SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERÍA HIDRÁULICA

XXIV CONGRESO CHILENO DE INGENIERÍA HIDRÁULICA

ESTELAS FORMADAS DESPUÉS DE OBSTÁCULOS POROSOS EN AGUAS SOMERAS

ÁNGEL PALACIOS.[1]
LUCIANO HERGENREDER.[2]
WERNHER BREVIS.[3]

RESUMEN

El presente estudio investiga el impacto de la porosidad en la formación de estelas formadas en flujos someros después de obstáculos porosos conformados por cilindros plásticos que varían en número de acuerdo a tres porosidades: $\beta = 0.9$, 0.75 y 0.6. Para determinar la velocidad del flujo, se obtuvieron grabaciones sembrando partículas en la superficie del agua, que posteriormente fueron analizadas con el método de velocimetría de imagen de partículas a gran escala (LSPIV). Después de análisis estadísticos que incluyeron la Descomposición de Reynolds de las velocidades, análisis puntual de autocorrelaciones y relaciones cruzadas, la descomposición modal (POD) y la descomposición de modos dinámica (DMD), las principales estructuras turbulentas que forman el flujo fueron develadas. Los resultados obtenidos sugieren que, a diferencia de estudios previos, la longitud de la estela no está determinada únicamente por la porosidad y en su lugar factores como la geometría o disposición contribuyen a su desarrollo aguas abajo del obstáculo. Además, se observó que la porosidad si es un agente determinante en el desarrollo de vorticidad dentro del flujo.

[1]Edtudiante de doctorado, Pontificia Universidad Católica de Chile – apalacios1@uc.cl

[2]Estudiante de doctorado, Pontificia Universidad Católica de Chile – lhergenreder@uc.cl

[3]Profesor asociado, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambienta, Pontificia Universidad Católica de Chile – wbrevis@ing.puc.cl

1. INTRODUCCIÓN

La generación en flujos donde la magnitud horizontal excede grandemente la vertical se puede encontrar en lugares como ríos, lagos y costas. Estos flujos son clasificados como someros y los mecanismos de generación de estructuras turbulentas que se desarrollan de una forma quasi-bidimensional (quasi-2D) pueden deberse a cualquiera de tres factores de acuerdo a Jirka (2001): inestabilidades en flujo, inestabilidades transversales y fuerza topográfica. El primero se produce por cambios en la geometría del medio donde se encuentra el fluido. El segundo se genera por capas de corte que se cruzan, por ejemplo, en el cruce de dos vertientes. El tercero, que es el más fuerte, se genera por irregularidades topográficas como obstáculos, rocas o vegetación que dividen al flujo.

Cuando esta última situación ocurre, una zona de baja velocidad, conocida como estela, se genera detrás del obstáculo. Esta zona, dominada por estructuras quasi-2D coherentes , tiene tres tipos de conducta (Chen and Jirka, 1995): vórtices de calle, burbuja inestable y burbuja estable. La primera se encuentra cuando las perturbaciones generadas por el alto intercambio de momento y masa entre la estela y el flujo alrededor de la misma generan vórtices de von-Kármán. La segunda situación sucede cuando la estela se extiende y las capas de corte detrás del obstáculo se cruzan aguas abajo, más atrás que en el primero caso. La tercera situación se aprecia cuando la zona de baja de velocidad presenta un intercambio de momento bajo y las inestabilidades observadas generan remolinos.

Además de la estela formada detrás del obstáculo rodeada de capas de corte, el forzamiento topográfico genera la presencia de un vórtice de herradura en la parte frontal del obstáculo (Williamson, 1996). Sin embargo, el comportamiento de la estela y las estructuras contenidas dentro de ésta se ven afectadas cuando el obstáculo es poroso. Uno de los primeros estudios con obstáculos porosos desarrollado por Castro (1971) identificó dos regímenes de flujo los cuales cambian de acuerdo a la porosidad β: cuando β toma valores por debajo de 0.2 se crea una zona de recirculación detrás del obstáculo, la cual desaparece en valores mayores a 0.2. La diferencia de comportamiento se debe primordialmente a que el caudal que percola el obstáculo y llega a la estela depende varía de acuerdo a la fracción sólida ϕ del obstáculo, por lo que, al aumentar su valor, este caudal y por ende la velocidad dentro de la estela se reducen, lo que provoca que aumente la velocidad fuera de esta zona, generando capas de corte. De acuerdo a Jirka (2001), el ancho de la estela aumenta conforme el gradiente de velocidad entre las zonas dentro y fuera de la estela crecen. Contrariamente, se espera que la longitud de la estela sea mayor a menores gradientes, puesto que su extensión depende de las inestabilidades creadas por el contacto con el fondo del canal y la turbulencia interna.

Debido a su aplicabilidad en flujos ambientales, la mayoría de los estudios se han realizado en arreglos circulares que imitan formaciones vegetales. Nicolle y Eames (2011) estudiaron la dinámica de la estela bajo simulaciones numéricas, sus resultados identifican tres regímenes de flujo que son controladas por ϕ. En el primer rango cuando $\phi < 0.05$ se caracteriza por una baja interacción del flujo con respecto a los obstáculos formando el arreglo, comportándose como obstáculos aislados. En la segunda franja con $0.05 < \phi < 0.15$, la vorticidad producida por los obstáculos precedentes es suprimida por otros obstáculos ubicados aguas abajo lo que provoca un

comportamiento estable de la estela y el desarrollo de la calle de vórtices al finalizar la estela. El tercer rango con $\phi > 0.15$ está caracterizado por el comportamiento análogo al de un obstáculo sólido. Siguiendo la tendencia de Nicolle y Eames (2011), Zong y Nepf (2011) derivaron ecuaciones para calcular el largo de la estela a partir de observaciones experimentales desarrolladas en cilindros circulares donde la porosidad es el factor dominante.

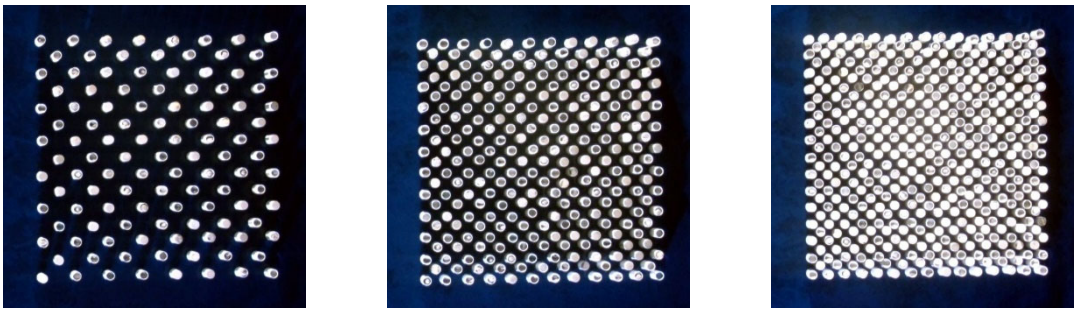
En geometrías rectangulares, la mayoría de los estudios constan de aproximaciones empíricas donde la profundidad del flujo, velocidad media, diámetro del obstáculo son utilizadas para determinar relaciones que en todos los casos se sugieren para aplicaciones discretas (Zounemat-Kermani *et al.*, 2009; Amini *et al.*, 2012). Recientemente Tang *et al.* (2019) realizaron simulaciones numéricas de flujo a bajos números de Reynolds con un obstáculo cuadrado formado por cilindros circulares desarrollando una fórmula para calcular el coeficiente de arrastre. Sin embargo, además de basarse en Reynolds menores a 50, su fórmula toma en cuenta únicamente este número adimensional y la fracción sólida del cilindro, dejando de lado las implicaciones geométricas del obstáculo.

