

SEPARACIÓN DE ESCALAS EN UN FLUJO TURBULENTO EN LÁMINA

Aylen Carrasco y Carlos A. Vionnet

Universidad Nacional del Litoral (UNL) – Facultad de Ingeniería y Ciencias Hídricas (FICH)

Ciudad Universitaria. Pje. El Pozo C.C. 217 – 3000 Santa Fe

E-mail: Aylen@fich1.unl.edu.ar - vionnet@fich1.unl.edu.ar

Introducción

Al estudiar el comportamiento dinámico de cuerpos de agua, muchos ingenieros y científicos usan modelos matemáticos basados en la aproximación de aguas poco profundas, la cual es válida siempre que la profundidad del agua, h , sea pequeña comparada con la extensión espacial –onda– del fluido en movimiento, l . Una gran variedad de problemas de interés práctico pueden ser tratados como flujos turbulentos en aguas poco profundas, adicionando la condición de turbulencia completamente desarrollada (Reynolds elevados) a la condición $h/l \ll 1$. Los flujos en cauces aluviales, en el litoral marítimo, en lagos poco profundos, y en las capas más bajas de la atmósfera constituyen ejemplos de flujos turbulentos que pueden ser analizados con la aproximación de aguas poco profundas, o aproximación de ondas largas. Sin embargo, efectos tri-dimensionales (3D) atentan, en ocasiones, contra la versatilidad y validez de la aproximación 2D de aguas poco profundas. Un caso puntual es el flujo de un río que se aproxima a un puente aliviador que atraviesa su planicie de inundación, caracterizada por un gradiente topográfico muy bajo (por ej., el sistema aluvial del río Paraná, o el del río Salado, en la vecindad de la ciudad de Santa Fe). Aguas arriba del puente aliviador el flujo se aproxima a lámina, con una estructura básicamente bidimensional y no acotado lateralmente. En las proximidades del puente, el flujo se acelera iniciando procesos de erosión alrededor de las pilas y estribos, con una estructura esencialmente 3D. Usualmente el flujo en lámina es uniforme, y su estructura turbulenta está caracterizada por vórtices con eje local en el plano normal al flujo principal. En este caso, el tamaño del vórtice 3D está acotado por el grosor de la lámina de agua. Sin embargo, algunos de estos flujos turbulentos son susceptibles a perturbaciones transversales de gran escala caracterizada por estructuras vorticales 2D. Estas estructuras turbulentas de gran escala son caracterizadas por remolinos coherentes del tipo de Kelvin-Helmholtz, llamadas estructuras coherentes 2D (2DCS) por Jirka (2001). Ejemplos de ellas pueden ser encontrados en flujos de estelas de estelas poco profundas (típicamente en estelas de islas), chorros turbulentos en láminas, y flujos en canales compuestos. La distribución de la energía turbulenta en estos flujos tiene una estructura espacial determinada por la geometría interna del flujo. Esta observación ha permitido a los investigadores formular la siguiente hipótesis: *la energía turbulenta es almacenada en dos estructuras separadas*; la energía cinética turbulenta 2D es almacenada y transportada por grandes remolinos horizontales de tamaño l_1 (mayores que la profundidad del agua, $h/l \ll 1$), y la energía cinética turbulenta 3D es confinada a pequeños remolinos cuyo tamaño l_2 es controlado por la escala de longitud que acota la superficie libre, esto es, la profundidad del agua. La formación de remolinos horizontales de gran escala, o de 2DCS, está determinada por la magnitud y la distribución de las velocidades laterales del flujo generadas inicialmente por diferentes mecanismos, los cuales se reducen a dos tipos dominantes (Jirka, 2001): Discontinuidades topográficas: ocurren cuando hay un

cambio en la topografía del lecho, como las encontradas en un sistema cauce-planicie aluvial; o por abruptos cambios en el ancho del flujo debido a la presencia de obstáculos (como islas, espigones, etc.) que disparan la formación de una fuerte capa de corte transversal y la separación del flujo. Discontinuidades en la velocidad del flujo: ocurren cuando hay un abrupto cambio en la distribución lateral de las velocidades del flujo en la dirección principal del movimiento, provocando un crecimiento gradual de los elementos vorticales 2D. Estos cambios en la dirección lateral pueden ser causados por diferencias de rugosidad en el lecho de un canal compuesto, o por exceso o déficit de cantidad de movimiento en chorros y estelas poco profundas.

