lo cual está dentro del rango típico cerca del límite inferior, donde hay menor bloqueo del flujo y un menor nivel de turbulencia generada.

Respecto al número de Reynolds Re_M , se evaluará su efecto por medio de la variación de la velocidad de la grilla U_0 considerando tres velocidades: 250 [mm/s], 350 [mm/s] y 450 [mm/s]. A priori, asumiendo una temperatura de 20 [°C] y una viscosidad cinemática del agua $\nu = 1.003 \times 10^{-6}$ [m²/s], los números de Reynolds asociados a estas velocidades resultan iguales a 14949, 20929 y 26909, respectivamente. Finalmente, los resultados de este estudio serán normalizados utilizando U_0 como la escala de velocidad, M como la escala de longitud, M/U_0 como la escala de tiempo y ν como la escala de viscosidad.

2.3. Métodos de medición

El campo vectorial de velocidad fue cuantificado por medio de un sistema PIV bidimensional de dos componentes (2D2C). La Figura 2a muestra el sistema PIV, el cual consiste en un láser continuo de 5 [W] de potencia y longitud de onda 532 [nm], además de una cámara CCD de 25 [MP]. El dispositivo láser fue posicionado por debajo del tanque, a 0.20 [m] en dirección norte desde la mitad del tanque. Una vez encendido, el haz de láser fue expandido para crear un plano de luz de 1.00 [mm] de espesor mediante tres lentes planos-cóncavo instalados en serie (15-25-55 [mm]). El plano láser interceptó el plano vertical y central del tanque, el cual se alinea con el eje de movimiento de la grilla. Como partículas trazadoras se usaron microesferas de vidrio huecas (TSI Incorporated, modelo 10089) de diámetro medio nominal $d_p = 8-12$ [μm] y densidad $\rho_p = 1.05-1.15$ [g/cm³], las cuales fueron inyectadas y distribuidas homogéneamente en el tanque previo a la ejecución de los experimentos. Las imágenes PIV fueron capturadas con una cámara CCD que puede operar a una resolución máxima de 3072×4096 [px] y una tasa de adquisición de 181 [Hz]. Esta cámara fue posicionada perpendicular al plano de luz, por fuera del tanque, y fue equipada con un lente de 50 [mm] f/2.8 para capturar estructuras de flujo de gran escala en una región aproximada de $4M \times 3M$.

Los pares de imágenes PIV fueron obtenidos mediante la operación de la cámara en modo de doble-pulso, manteniendo el láser iluminando continuamente. Este modo es definido por tres parámetros: el periodo de operación, T_0 , el intervalo de tiempo entre pares de imágenes PIV, δt , y el tiempo de exposición de cada imagen. La tasa de adquisición de pares de imágenes, $f/2 = 1/2T_0$, fue ajustado para capturar la grilla avanzando a $\Delta(x/M) = 1/8$ por cada par de imágenes, donde x representa la distancia en la dirección de avance de la grilla. Para las tres velocidades de grilla utilizadas, 250 [mm/s], 350 [mm/s] y 450 [mm/s], la tasa de adquisición de pares de imágenes

fue de 33.3 [Hz], 46.7 [Hz] y 60 [Hz], respectivamente. En cada medición se capturó 2400 pares de imágenes, equivalente a un tiempo total normalizado de captura $tU_0/M = 300$. De estos 2400 pares de imágenes PIV, solo 196 pares fueron procesados, los cuales fueron seleccionados para estar distribuidos de manera logarítmica en el tiempo.

Las imágenes PIV seleccionadas fueron rectificadas para minimizar los efectos de distorsión causados por el lente, la interfaz de vidrio y el agua del tanque. Los parámetros de rectificación fueron obtenidos mediante el ajuste de una función polinomial de tercer orden a los puntos de una cuadrícula (placa de calibración) previamente instalada en la zona de medición. Los centros de cada punto fueron reconocidos con precisión del subpíxel, por medio del ajuste de una distribución gaussiana a la intensidad de los píxeles. Posterior a la rectificación, se realizó el procesamiento PIV a través del código PIVLab. Aquí, el campo vectorial de desplazamiento se obtuvo mediante un algoritmo de correlación directa de la transformada de Fourier, con un enfoque lineal de correlación cruzada. El algoritmo fue configurado para procesar en tres pasos, comenzando por una ventana de interrogación de 128 [px] y 50% de traslape, para luego reducir la ventana a 64 [px] y 32 [px]. Este enfoque permite reducir los errores de cálculo en ventanas de interrogación más pequeñas al tomar como referencia los resultados de correlación de las ventanas de interrogación más grandes. Adicionalmente, el tiempo δt entre pares de imágenes PIV fue ajustado para detectar un desplazamiento máximo de partículas equivalente a un 25% del tamaño de la ventana de interrogación más pequeña. Finalmente, a cada pico de correlación se aplicó un ajuste gaussiano para estimar el vector de desplazamiento con precisión del subpíxel.