Los efectos de estas estructuras coherentes de dos dimensiones (2DCS) formadas después de obstáculos controlan varios fenómenos, dependiendo del lugar donde se encuentre: transporte de sedimentos, socavación de estructuras o contaminación y ventilación de sistemas marinos (Clarke y Wharton, 2001; Schulz *et al.*, 2003; Whitehouse *et al.*, 2011), por lo que su impacto es de suma importancia por cuestiones ambientales de ingeniería. Por ende, el objetivo del presente estudio busca describir la estructura de la estela formada después de arreglos de obstáculos con un amplio rango de porosidades con la finalidad de comprender el impacto, desde un acercamiento experimental, de la influencia de la porosidad. Para este fin, se realizaron tres experimentos con valores β distintos en condiciones de agua somera para observar estructuras coherentes en 2D.

2. METODOLOGÍA

Los experimentos aquí presentados fueron realizados en el canal de aguas someras del Instituto de Hidromecánica de Karlsruhe Institute of Technology localizado en Alemania. Para generar estelas quasi-2D se creó un arreglo de cilindros generando un objeto poros que gatilla una inestabilidad en el flujo mediante forzamiento topográfico (Jirka, 2001). Para investigar los efectos de porosidad y deposición de los cilindros que conforman el obstáculo, se experimentaron 3 arreglos de distinta porosidad, los cuales fueron analizados utilizando la técnica de velocimetría de imagen de partículas a gran escala (LSPIV, por su acrónimo en inglés).

Previo al análisis de las imágenes por medio de los algoritmos de LSPIV, se realizaron un preprocesamiento de imágenes que incluyó el desentrelazado; corrección de deformación por efectos de curvatura de lente, apreciable especialmente en el borde los lentes debido a la captura tangencial; y la substracción de la imagen promedio. Los dos primeros procedimientos están descritos en Parker y Dhanani (2013), mientras que para el tercero se utilizó un algoritmo que resta la imagen promedio $\langle I \rangle$ a cada una de las imágenes I de la serie, obteniendo la nueva imagen menos el promedio como $I' = \langle I \rangle - I$, técnica propuesta por Brevis y García-Villalba (2011).



Caso I Caso II Caso III

Figura 1. Imágenes no calibradas de los obstáculos porosos. D se mantiene constante.

2.1. Instalaciones de Laboratorio

El canal de experimentación tiene una longitud de 14.65m de los cuales 13.5m son utilizables, con un ancho de B =5.5m. Los experimentos fueron realizados con una altura del agua $h = 0.045$m. El material de recubrimiento del fondo del canal se caracteriza por un $k_s = 0.05 - 0.10$mm. Respecto a los obstáculos, tres formaciones cuadradas fueron colocados a 3.5m de la entrada del canal. Formados por pequeños cilindros plásticos circulares rellenos de concreto, con un diámetro $d = 0.025$m y una altura de 0.1m, los arreglos mantienen una dimensión de lado $D = 0.7$m proporcionando un bloqueo r_D=0.127 ($r_D = D/B$). El espacio entre los pequeños cilindros varía de 0.004 a 0.038m dependiendo de la porosidad $\beta = 1 - \phi$ donde ϕ es la fracción sólida del obstáculo definida por la relación entre el área ocupada por lo cilindros a y el área total del obstáculo A, siendo $\phi = a/A$. El número total de cilindros es definido como N.

Las grabaciones fueron realizadas con una cámara JCV-GZ-HM400 con una definición de 1920*1080 pixeles y 3MP de resolución. La frecuencia de adquisición es de 25 fotogramas por segundo. Para las grabaciones, se montó la cámara sobre un riel movible a aproximadamente 2m de altura del nivel de agua. Las experimentaciones con inyección de tinta fueron grabadas en un solo plano y el método de LSPIV fue capturado en tres planos. La Figura 2 muestra un esquema del canal de flujo, donde se puede apreciar la posición del obstáculo y los planos de grabación.

2.2. Acercamiento Experimental

Como se mencionó anteriormente, tres obstáculos con diferentes porosidades fueron experimentados, denominados aquí como Caso I, Caso II y Caso III, con β igual a 0.9, 0.75 y 0.6 respectivamente, la Figura 1 muestra la configuración para cada caso. Siguiendo la tendencia de estudios previos, las escalas fueron normalizadas utilizando la velocidad promedio del flujo $U[m/s] = Q/hB$. El número de Reynolds $Re[-] = Uh/\nu$, representante de la relación entre las fuerzas inerciales y viscosas en los fluidos, se normalizó como $Re_D[-] = UD/\nu$, dónde ν es la viscosidad cinemática. Análogamente, el número de Froude $Fr[-] = U/\sqrt{gh}$, indica el balance de las fuerzas inerciales y las gravitacionales. Además, para flujos someros la relación del obstáculo y la altura del agua se presenta como $S[-] = c_f D/h$, dónde c_f es coeficiente de fricción estimado experimentalmente para el presente canal como $6.7*10^{-3}$ (von Carmer and Jirka, 2005). La Tabla 1 resume los experimentos y valores del flujo.

Tabla 1. Resumen de set experimental con sus respectivas condiciones de flujo.

Caso	N	D (m)	d (m)	ϕ	β	Re	$Re_D * 10^3$	Fr	S	h (m)	U (m/s)
I	113	0.7	0.025	0.1	0.9	7576	118	0.3	0.1	0.045	0.2
II	265	0.7	0.025	0.25	0.75	7576	118	0.3	0.1	0.045	0.2
III	421	0.7	0.025	0.4	0.6	7576	118	0.3	0.1	0.045	0.2

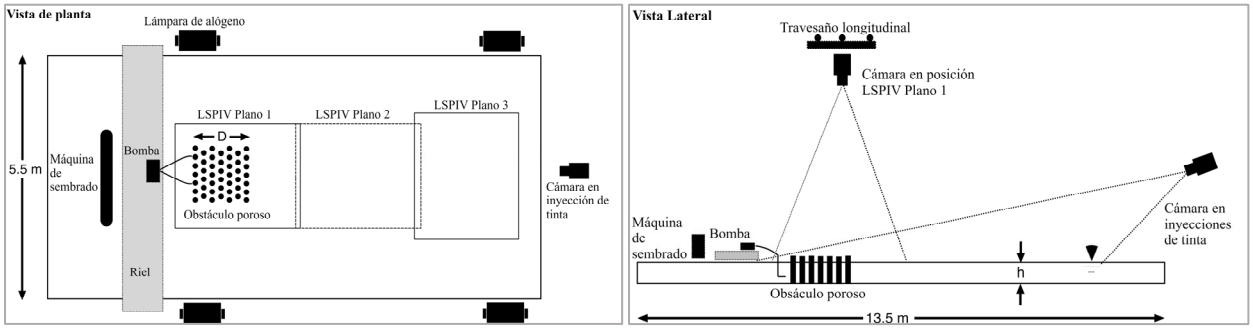


Figura 2. Esquema del set experimental. A la izquierda vista superior del canal, a la derecha vista lateral. Las posiciones y planos de la cámara pueden observarse según la técnica.

2.2.1. LSPIV

La técnica de LSPIV es utilizada para determinar las velocidades del flujo mediante la estimación del desplazamiento de partículas sembradas en el fluido. Ha sido implementada en corrientes naturales y en condiciones controladas de laboratorio (Jodeau *et al.*, 2008; Groß, *et al.,* 2010). Para condiciones poco profundas Weitbrecht *et al.* (2002) mostraron que el flujo se comporta como una estructura en 2D, por lo que no es necesario determinar la velocidad a diferentes profundidades. Por ende, para el presente estudio la máquina de sembrado y las partículas son las mismas que utilizaron Weitbrecht *et al.* (2002): 8kg/min de polipropileno granulado Lupolen 1080s con una densidad $\rho = 0.92$g/cm^3 y diámetro promedio de 0.4cm. Considerando la posición de la cámara, cada centímetro es representado por 7 u 8 pixeles, y cada partícula en el flujo por 3 pixeles, aproximadamente. Proyectores iluminan el canal para las grabaciones individuales de 600s.

2.2.2. Análisis estadístico

Una vez procesadas las grabaciones, el flujo es analizado con dos métodos estadísticos: Descomposición de Reynolds y descomposición de dinámica de modos (DMD por sus siglas en inglés). La Descomposición de Reynolds ha demostrado ser una técnica eficiente de identificación de vórtices (Adrian *et al.*, 2000), por lo que se elige sobre otros métodos debido al enfoque del presente estudio hacia escalas dominantes. El procedimiento comienza con la descomposición de la velocidad $u = \langle u \rangle + u'$ dónde $\langle \quad \rangle$ representa promedio de la serie, en este caso $\langle u \rangle$ es la velocidad media en la serie de tiempo y u' es la fluctuación de la velocidad para cada instante de tiempo, por lo que $u(x, y, t)$. Tras una transformación parcia de Fourier, se pueden obtener las frecuencias dominantes en u. Además, las fluctuaciones medias $RMS_u = \langle \sqrt{u'^2} \rangle$ indican que tan distinto es u' respecto a $\langle u \rangle$. Un análisis análogo se realiza para la componente v. También se

puede obtener el Tensor de Estrés de Reynolds R considerando un dominio 2D como se muestra en la Ecuación (1). Aquí los términos diagonales $\langle u'u' \rangle$ y $\langle v'v' \rangle$ son los estreses normales de x e y respectivamente, mientras que $\langle u'v' \rangle \equiv \langle v'u' \rangle$ son las tensiones de corte normalizadas como $\tau = \langle u'v' \rangle / U^2$ las cuales representan la probabilidad de que una partícula se mueva en cualquier dirección. Si la turbulencia es anisotrópica, se estima que hay presencia de vórtices (Cummins, 2015). La concentración de vórtices puede ser medida y normalizada determinando la energía cinética turbulenta $TKE = (\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle)/U^2$. Finalmente, el método incluye un análisis puntual para zonas específicas de interés con autocorrelaciones c_a y correlaciones cruzadas c_c. $c_a = \langle v'(t)v'(t + t_\sigma \rangle / \langle v' \rangle^2$ es útil para determinar la presencia y periodicidad de estructuras coherentes, y se realiza en la componente v' debido a la mayor sensibilidad comparada con u', dónde t_σ es un paso de tiempo respecto a t; $c_a = 1$ cuando $t_\sigma = 0$ y decrece conforme t_σ incrementa; cuando $c_a = 0$ la fluctuación deja de estar relacionada con el valor inicial, indicando que la memoria del flujo se ha perdido. $c_c = \langle u'(t)v'(t + t_\sigma \rangle / \langle u'v' \rangle^2$ proporciona la dimensionalidad de las estructuras turbulentas.

$$R = -\rho \begin{bmatrix} \langle u'u' \rangle & \langle u'v' \rangle \\ \langle v'u' \rangle & \langle v'v' \rangle \end{bmatrix} \tag{1}$$

Por su parte, el POD consiste en encontrar los valores y funciones propias de una matriz para determinar la contribución de cada una de las formaciones turbulentas dentro del flujo, asumiendo que las estructuras tienen una frecuencia característica (Berkooz *et al.*, 1993); para hacerlo se debe asumir que el problema es linear y se compila cada fotograma n de la serie de imágenes N en una matriz de distribución espacial Ω de acuerdo a $\int_\Omega R\varphi_n dx = \lambda_n \varphi_n$ dónde R representa el tensor de correlación espacial entre dos puntos de acuerdo a $R(x, x') = \langle V(x,t)V(x',t) \rangle$ en el promedio del tiempo $\langle \quad \rangle$; λ_n es el valor propio que simboliza la contribución de energía dentro de los vectores propios φ_n de la matriz; sustituyendo se tiene que $\alpha_n(t_z) = \int_\Omega \varphi(x)V(x,t_z)dx$ considerando que α_n es la función del tiempo para el índice de tiempo t_z, aquí λ_n es proporcional a α_n, por lo que $\alpha_n = \lambda_n \alpha_n$ y la contribución relativa de energía E_n a la energía total es determinada por $E_n = \lambda_n / \sum_{n=1}^{N} \lambda_n$. Finalmente, se aplica una transformación parcial de Fourier al vector φ_n para obtener las frecuencias dominantes de cada vector extraído (Hasan, Madkor and Wageh, 2013).