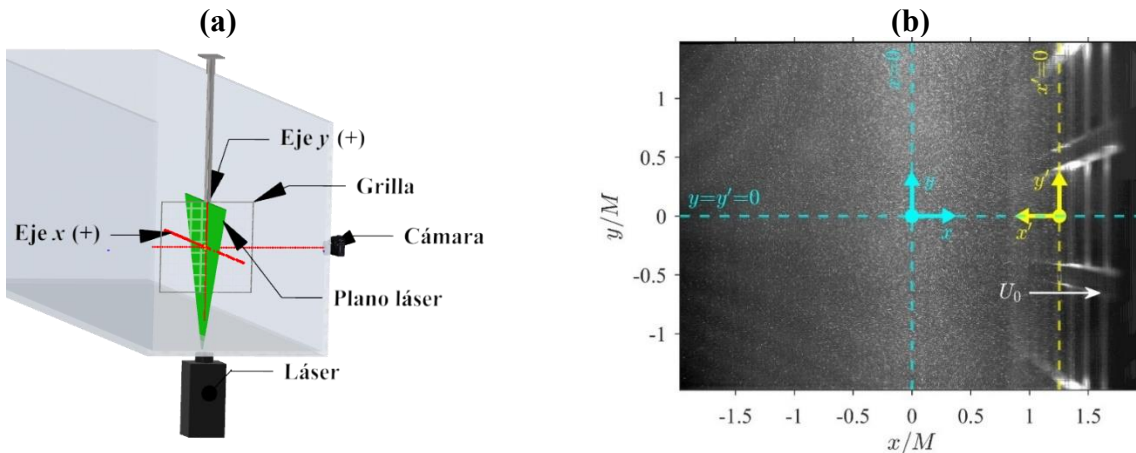


Figura 2. Esquema del sistema PIV (a) y esquema de los marcos de referencia (b).

2.4. Sistema de referencia

En las mediciones de turbulencia generada por una grilla móvil es posible definir dos sistemas o marcos de referencia, como se muestran en la Figura 2b. El primero, el marco de referencia de laboratorio (x, y) (flechas en cian) corresponde a aquel que está fijo a un punto relativo al tanque. El segundo, el marco de referencia móvil (x', y') (flechas en amarillo) corresponde a aquel que está fijo a un punto relativo a la grilla, y, por lo tanto, se mueve a la misma velocidad U_0 .

Teóricamente, el marco de referencia de laboratorio debe capturar el decaimiento progresivo del flujo en el tiempo una vez que este es forzado por la grilla. Por el contrario, el marco de referencia

móvil debe capturar al flujo en condiciones estadísticamente estacionarias. En ese sentido, la dinámica del flujo acorde a los sistemas de referencia propuestos es opuesta al descrito en experimentos de grillas fijas en canales. Respecto a los puntos de origen, para el marco de referencia de laboratorio, $x = 0$ fue definido en el centro horizontal de las imágenes PIV, equivalente a donde el haz de laser se proyecta en la vertical. Para el marco de referencia móvil, el origen $x' = 0$ fue definido rasante al lado sur de la grilla. Para ambos marcos de referencia, las coordenadas verticales son idénticas, es decir, $y \equiv y'$. En este caso, además, el origen $y = 0$ fue definido en el centro de la grilla, es decir, entre el espacio de dos barras rectangulares.

El origen $x' = 0$ se determinó en cada instante de tiempo t por medio de la detección de la grilla en las imágenes PIV. La Figura 3 describe el esquema de detección utilizado, el cual se resume en cuatro pasos: (i) el algoritmo aplica una máscara sobre la imagen para analizar únicamente la zona donde las barras de la grilla se mueven. Luego, (ii) se calcula el promedio vertical de la intensidad de la imagen a lo largo de la coordenada horizontal x , para después identificar el pico de intensidad y su posición en x . (iii) si la posición del pico está al lado centroizquierda de la imagen ($x < 0$), entonces se le resta el espesor de la barra, $e = 10$ [mm]. Esto se debe a que el algoritmo detectó el lado norte de la grilla, es decir, la posición $x' = -10$ [mm]. Finalmente, (iv) los datos de $x' = 0$ se grafican en términos del tiempo t versus posición x . A estos datos se le ajustó una función lineal cuya pendiente a la inversa corresponde a la velocidad de la grilla U_0 . Para todos los experimentos realizados, el valor de esta velocidad tuvo un error máximo de $\sim 0.5\%$ de la velocidad real. Por lo tanto, la función lineal obtenida se utilizó tanto para interpolar la posición $x' = 0$ en x en imágenes PIV donde no se pudo detectar, como también para extrapolar la posición de $x' = 0$ en x en imágenes PIV donde la grilla ya pasó.

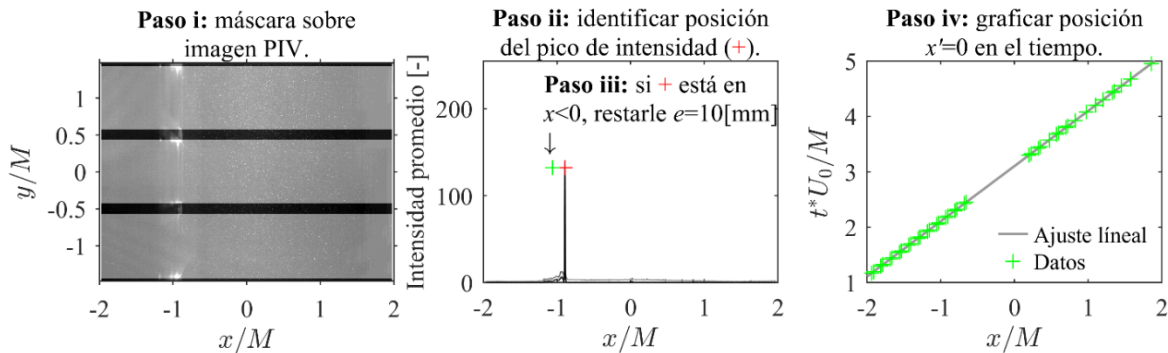


Figura 3. Pasos para la detección de $x' = 0$ en las imágenes PIV.