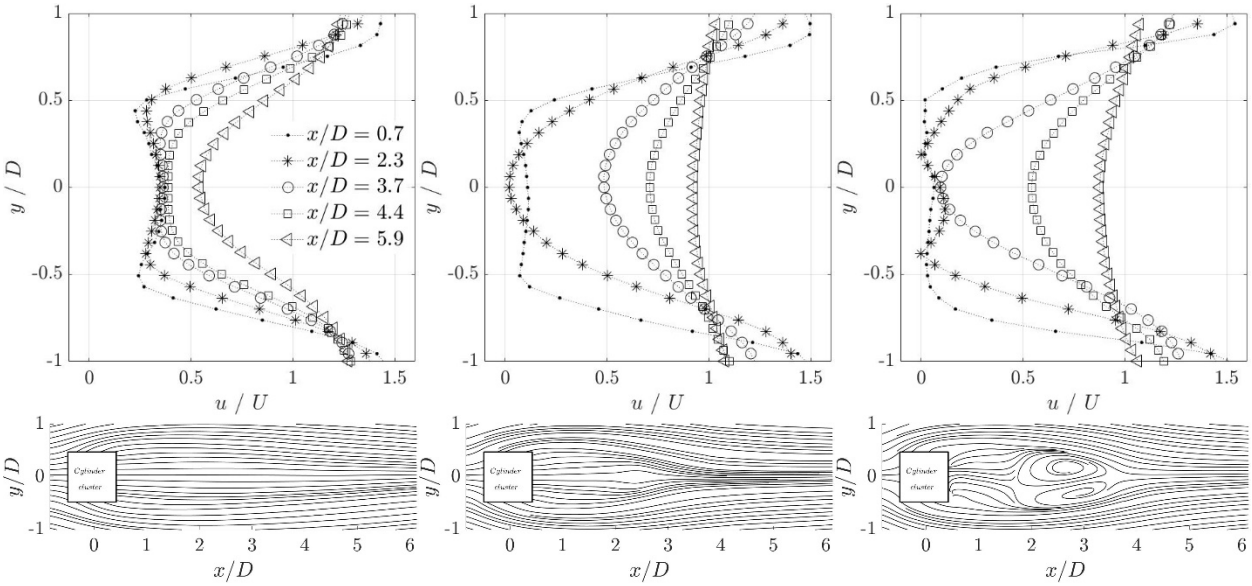
Otro método es la descomposición dinámica de modos (DMD) recientemente propuesta por (Schmid, 2010) consiste en la representación de un proceso no línea a partir de un mapa lineal de muestras por cuadros $\{v_1, v_2, \dots v_{n+1}\}$. Está basado en una variable del algoritmo de Arnoldi que computa los modos de la velocidad U mediante la descomposición de Koopman $K\varphi_j(u) = \lambda_j \varphi_j(u)$ para $j = 1,2, \dots$, donde las funciones únicas φ_j y los valores únicos λ_j describen el vector velocidad del flujo los cuales son resueltos bajo un análisis espectral de los cuadros de velocidad v_i, considerando que las estructuras espaciales está representado por $\varphi_j(u_1)v_j$. Así, el algoritmo de DMD soluciona la matriz U_1^{N+1} de velocidades suponiendo un sistema dinámico B_D donde cada cuadro es representado por $v_{j+1} = Bv_j$. Por lo que el campo de flujo puede escribirse como $BU_1^N = U_2^{N+1} = U_1^N C + r^T$ considerando el residuo r y la matriz C que captura las estructuras dominantes de B. Este método, a diferencia de la descomposición POD, toman en cuenta la frecuencia característica y el rango de crecimiento, por lo que el análisis dinámico facilita la identificación de las estructuras dominantes en un modo y evita en lo general la repartición de las estructuras en más de un modo.

RESULTADOS

Tal como se muestra en la Figura 4, se dividió los planos en tres líneas horizontales nombradas a, b y c, y cinco columnas verticales numeradas subsecuentemente de la entrada a la salida del canal. La posición en el eje y de a y c depende del seguimiento de las capas de corte que se generan por la interacción de la estela con el flujo fuera de ella, mientras que b se mantiene en $0y/D$, al centro del plano. Las distancias x varían de acuerdo a: un punto detrás del obstáculo (1), un punto central (2) y otro final del plano (5) y las concentraciones máximas de TKE para los casos II (3) y III (4), lo que resulta en distancias 0.7, 2.3, 3.7, 4.2 y $5.9x/D$. Así, a partir de la Descomposición de Reynolds aplicada a las velocidades obtenidas del LSPIV se realizaron reconstrucciones de velocidades u y v, donde se observa el incremento de la velocidad en las esquinas del obstáculo. A mayor relación de ϕ la percolación de agua dentro del obstáculo disminuye, por lo que la velocidad del caudal alrededor de éste aumenta, concordando por lo planteado por Jirka (2001).

Respecto al crecimiento de la estela se observa que, cuando los perfiles de velocidad tienen una forma cóncava con respecto a la dirección del flujo, el ancho de la estela no ha llegado a un máximo, como se observa en la Figura 3 para las medidas 0.7 y $2.3x/D$ para el Caso I, y $0.79x/D$ para el Caso II y III. Después de que la estela alcanza el ancho máximo, la forma del perfil de velocidad cambia a convexa y continúa así hasta alcanzar un equilibrio de velocidades, tendiendo a disminuir la curvatura, lo que indica la disminución del ancho de la estela. Esto sucede a 2.5, 1.0 y $1.4x/D$ para el Caso I, II y III respectivamente. Eventualmente el flujo debería llegar a tener una velocidad uniforme transversalmente, lo que casi se alcanza para la distancia $5.9x/D$ para el Caso II y III, no así para el Caso III donde la extensión de la estela excede el plano de grabación. Esto es confirmado por las líneas de corriente que se muestran en la misma figura. Aquí destaca una zona de recirculación con dos torbellinos de dirección contraria para el Caso III, contenida entre 1.7 y $3.5x/D$.

Sin embargo, la extensión de la estela no puede ser determinada mediante la Figura 3. Para dicho fin, los perfiles de TKE de la Figura 4 denotan claramente el punto de encuentro de las capas de corte que rodean la zona de baja velocidad. Así, se puede confirmar que en el Caso I la estela se extiende más allá del plano de grabación, cabe destacar que la figura de τ es similar a la de TKE, lo que expresa poco intercambio de momento transversalmente, indicando que la turbulencia se forma no se expande en la dirección y pero continúa la trayectoria del flujo. En el Caso II TKE no sigue el desarrollo aguas abajo con respecto a τ, en su lugar se observa que la turbulencia generada y representada en τ se traslada transversalmente al centro del plano, lo que implica que las perturbaciones son suficientemente fuertes como para provocar el cruce de las capas de corte dando una extensión de la estela $2.8x/D$, a partir de este punto se observa la calle de vórtices de von-Kármán. Para el Caso III el punto de generación de estrés se localiza a mayor distancia del obstáculo en comparación al caso anterior, pero es parecido con respecto a que la turbulencia generada se mezcla transversalmente. Empero, a diferencia de estudios anteriores como Nicolle y Eames (2011), que plantea el acortamiento de la estela conforme incrementa ϕ, o Zong y Nepf (2012) que apoyan lo planteado por Nicolle y Eames (2011) y desarrollan una fórmula para calcular la distancia (considerando la dimensión del obstáculo, la velocidad media y la diferencia de las velocidades entre la estela y la zona fuera de ésta), la extensión de la estela para el Caso III donde $\phi = 0.4$, i.e. mayor que en el Caso II con $\phi = 0.25$, es de $3.9x/D$.



Caso I Caso II Caso III

Figura 3. En la parte superior: perfiles de velocidad transversales a diferentes distancias desde el obstáculo, las tres figuras comparten la simbología especificada en la primera figura. En la parte inferior: líneas de corriente. La dirección del flujo es de izquierda a derecha. El obstáculo está representado por el recuadro blanco.

Continuando con el análisis puntual y siguiendo el planteamiento del presente estudio, se realizaron autocorrelaciones y relaciones cruzadas en cada uno de los cortes a b y c. Para el Caso I no se observan estructuras coherentes que permanezcan a lo largo del recorrido debido a que las perturbaciones formadas no son lo suficientemente fuertes, pero conforme aumenta la turbulencia hacia la salida del canal, la autocorrelación es similar para las distancias 4.2 y $5.9x/D$, esto es especialmente notorio en las zonas de alta TKE al final del plano en las capas de corte, reflejando que al incrementar TKE comienza la formación de estructuras coherentes. En el Caso II se observa un comportamiento inusual puesto que existe una estructura que domina el flujo inmediatamente después del obstáculo en el plano central b, a una distancia de $0.7x/D$ o $0.2\ x/D$ si se mide desde la parte posterior del obstáculo. Así, la autocorrelación presentada en la Figura 4 demuestra dicha presencia y se observa que la estructura permanece invariable y de hecho se acentúa aguas abajo. El mismo comportamiento se observa para los planos a y c en las capas de corte, compartiendo la misma frecuencia y el misma tendencia al incrementar los valores de correlación. La estructura tiene un periodo de 14.92 segundos, lo cual fue confirmado con transformaciones parciales de Fourier, realizadas en la velocidad v, con una frecuencia dominantes f =0.067. Debido a la particularidad observada, se presentan en la Figura 5 las relaciones cruzadas para el Caso II, las cuales confirman la presencia y periodicidad de dicha estructura en todos los planos, i.e. capas de corte y zona central del plano. Además, la correlación en esta ilustración llega a ser mayor a 0.8 para los puntos ubicados en las capas de corte y alrededor de 0.3 para el plano b. A diferencia del caso anterior, la generación de la estructura dominante parece emerger del obstáculo y no depender de la concentración de TKE. Más interesante aún es que la frecuencia continúa incluso terminada la estela, a distancia de $5.9x/D$. En el Caso III, se observa una autocorrelación alta para el plano central b a partir del punto $b2$ con distancia $2.3x/D$; sin embargo, en las capas de corte no sucede

lo mismo y es hasta el punto 3 con distancia $3.7x/D$ que la autocorrelación es similar; en este caso la transformación de Fourier de v develó una frecuencia de 0.055 para un periodo de 18.18s para el plano b. Respecto a las relaciones cruzadas, se observan valores de alrededor de 0.8 en los putos $a3$, $a4$, $c3$ y $c4$, donde la zona de recirculación es particularmente fuerte; no obstante, este comportamiento se pierde al terminar la estela y comenzar la formación de los vórtices de von-Kármán. En consecuencia, se puede atribuir la coincidencia de f debido a las zonas de recirculación generadas por el alto intercambio de momento y no proveniente de dentro del obstáculo como en el Caso II.

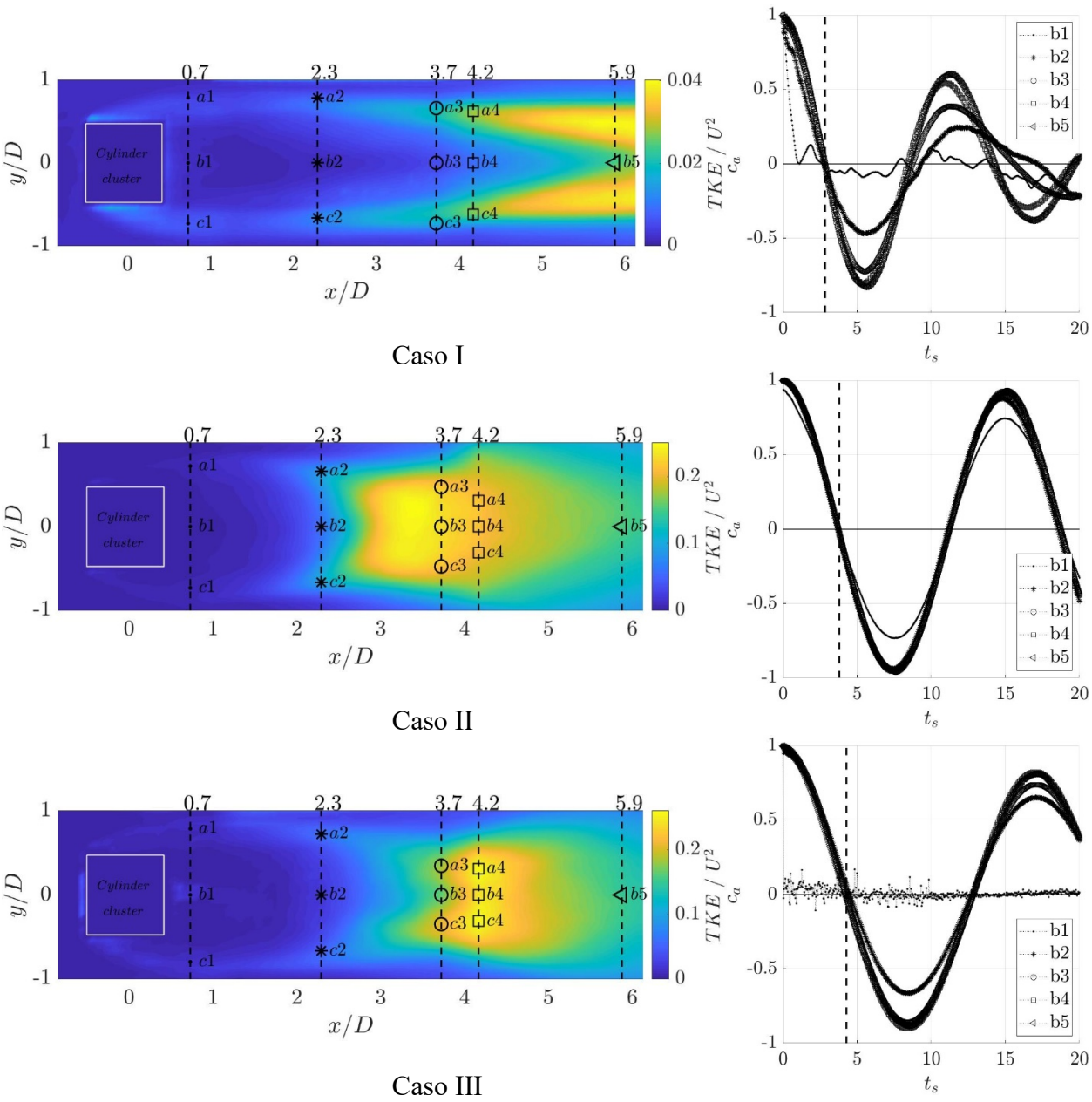


Figura 4. En el costado izquierdo: perfiles de TKE para cada uno de los casos, notar la diferencia de escalas para cada figura. En la parte derecha: autocorrelación de los puntos b que recorren el plano central longitudinalmente.