El sistema PIV utiliza principalmente el marco de referencia del laboratorio. Por lo tanto, la cuantificación de las propiedades estadísticas del campo vectorial de velocidad se realizó a través del promedio del conjunto, $\langle \cdot \rangle$, considerando un conjunto de N repeticiones experimentales para cada velocidad U_0 . El método requiere que el promedio de una señal de velocidad se calcule para un mismo instante de tiempo t , obteniendo el comportamiento promedio del flujo transitorio en el marco de referencia de laboratorio. Equivalentemente, se entiende que este promedio de señal de velocidad es calculado para una misma distancia x' para obtener el comportamiento promedio de un flujo estacionario en el marco de referencia móvil.

3. RESULTADOS

En esta sección se muestran los resultados obtenidos de la campaña experimental. La Tabla 1 describe las características de los experimentos para las tres velocidades de grilla evaluadas. Por simplicidad, estos serán nombrados como U25, U35 y U45 para las velocidades de grilla U_0 iguales a 250 [mm/s], 350 [mm/s] y 450 [mm/s], respectivamente. En cada caso, la temperatura T fue evaluada en las N repeticiones experimentales, donde $\langle T \rangle$ corresponde al promedio obtenido a partir de la N repeticiones, y $T' = T - \langle T \rangle$ corresponde a las variaciones en torno al promedio. Al medir T en una repetición no se detectó diferencias espaciales mayores a 0.1 [°C], lo que permite descartar procesos de estratificación. Dado que la temperatura influye en la viscosidad cinemática, ν , y esta a su vez en el número de Reynolds, Re_M , se evaluaron también sus correspondientes promedios, $\langle \nu \rangle$ y $\langle Re_M \rangle$, y variaciones, $\nu' = \nu - \langle \nu \rangle$ y $Re'_M = Re_M - \langle Re_M \rangle$.

Los resultados en la Tabla 1 muestran pequeñas variaciones de T entre repeticiones, generando valores bajos de la magnitud de las fluctuaciones de viscosidad, $\langle \nu'^2 \rangle^{1/2}$, y del número de Reynolds, $\langle Re_M'^2 \rangle^{1/2}$, en torno a sus promedios. Para las tres condiciones, se consideraron $N = 256$ repeticiones, y cada repetición está separada una de la otra por un tiempo Δt_{exp} , los cuales aseguraron una disipación completa de la cantidad de movimiento generada por la grilla.

Tabla 1. Condiciones experimentales.

| ID | U_0 [mm/s] | $\langle T \rangle \pm \langle T'^2 \rangle^{1/2}$ [°C] | $(\langle \nu \rangle \pm \langle \nu'^2 \rangle^{1/2}) \times 10^{-6}$ [m ² /s] | $\langle Re_M \rangle \pm \langle Re_M'^2 \rangle^{1/2}$ [-] | σ [-] | N [-] | Δt_{exp} [min] |
|-----|-----------------|--|--|---|-----------------|------------|---------------------------|
| U25 | 250 | 19.5 ± 0.5 | 1.015 ± 0.013 | 14774 ± 186 | 0.31 | 256 | 60 |
| U35 | 350 | 23.2 ± 0.5 | 0.923 ± 0.011 | 22588 ± 274 | 0.31 | 256 | 90 |
| U45 | 450 | 21.6 ± 1.1 | 0.966 ± 0.024 | 27971 ± 694 | 0.31 | 256 | 90 |

3.1. Convergencia estadística

La turbulencia es un fenómeno caótico y altamente irregular, por ende, su descripción se debe realizar desde un punto de vista estadístico. Como nomenclatura, se utiliza U como la velocidad instantánea en el eje x , V como la velocidad instantánea en eje y , u como la componente fluctuante de velocidad en el eje x , y v como la componente fluctuante de velocidad en el eje y . Adicionalmente, los resultados son normalizados utilizando las escalas definidas en la Sección 2.2. La Figura 4 describe la evolución de la convergencia de los datos de velocidad para el caso U45, evaluados en el origen del marco de referencia de laboratorio, a distintos instantes de tiempo $tU_0/M = \{5, 60, 100\}$.

Las Figuras 4a-4c muestran cómo para un número de repeticiones experimentales N , la velocidad media horizontal $\langle U \rangle_N$ (línea sólida en gris claro) y la velocidad media vertical $\langle V \rangle_N$ (línea sólida en gris oscuro) se diferencian del caso con $N = 256$, es decir, $\langle U \rangle_{256}$ y $\langle V \rangle_{256}$, respectivamente. Además, las líneas segmentadas indican cuánto se desvía el valor calculado del valor real, con un 95% de nivel de confianza. Dado un N , si la diferencia $\langle \cdot \rangle_N - \langle \cdot \rangle_{256}$ es cercana a cero, significa que el estadístico está convergiendo al valor final de $N = 256$. Basado en esto, los resultados muestran que la convergencia se obtiene para $N \ll 256$, pero este valor de N varía según el tiempo tU_0/M . De forma análoga, las Figuras 4d-4f describen el mismo comportamiento de la convergencia para la raíz cuadrática media de las fluctuaciones de velocidad horizontal $\langle u^2 \rangle_N^{1/2}$.

y vertical $\langle v^2 \rangle_N^{1/2}$. Esto implica que $N = 256$ para U45 resulta suficiente para describir al menos los estadísticos de primer y segundo orden de la velocidad. En consecuencia, dado que U45 posee el mayor nivel de turbulencia, se consideró válido el mismo número de experimentos $N = 256$ para U35 y U25.

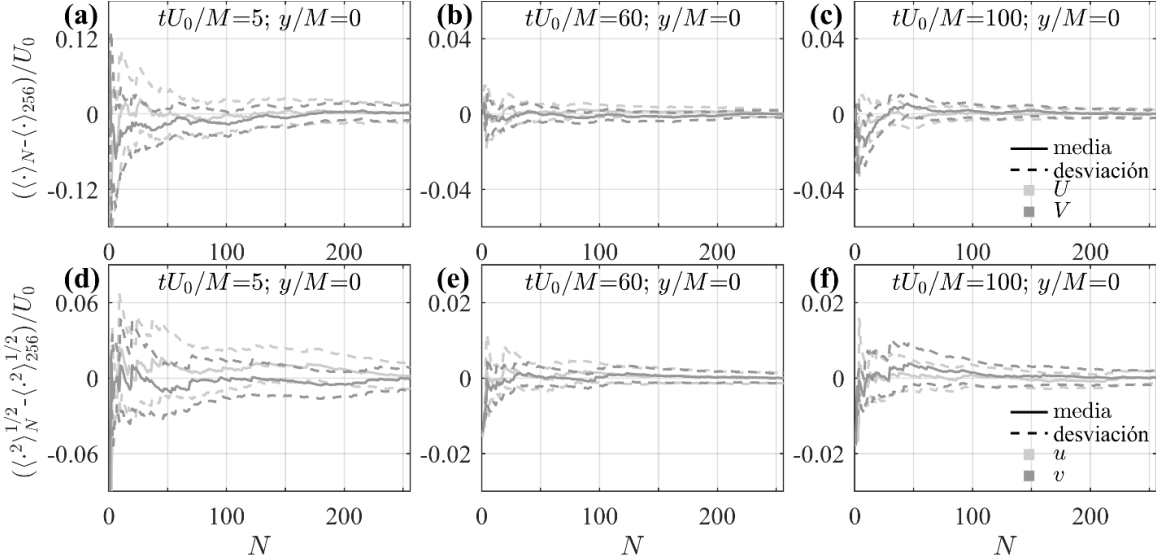


Figura 4. Evaluación de la convergencia en U45, para la velocidad media (a-c) y la raíz cuadrática media de las fluctuaciones de velocidad (d-f), en el origen del marco de referencia de laboratorio a distintos instantes de tiempo tU_0/M iguales a 5 (a-d), 60 (b-e) y 100 (c-f).

3.2 Homogeneidad e isotropía

La turbulencia homogénea ocurre cuando todas las propiedades estadísticas del campo vectorial del flujo se mantienen constantes en el espacio. Para evaluar la homogeneidad del flujo, se verifica la distribución de velocidad en la dirección vertical y transversal en distintos instantes de tiempo. Sin embargo, dado que las mediciones son bidimensionales, este estudio verifica únicamente la homogeneidad a lo largo de la dirección vertical y .

Las Figuras 5a-5b describen la distribución de la velocidad media normalizada en la horizontal $\langle U \rangle / U_0$ y la vertical $\langle V \rangle / U_0$, a lo largo de la coordenada vertical normalizada y/M , para los instantes de tiempo $tU_0/M = \{5, 10, 20, 60\}$. Los instantes seleccionados tienen el propósito de resaltar comportamientos particulares identificados en los experimentos.

La Figura 5a muestra que para $tU_0/M = 5$, $\langle U \rangle / U_0$ presenta mínimos locales que coinciden en los centros entre barras, y máximos locales que coinciden con las barras. Para $tU_0/M = 10$, este comportamiento es casi inexistente, para luego cambiar a una distribución uniforme en tiempos más tardíos. Por el contrario, la Figura 5b muestra que $\langle V \rangle / U_0$ siempre se mantiene uniforme y cercano a cero. A su vez, las Figuras 5c-5d describen la distribución de la raíz cuadrática media (r.m.s.) de las fluctuaciones de velocidad normalizadas en la horizontal, $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U_0$, y la vertical, $\langle v^2 \rangle^{1/2} / U_0$, a lo largo de la coordenada vertical normalizada, y/M , para los mismos instantes de tiempo. Los resultados muestran que las propiedades turbulentas se distribuyen homogéneamente a lo largo del eje y/M y que, para los instantes de tiempos evaluados, la magnitud disminuye con

el paso del tiempo. Además, los valores $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U_0$ y $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U_0$ son muy similares para un mismo instante de tiempo sobre las tres velocidades de grilla evaluadas.