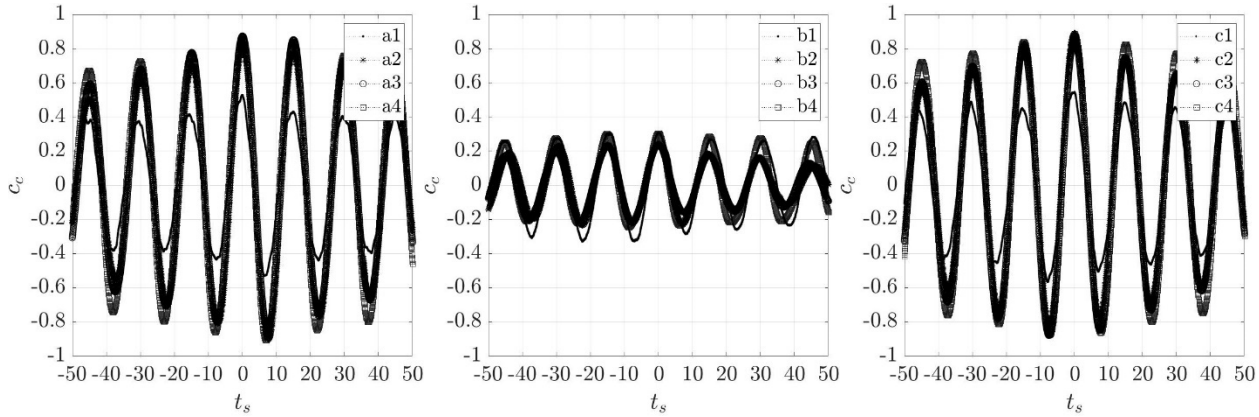


Figura 5. Relaciones cruzadas del Caso II. Los puntos a y c siguen la capa de corte de la estela en la parte superior e inferior respectivamente. b se encuentra al centro.

Del POD presentado en la Figura 6 destaca la similitud que se tiene entre el Caso II y III, donde los dos primeros modos presentan una gran acumulación de energía respecto a los subsecuentes, de hecho, entre el modo dos y tres se observa una declinación significante. Los modos mencionados se encuentran resaltados en recuadros rojos. En el Caso II el modo uno y dos representan el 45% y el 31% del aporte total de energía, por lo que sumados son el 76%, estos valores son el 28% y 16% respectivamente, lo que en conjunto son el 44% de la integral. En contraste, en el Caso I no existe dicha disminución tan abrupta siendo el modo uno el 7%, el modo dos el 6% y en unidos capturan el 13% de la energía general del flujo. El hecho anterior muestra la dominancia de estructuras con un alto aporte energético en el flujo, en el Caso III son las zonas de recirculación mencionadas anteriormente, mientras que en el Caso II es la estructura que emerge desde el obstáculo. Respecto a las frecuencias de los dos primeros modos de los casos II y III, se puede confirmar que las formaciones dominantes mencionadas anteriormente despuntan con $f = 0.067$ y $f = 0.055$ respectivamente, para el Caso I nuevamente se carece de frecuencias que prevalezcan longitudinal o transversalmente.

Finalmente, para profundizar en el análisis de la estructura reconocida en el Caso II se presenta la reconstrucción de los modos de DMD en la Figura 7. Se prefiere la reconstrucción de DMD a la de POD debido a que el primero realiza el análisis de identificación de modos considerando la frecuencia, por lo que cada estructura debería estar contenida en un solo modo, mientras que, en el segundo, i.e. POD, una estructura puede estar contenida en más de un modo (Zhang *et al.*, 2014) como se refleja en el análisis de las frecuencias dominantes de los casos II y III. Así, del análisis de DMD se observa que no existen estructuras coherentes en el Caso I, hasta una distancia aproximada de $3.7x/D$ y otra a una longitud de $5.4x/D$, sin embargo, estas estructuras no se mantienen aguas abajo como revelaron los análisis estadísticos. Una situación similar se presenta en el Caso III, pero es la zona de recirculación se tiene una estructura coherente con centro a $2.9x/D$, también a $5.3x/D$ se observa la misma situación. Respecto al Caso II se puede confirmar la existencia de estructuras dominantes emergiendo del obstáculo, con centro en $1.1x/D$, además de otras dos estructuras con centro en 3.4 y $4.7x/$.

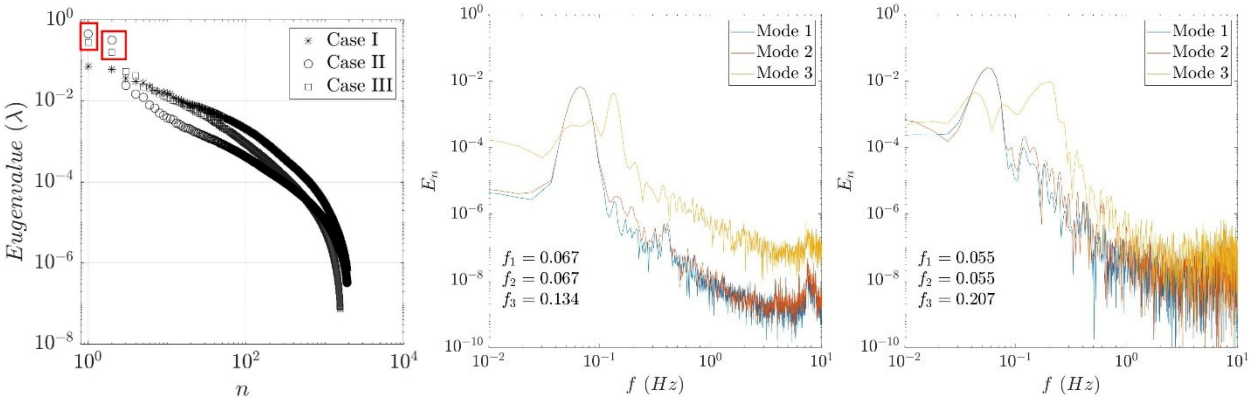


Figura 6. De izquierda a derecha: descomposición modal de los casos I, II y III resaltando en recuadros rojos los dos primeros modos para el caso II y III (obsérvese el salto entre los modos subsecuentes); transformación discreta de Fourier para los primeros tres modos en el Caso II; y finalmente gráfico del mismo método, pero para el Caso III.