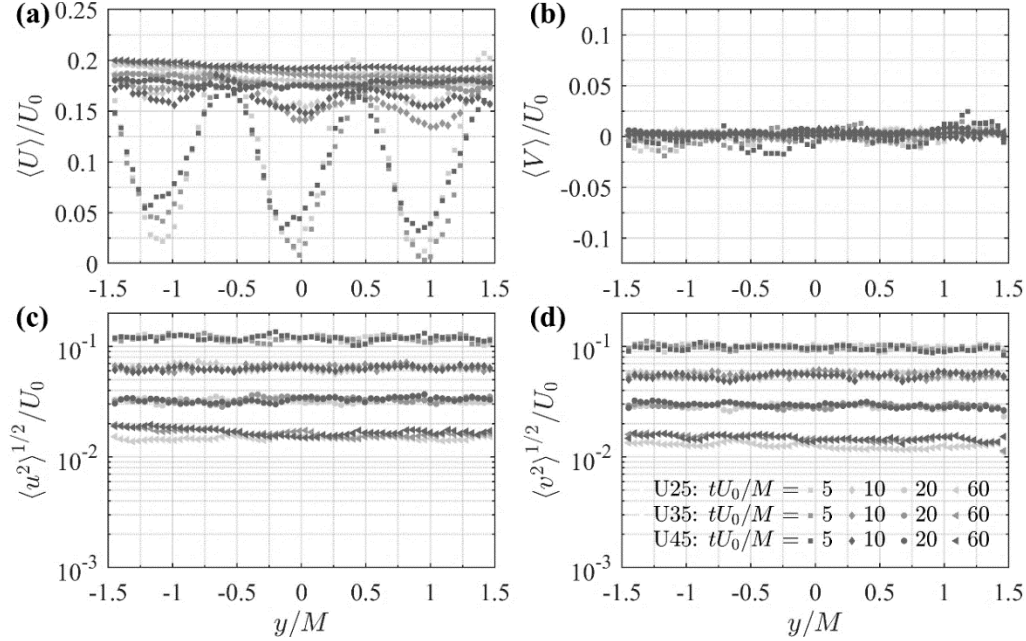


Figura 5. Perfiles verticales de velocidad media (a, b) y raíz cuadrática media de las fluctuaciones de velocidad (c, d) a distintos instantes de tiempo $tU_0/M = \{5, 10, 20, 60\}$.

Un análisis más profundo de los perfiles de la Figura 5 también permite concluir que los centros entre barras $y/M = \{-1, 0, 1\}$ son puntos equivalentes en términos dinámicos, es decir, que el flujo posee un comportamiento estadístico muy similar. Esto significa que la información estadística de la turbulencia se puede extraer no de un único punto sobre el eje y , si no de tres a la misma vez. Por lo tanto, la cantidad de experimentos asciende a $3N = 768$. Como se había discutido en la Sección 3.1, mientras más puntos de información se tenga, la estadística es más robusta.

En turbulencia homogénea e isotrópica, la función de densidad de probabilidad de la velocidad debe ser invariante en el espacio y seguir una distribución gaussiana (Batchelor, 1953). Para evaluar la forma de distribución de la velocidad, se analizan los momentos estadísticos derivados de la velocidad fluctuante, en particular la asimetría, S , y la curtosis o planitud, K . A continuación, las ecuaciones (4) y (5) muestran el cálculo de la asimetría y la curtosis, respectivamente:

$$S = \langle u^3 \rangle / \langle u^2 \rangle^{3/2} \quad (4)$$

$$K = \langle u^4 \rangle / \langle u^2 \rangle^2 \quad (5)$$

En el caso de turbulencia homogénea e isotrópica, se espera que la asimetría de todas las componentes de velocidad sea cero, debido a que como no hay dirección preferente, las fluctuaciones positivas y negativas de velocidad ocurren con igual probabilidad, por lo tanto, la distribución es simétrica. Por otro lado, la curtosis de todas las componentes de velocidad se espera que sea tres, ya que las fluctuaciones de velocidad siguen una distribución gaussiana debido al principio central del límite aplicado a múltiples interacciones independientes de vórtices. Sin embargo, en realidad, la distribución fluctuante de la velocidad no es puramente gaussiana, ya que,

en turbulencia de grillas la velocidad en la dirección del flujo disminuye. La Figura 6a muestra los valores de asimetría, y la Figura 6b muestra los valores de planitud, ambos en la línea central del flujo a diferentes tiempos.

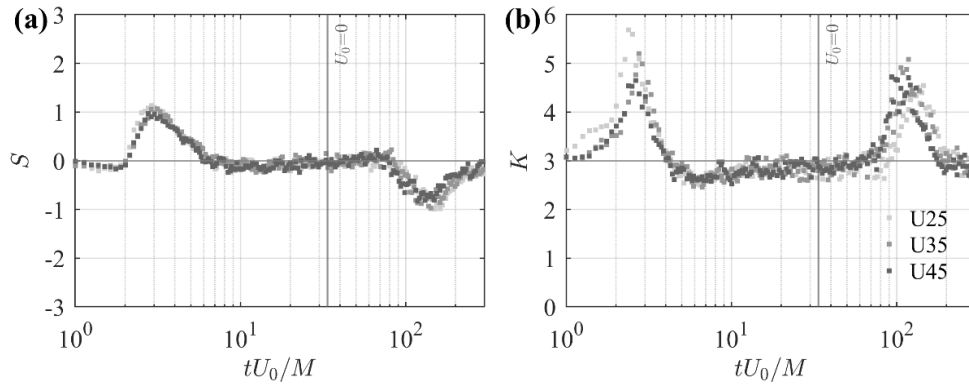


Figura 6. Evolución temporal de la asimetría (a) y la curtosis (b).

De ambos gráficos se puede observar que las tendencias de las líneas son correctas para tU_0/M entre 6 a 80, es decir, S tiende a cero y K tiende a tres. Se debe destacar que la línea vertical corresponde al momento que la grilla se detiene ($U_0 = 0$), hasta dicho punto, los gráficos tienen la forma esperada y concuerdan con lo encontrado en la literatura (Krogstad & Davidson, 2011; Zhao et al., 2023), vale decir, una zona inicial de alta fluctuación que representa la turbulencia inmediata tras el paso de la grilla, y luego una zona plana, que representa el decaimiento. Pero luego del punto de detención de la grilla, se observa alta fluctuación en ambos gráficos, esto ya que probablemente por la longitud del tanque, la onda inicial rebota en la pared del fondo y se devuelve hacia la zona de medición, alterando la dinámica del flujo, aun cuando la grilla esté detenida.

Otro tópico interesante de discutir en términos de isotropía corresponde a la razón de las raíces cuadráticas medias entre las distintas componentes fluctuantes de velocidad. En turbulencia isotrópica, esta razón debería ser la unidad, constante en todas partes. Sin embargo, algunos trabajos experimentales (Comte-Bellot & Corrsin, 1966; Isaza et al., 2014) han demostrado que la razón de las r.m.s. es mayor que uno; es decir, la componente en la dirección del flujo medio es ligeramente mayor que la componente de velocidad transversal.

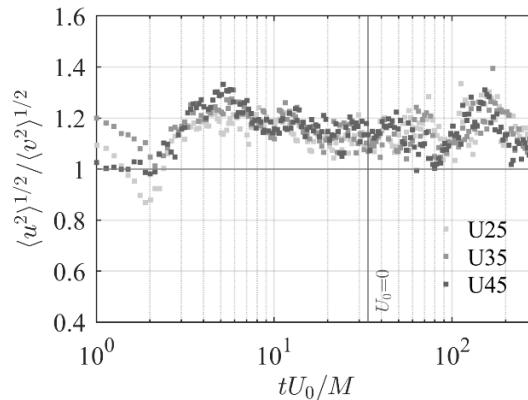


Figura 7. Evolución temporal de la razón de las r.m.s. de las fluctuaciones de velocidad.

La Figura 7 muestra la evolución de la razón entre los r.m.s. de las fluctuaciones de velocidad horizontal y vertical para los tres casos experimentales. Se observa, como se comentó anteriormente, que la razón es superior a la unidad, dando a entender que las fluctuaciones en la dirección del flujo son más grandes que en la dirección transversal, concordando con los estudios previamente mencionados. Si bien es cierto, esto demuestra un pequeño grado de anisotropía, para efectos de consideración práctica, se toma como turbulencia isotrópica de igual modo, especialmente, para la región donde $\langle u^2 \rangle^{1/2} / \langle v^2 \rangle^{1/2} < 1.2$.

3.3. Velocidad media

La serie temporal de velocidad media sirve para determinar en qué instante de tiempo, o distancia de la grilla, el flujo ha alcanzado una condición cuasi-estacionaria. Las Figuras 8a-8b muestran la evolución temporal de la velocidad media normalizada en la dirección longitudinal $\langle U \rangle / U_0$ y vertical $\langle V \rangle / U_0$. Para $\langle U \rangle / U_0$, existen valores negativos de velocidad en los primeros instantes, lo que podría indicar la presencia de recirculación inicial. Luego, $\langle U \rangle / U_0$ aumenta hasta valores aproximados de 0.2, impulsado por la transferencia de cantidad de movimiento desde de la grilla. A continuación, se observa una meseta estable, donde el flujo alcanza un estado cuasi-estacionario, y homogéneo (ver homogeneidad en Figura 5). Finalmente, esta condición se deteriora para $tU_0/M \gtrsim 100$. Por otro lado, $\langle V \rangle / U_0$ es siempre constante e igual a cero para los tres casos, algo esperable en este tipo de flujo.

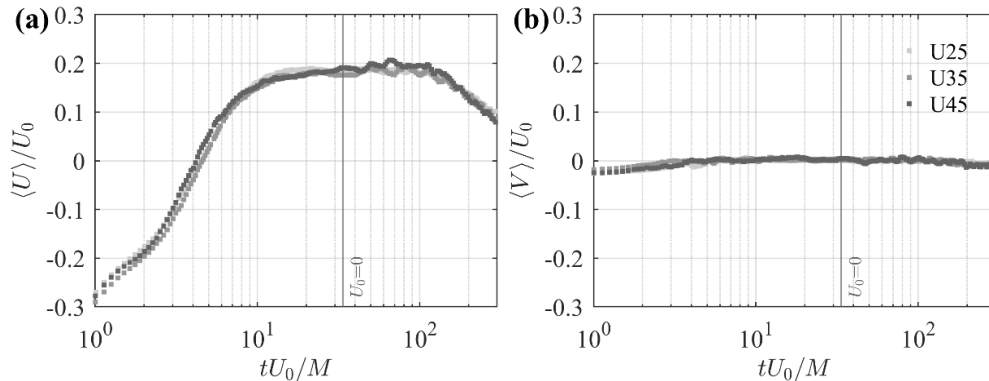


Figura 8. Evolución de la velocidad media horizontal (a) y vertical (b).

3.4. Energía cinética turbulenta y tasa de disipación

La energía cinética turbulenta, k , conocida comúnmente como “TKE” por sus siglas en inglés (Turbulent Kinetic Energy), indica la energía contenida en las fluctuaciones de velocidad, representando así una medida directa de la intensidad turbulenta. La TKE permite comparar regiones del flujo según el nivel de turbulencia que presenten y diagnosticar procesos de producción y disipación de energía en el flujo. Para mediciones PIV bidimensional autores como Duda et al. (2020) postulan que la tercera componente w (no medida) podría fluctuar con la misma intensidad de las otras dos, mostrando errores bajo el 10% en comparación a datos tridimensionales completos, utilizando la ecuación (6) para el cálculo:

$$k = (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle) / 2 \approx (\langle u^2 \rangle + 2\langle v^2 \rangle) / 2 \quad (6)$$