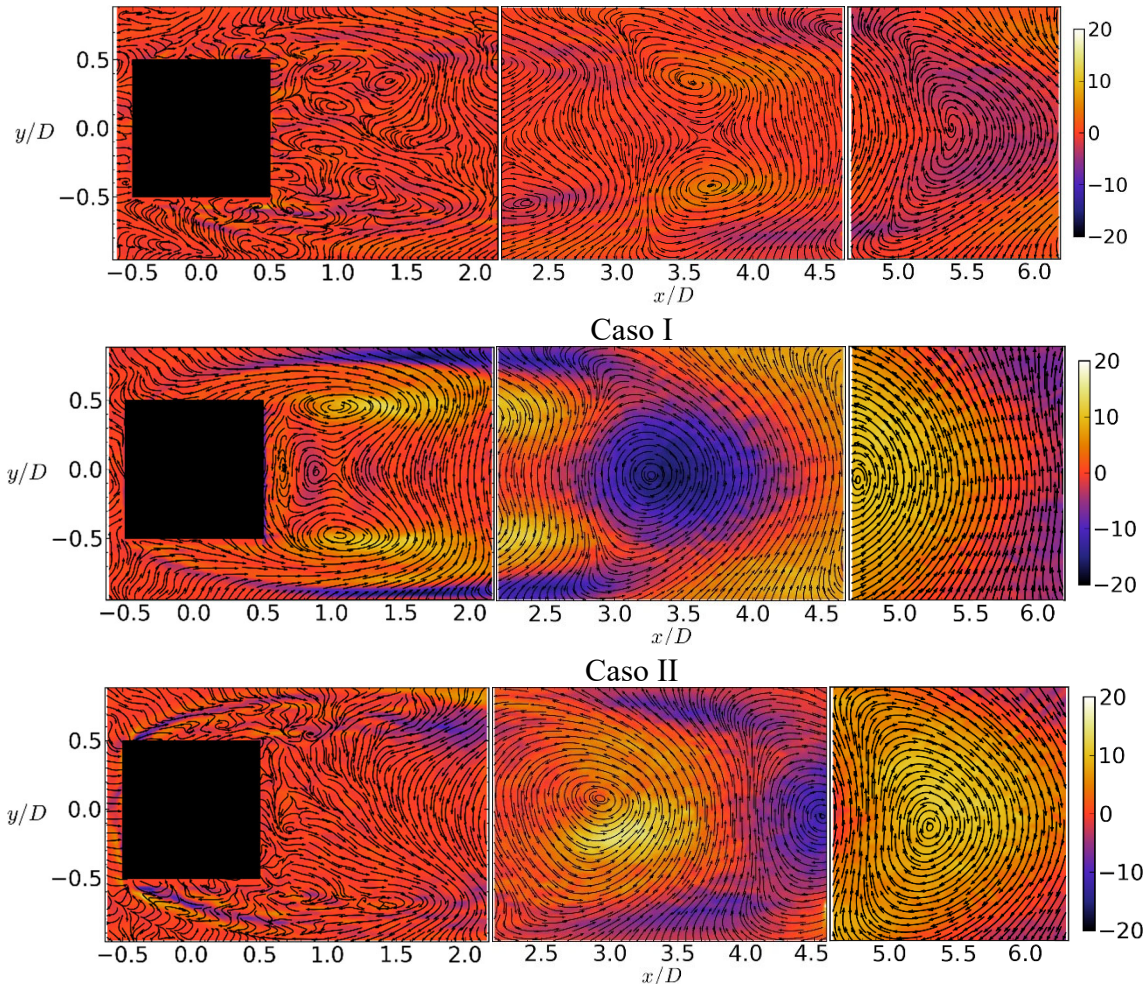


Figura 7. Reconstrucción de modos a partir del análisis de DMD. En el Caso II se devela la estructura que emerge del obstáculo y que domina la estela y el flujo después de ésta. En contraste, en los casos I y III no se observan estructuras detrás del obstáculo.

3. CONCLUSIÓN

El presente estudio investigó los efectos de porosidad en la estela formada en aguas someras como una estructura quasi-2D. Con un acercamiento experimental de grabaciones del flujo con partículas sembradas en la superficie, se determinaron campos de velocidad con un algoritmo de LSPIV para tres situaciones de porosidad 0.9, 0.75 y 0.6 nombrados como Caso I, Caso II y Caso III respectivamente. Una vez obtenidas las grabaciones se hicieron reconstrucciones de las líneas de corriente y perfiles de velocidad a diferentes distancias x/D detrás del obstáculo. Se observó que el Caso I presenta un comportamiento de burbuja estable y la relación de velocidad en la zona fuera y dentro de la estela es la menor con respecto a los otros casos, debido a la percolación de agua facilitada por el valor de β. El Caso II presenta el desarrollo de una burbuja inestable y después el desarrollo de vórtices de calle. En el Caso III se tiene un comportamiento análogo al Caso II, pero a partir de las líneas de corriente se observan dos celdas de recirculación al final de la estela.

Se ejecutaron después análisis de Descomposición de Reynolds para obtener TKE, τ, estructuras dominantes del flujo mediante transformaciones discretas de Fourier y análisis puntuales de autocorrelación y relación cruzada. En el Caso I se observa que las perturbaciones del flujo no son lo suficientemente fuerte como para generar 2DCS por lo que las frecuencias no permanecen en el flujo longitudinalmente; así mismo, no se pudo determinar la longitud exacta debido a que la estela sobrepasa el plano capturado. El Caso II presenta un comportamiento único que va en contra de los hallazgos de Nicolle y Eames (2011), Chen *et al.* (2012) y Zong y Nepf (2012) puesto que la longitud de la estela $3.7x/D$ es mayor que en el Caso III a pesar de tener un valor de porosidad menor. Además, el análisis puntual develó altas correlaciones con c_a teniendo un periodo igual en todos los puntos analizados y c_c de hasta 0.8. Así, se detectó una estructura con $f = 0.067$ identificada a tan solo $0.2x/D$ de distancia después del obstáculo y en las capas de corte laterales al arreglo. La frecuencia permanece a lo largo de la estela y define después la formación de vórtices de calle. En el Caso III, a pesar de que se debería tener una menor longitud de estela puesto que la porosidad es la menor de los tres escenarios, las capas de corte se unen hasta una distancia de $4.2x/D$. En este caso debido al alto intercambio de momento generado por la poca percolación de agua y baja velocidad en la zona detrás del obstáculo se tienen frecuencias constantes a partir de las celdas de recirculación con $f = 0.055$.

Del análisis de POD se obtuvo que en el Caso II los dos primeros modos, los cuales describen los vórtices formados intermitentemente detrás del obstáculo, representan el 76% del aporte total de energía, mientras que en el Caso III éstos son el 44%. En ambos casos se observa una caída pronunciada en los modos subsecuentes. Igualmente, se obtuvieron las mismas frecuencias 0.067 y 0.055 respectivamente. Continuando con el análisis modal, el DMD reveló la formación de dos estructuras emergentes del obstáculo en el Caso II, las que son responsables del cambio de dinámica de la estela. Por ende, se concluye que la porosidad no es el único factor que controla la longitud de la estela, pero sí domina la formación de vorticidad dentro del obstáculo. Observaciones similares son reportadas por Keylock *et al.* (2012).

Finalmente, a diferencia de obstáculos circulares, el crecimiento de la estela en el plano transversal se realiza en un espacio más amplio que la comparativa con arreglos circulares. Del presente estudio se desprende la necesidad de evaluar la formación de vórtices dentro del obstáculo.

REFERENCIAS

Adrian, R. J., Christensen, K. T. and Liu, Z. C. (2000) 'Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields', *Experiments in Fluids*. Springer-Verlag, 29(3), pp. 275–290. doi: 10.1007/s003489900087.