Otro parámetro importante y ligado a la TKE es la tasa de disipación turbulenta ε , que representa la velocidad en la que la energía cinética contenida en las fluctuaciones turbulentas se transforma en calor debido a los efectos viscosos presentes en el fluido, es decir, es un indicador de que tan rápida es la disipación de la energía. Su valor determina las escalas más pequeñas del flujo y es indispensable para la formulación y cierre de modelos de turbulencia. Matemáticamente se define como se muestra en la ecuación (7):

$$\varepsilon = 2 \nu \langle s_{ij} s_{ij} \rangle \quad (7)$$

dónde $s_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$ corresponde al tensor de deformación de las fluctuaciones de velocidad. Para mediciones bidimensionales de PIV, Tanaka & Eaton (2007) postulan que la disipación se puede calcular utilizando supuestos de isotropía por medio de la ecuación (8):

$$\varepsilon \approx 3\nu (\langle s_{11}^2 \rangle + \langle s_{22}^2 \rangle) + 12\nu \langle s_{12}^2 \rangle \quad (8)$$

Las Figuras 9a-9b muestran la evolución temporal de la TKE y la tasa de disipación para los tres casos experimentales. La serie de k presenta las zonas típicamente encontradas en la literatura, mostrando al principio un aumento brusco de la turbulencia debido a los fuertes gradientes de velocidad inmediatamente tras el paso de la grilla, luego una pequeña meseta que indica la estabilización del régimen turbulento y finalmente un decaimiento a lo largo del tiempo, hasta un poco más allá del momento en que la grilla se detiene ($U_0 = 0$). El pico de k suele aparecer ligeramente después del pico de ε . En el inicio, ε crece rápido porque los gradientes de velocidad a pequeña escala aumentan, pero k sigue creciendo debido a la energía que llega desde las escalas más grandes aún supera a la que se disipa. Cuando la energía desde las escalas grandes deja de superar a la disipación, k alcanza su máximo y empieza a decaer. Se observa que posterior a la detención de la grilla, vuelve a existir un aumento en la energía cinética. La causa de este fenómeno no es del todo clara. Para el caso de ε , las curvas presentan un pico donde la turbulencia es más intensa, debido a que los grandes vórtices comienzan a transferir energía hacia los más pequeños. Luego se observa la región de flujo homogéneo e isotrópico, donde ε decae suavemente, es decir, disminuye con el paso del tiempo. Además, se observa que U45 tiene mayor disipación total que U35, y este a su vez mayor que U25, como se esperaba. Finalmente, la forma de las curvas se conserva para los tres casos estudiados, lo que sugiere un comportamiento autosimilar, es decir, las distintas velocidades afectan la magnitud de ε , pero no la estructura del decaimiento.

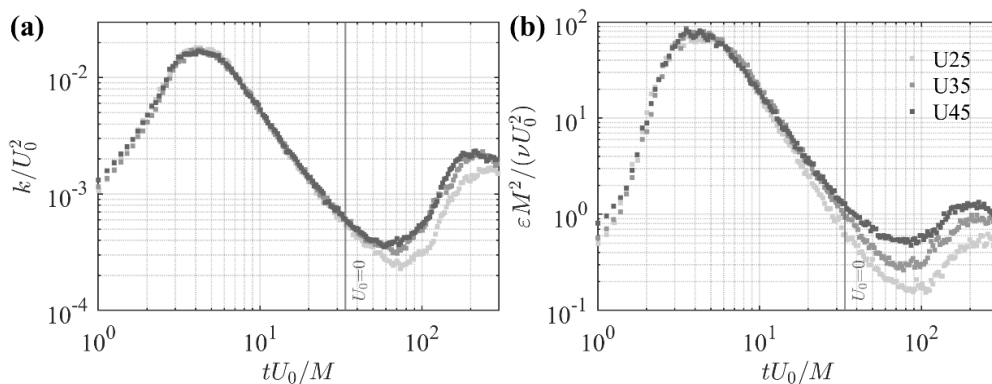


Figura 9. Evolución de la energía cinética turbulenta (a) y la tasa de disipación (b).

4. CONCLUSIONES

Este trabajo presentó la validación de una instalación experimental para el estudio del decaimiento de la turbulencia generada por una grilla móvil dentro de un tanque de agua. Mediante mediciones bidimensionales de PIV y obteniendo indicadores estadísticos a través de un gran conjunto de realizaciones, se verificó el comportamiento del decaimiento de la turbulencia sobre tres velocidades de grilla, 250, 350 y 450 [mm/s], usando una única geometría de grilla, y sin influencia de estratificación por temperatura. Las principales conclusiones son:

- Los perfiles verticales de la raíz cuadrática media de las fluctuaciones de velocidad corroboran la existencia de homogeneidad y decaimiento de las propiedades turbulentas. Por otro lado, los perfiles de velocidad media corroboran el flujo principalmente en dirección del movimiento de la grilla. Cuando el flujo medio axial alcanza un estado cuasi-estacionario y homogéneo, posee una magnitud de $\approx 20\%$ de la velocidad de la grilla U_0 .
- Las series temporales de isotropía, simetría, curtosis, velocidad media, energía cinética turbulenta y disipación muestran tendencias esperadas y valores acordes a lo reportado en la literatura para $tU_0/M \leq 80$. Sin embargo, para tiempos más tardíos, las curvas presentan comportamientos anómalos potencialmente asociados a la longitud limitada del estanque.

Hasta este punto, la instalación cumple con el objetivo de recrear el decaimiento de la turbulencia homogénea e isotrópica en un amplio rango de velocidades de operación para una grilla plana. Sin embargo, es necesario avanzar en la verificación de la homogeneidad e isotropía en la dirección transversal, cómo también solucionar los efectos anómalos para tiempos más tardíos. Adicionalmente, se proyecta la realización de experimentos con fluidos no-Newtonianos en base a soluciones con Carbopol, cuya reología permitirá evaluar el impacto de la no linealidad constitutiva sobre la dinámica del flujo y las estructuras turbulentas, así como observar las diferencias en el decaimiento de la turbulencia con respecto a un fluido Newtoniano como el agua.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el financiamiento entregado por la Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (ANID) mediante el Proyecto Fondecyt N° 1210936. El primer y segundo autor también agradecen a ANID por la beca de Doctorado Nacional 2020-21201843 y 2021-21211295, respectivamente.

REFERENCIAS

Batchelor, G. K. (1953). *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge university press.

Batchelor, G. K., & Townsend, A. A. (1948). Decay of isotropic turbulence in the initial period. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 193(1035), 539–558. <https://doi.org/10.1098/rspa.1948.0061>

- Comte-Bellot, G., & Corrsin, S. (1966). The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(4), 657–682. <https://doi.org/10.1017/S0022112066000338>
- Duda, D., Yanovych, V., & Uruba, V. (2020). An Experimental Study of Turbulent Mixing in Channel Flow Past a Grid. *Processes*, 8(11), 1355. <https://doi.org/10.3390/pr8111355>
- Gorbunova, A., Balarac, G., Bourgoin, M., Canet, L., Mordant, N., & Rossetto, V. (2020). Analysis of the dissipative range of the energy spectrum in grid turbulence and in direct numerical simulations. *Physical Review Fluids*, 5(4). <https://doi.org/10.1103/physrevfluids.5.044604>
- Hearst, R. J., & Lavoie, P. (2016). Effects of multi-scale and regular grid geometries on decaying turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 803, 528–555. <https://doi.org/10.1017/jfm.2016.515>
- Isaza, J. C., Salazar, R., & Warhaft, Z. (2014). On grid-generated turbulence in the near- and far field regions. *Journal of Fluid Mechanics*, 753, 402–426. <https://doi.org/10.1017/jfm.2014.375>
- Krogstad, P.-Å., & Davidson, P. A. (2010). Is grid turbulence Saffman turbulence? *Journal of Fluid Mechanics*, 642, 373–394. <https://doi.org/10.1017/s0022112009991807>
- Krogstad, P.-Å., & Davidson, P. A. (2011). Freely decaying, homogeneous turbulence generated by multi-scale grids. *Journal of Fluid Mechanics*, 680, 417–434. <https://doi.org/10.1017/jfm.2011.169>
- Kurian, T., & Fransson, J. H. M. (2009). Grid-generated turbulence revisited. *Fluid Dynamics Research*, 41(2), 021403. <https://doi.org/10.1088/0169-5983/41/2/021403>
- Lavoie, P., Djenidi, L., & Antonia, R. A. (2007). Effects of initial conditions in decaying turbulence generated by passive grids. *Journal of Fluid Mechanics*, 585, 395–420. <https://doi.org/10.1017/s0022112007006763>
- Lienhard V, J. H., & Van Atta, C. W. (1990). The decay of turbulence in thermally stratified flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 210, 57–112. <https://doi.org/10.1017/s0022112090001227>
- Liu, H.-T. (1995). Energetics of grid turbulence in a stably stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 296, 127–157. <https://doi.org/10.1017/s0022112095002084>
- Mohamed, M. S., & Larue, J. C. (1990). The decay power law in grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 219, 195–214. <https://doi.org/10.1017/s0022112090002919>
- Nagata, K., Suzuki, H., Sakai, Y., Hayase, T., & Kubo, T. (2008). Direct numerical simulation of turbulent mixing in grid-generated turbulence. *Physica Scripta*, T132, 014054. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2008/t132/014054>

Praud, O., Fincham, A. M., & Sommeria, J. (2005). Decaying grid turbulence in a strongly stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 522, 1–33. <https://doi.org/10.1017/s002211200400120x>

Rahgozar, S., & Rival, D. E. (2017). On turbulence decay of a shear-thinning fluid. *Physics of Fluids*, 29(12). <https://doi.org/10.1063/1.5012900>

Raushan, P. K., Singh, S. K., & Debnath, K. (2018). Grid generated turbulence under the rigid boundary influence. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 182, 252–261. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.10.003>

Saffman, P. G. (1967). The large-scale structure of homogeneous turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 27(3), 581–593. <https://doi.org/10.1017/s0022112067000552>

Tanaka, T., & Eaton, J. K. (2007). A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV: Validated by random Oseen vortices synthetic image test. *Experiments in Fluids*, 42(6), 893–902. <https://doi.org/10.1007/s00348-007-0298-y>

Taylor, G. I. (1935). Statistical theory of turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, 151(873), 421–444. <https://doi.org/10.1098/rspa.1935.0158>

Ten Thij, G. D., Verbeek, A. A., & Van Der Meer, T. H. (2016). Application of Fractal Grids in Industrial Low-Swirl Combustion. *Flow, Turbulence and Combustion*, 96(3), 801–818. <https://doi.org/10.1007/s10494-015-9670-9>

Zhao, Y., Yang, Y., Li, M., & Peng, Y. (2023). Measurements of decaying grid turbulence with various initial conditions. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 102, 46–55. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2023.07.005>

Zheng, Y., Nagata, K., & Watanabe, T. (2021). Energy dissipation and enstrophy production/destruction at very low Reynolds numbers in the final stage of the transition period of decay in grid turbulence. *Physics of Fluids*, 33(3). <https://doi.org/10.1063/5.0041929>