Amini, A. *et al.* (2012) 'Clear-Water Local Scour around Pile Groups in Shallow-Water Flow', *Journal of Hydraulic Engineering*, 138(2), pp. 177–185. doi: 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000488.

Brevis, W. and García-Villalba, M. (2011) 'Shallow-flow visualization analysis by proper orthogonal decomposition', *Journal of Hydraulic Research*. Taylor & Francis, 49(5), pp. 586–594. doi: 10.1080/00221686.2011.585012.

von Carmer, C. F. and Jirka, G. H. (2005) *Shallow Turbulent Wake Flows: Momentum and Mass Transfer due to Large-Scale Coherent Vortical Structures*, *Institu fuer Hydromechanik*. Univ.-Verl. Available at: https://www.researchgate.net/publication/234001205_Shallow_Turbulent_Wake_Flows_Momentum_and_Mass_Transfer_due_to_Large-Scale_Coherent_Vortical_Structures (Accessed: 22 September 2019).

Castro, I. P. (1971) 'Wake characteristics of two-dimensional perforated plates normal to an air-stream', *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 46(3), pp. 599–609. doi: 10.1017/S0022112071000727.

Chen, D. and Jirka, G. H. (1995) 'Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer', *Fluid Dynamics Research*. IOP Publishing, 16(1), pp. 11–41. doi: 10.1016/0169-5983(95)00053-G.

Chen, Z. *et al.* (2012) 'The wake structure behind a porous obstruction and its implications for deposition near a finite patch of emergent vegetation', *Water Resources Research*. John Wiley & Sons, Ltd, 48(9). doi: 10.1029/2012WR012224.

Clarke, S. J. and Wharton, G. (2001) 'Sediment nutrient characteristics and aquatic macrophytes in lowland English rivers', *Science of The Total Environment*. Elsevier, 266(1–3), pp. 103–112. doi: 10.1016/S0048-9697(00)00754-3.

Cummins, P. F. (2015) 'Reynolds stress and the energy balance of a localized two-dimensional vortex in a uniform shear flow', *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 29(1–2), pp. 21–27. doi: 10.1007/s00162-014-0333-6.

Groß, D., Brevis, W. and Jirka, G. H. (2010) 'Development of a LED-based PIV/PTV system: Characterization of the flow within a cylinder wall-array in a shallow flow', *Vzb.Baw.De*. Available at: https://henry.baw.de/bitstream/20.500.11970/99827/1/C5_01.pdf (Accessed: 23 September 2019).

Hasan, A. A., Madkor, H. and Wageh, S. (2013) 'Formulation and evaluation of metformin hydrochloride-loaded niosomes as controlled release drug delivery system', *Drug Delivery*. Brown University, 20(3–4), pp. 120–126. doi: 10.3109/10717544.2013.779332.

Jirka, G. H. (2001) 'Large scale flow structures and mixing processes in shallow flows', *Journal of Hydraulic Research*. Taylor & Francis Group, 39(6), pp. 567–573. doi: 10.1080/00221686.2001.9628285.

Jodeau, M. *et al.* (2008) 'Application and evaluation of LS-PIV technique for the monitoring of river surface velocities in high flow conditions', *Flow Measurement and Instrumentation*. Elsevier, 19(2), pp. 117–127. doi: 10.1016/j.flowmeasinst.2007.11.004.

Keylock, C. J. *et al.* (2012) 'The flow structure in the wake of a fractal fence and the absence of an "inertial regime"', *Environmental Fluid Mechanics*. Springer Netherlands, 12(3), pp. 227–250. doi: 10.1007/s10652-011-9233-0.

Lumley, J. L. *et al.* (2017) 'The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows THE PROPER ORTHOGONAL DECOMPOSITION IN THE ANALYSIS OF TURBULENT', *Annual Review of Fluid Mechanics*. Annual Reviews 4139 El Camino Way, P.O. Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, 25(February), pp. 539–575. doi: 10.1146/annurev.fl.25.010193.002543.

Nicolle, A. and Eames, I. (2011) 'Numerical study of flow through and around a circular array of cylinders', *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 679, pp. 1–31. doi: 10.1017/jfm.2011.77.

Parker, M. and Dhanani, S. (2013) *Digital Video Processing for Engineers: A Foundation for Embedded Systems Design*. Available at: https://books.google.cl/books/about/Digital_Video_Processing_for_Engineers.html?id=LKGOXhVzibUC&pgis=1 (Accessed: 22 September 2019).

Schmid, P. J. (2010) 'Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data', *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 656, pp. 5–28. doi: 10.1017/S0022112010001217.

Schulz, M. *et al.* (2003) 'The influence of macrophytes on sedimentation and nutrient retention in the lower River Spree (Germany)', *Water Research*. Pergamon, 37(3), pp. 569–578. doi: 10.1016/S0043-1354(02)00276-2.

Tang, T. *et al.* (2019) 'Investigation of drag properties for flow through and around square arrays of cylinders at low Reynolds numbers', *Chemical Engineering Science*. Pergamon, 199, pp. 285–301. doi: 10.1016/J.CES.2019.01.017.

Weitbrecht, V., Kühn, G. and Jirka, G. H. (2002) 'Large scale PIV-measurements at the surface of shallow water flows', *Flow Measurement and Instrumentation*. Elsevier, 13(5–6), pp. 237–245. doi: 10.1016/S0955-5986(02)00059-6.

Whitehouse, R. J. S. *et al.* (2011) 'The nature of scour development and scour protection at offshore windfarm foundations', *Marine Pollution Bulletin*. Pergamon, 62(1), pp. 73–88. doi: 10.1016/J.MARPOLBUL.2010.09.007.

Williamson, C. H. K. (1996) 'Vortex Dynamics in the Cylinder Wake', *Annual Review of Fluid Mechanics*. Annual Reviews 4139 El Camino Way, P.O. Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA , 28(1), pp. 477–539. doi: 10.1146/annurev.fl.28.010196.002401.

Zhang, Q., Liu, Y. and Wang, S. (2014) 'The identification of coherent structures using proper orthogonal decomposition and dynamic mode decomposition', *Journal of Fluids and Structures*. Academic Press, 49, pp. 53–72. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2014.04.002.

Zong, L. and Nepf, H. (2011) 'Spatial distribution of deposition within a patch of vegetation', *Water Resources Research*. John Wiley & Sons, Ltd, 47(3). doi: 10.1029/2010WR009516.

Zong, L. and Nepf, H. (2012) 'Vortex development behind a finite porous obstruction in a channel', *Journal of Fluid Mechanics*. Cambridge University Press, 691, pp. 368–391. doi: 10.1017/jfm.2011.479.

Zounemat-Kermani, M. *et al.* (2009) 'Estimation of current-induced scour depth around pile groups using neural network and adaptive neuro-fuzzy inference system', *Applied Soft Computing*. Elsevier, 9(2), pp. 746–755. doi: 10.1016/J.ASOC.2008.09.006.