A pesar que los conceptos físicos están bien establecidos, los experimentos que sustentan la separación entre estructuras turbulentas 2D y 3D en flujos poco profundos no son del todo convincentes. Dracos et al. (1992) mostraron algunas de las evidencias experimentales más concretas en flujos en láminas, donde se puede observar la cascada inversa de energía espectral que sigue la ley de la turbulencia 2D. El problema del flujo de aproximación considerado en este trabajo, no presenta discontinuidades topográficas o de velocidad que puedan actuar como mecanismos disparadores de la formación y crecimiento de 2DCS, excepto aguas abajo de la contracción. El problema de aproximación del flujo es, por tanto, linealmente estable en la mayoría del dominio. Es natural preguntarse entonces si únicamente flujos que exhiben capas de corte transversales son susceptibles de presentar una segregación entre la pequeña escala (vertical) y la gran escala (horizontal).

A tono con el estado del arte de flujos turbulentos en láminas, los objetivos de los experimentos presentados en este trabajo son: (i) profundizar el entendimiento de los mecanismos que permiten la segregación, o separación, de escalas turbulentas 2D y 3D en un flujo en lámina contraído lateralmente, (ii) generar una base de datos que pueda ser usada para la validación de códigos numéricos 2D y 3D de aguas poco profundas. Para verificar la hipótesis de separación de escalas fue usada la evolución de los espectros de potencia en diferentes posiciones del flujo. Es decir, se analizó la alternancia de estructuras turbulentas 2D y 3D que desarrolla el flujo a medida que se aproxima a la contracción, y en la hoya de erosión fija ubicada al final del estribo donde tiene lugar un fuerte flujo secundario. Por lo tanto, es posible decir que en este trabajo se estudió una combinación de dos mecanismos forzantes: (a) una solicitación geométrica: dada por la contracción lateral que “quiebra” la simetría en planta de un flujo en lámina de gran desarrollo horizontal, que de otro modo sería uniforme, y (b) una solicitación topográfica: inducida por la hoya de erosión local ubicada al final de la contracción, y que “quiebra” un lecho que de otro modo sería plano.

Brechas Espectrales en Turbulencia

Asumiendo que los mecanismos forzantes mencionados forman dos rangos inerciales bien diferenciados, con una brecha espectral entre ellos, es posible estimar a través de la teoría de aguas poco profundas las escalas de longitud de las estructuras turbulentas 2D y 3D del flujo a

superficie libre aquí estudiado. La energía en un flujo turbulento es primordialmente disipada en las pequeñas escalas (altos números de onda), por lo que para compensar esta pérdida, la energía es transferida desde las grandes escalas (bajos números de onda) hacia las pequeñas escalas. En consecuencia, a escalas relativamente grandes, la energía es simplemente transferida de escala a escala. La hipótesis de Kolmogorov plantea que existe un rango intermedio de escalas, llamado rango inercial, las cuales son lo suficientemente grandes para despreciar los efectos de la viscosidad, y lo suficientemente pequeñas para ignorar los efectos de los contornos. Así, la tasa media de la cascada de energía cinética turbulenta ϵ es la única información relevante acerca de la estructura del flujo. Si el tamaño l de los remolinos que contienen energía está en el rango inercial, la intensidad de la turbulencia (o rms de la velocidad de la fluctuación), u' , dependerá solamente de l y ϵ según la relación $\epsilon \sim u'^3/l$. Es trivial entonces establecer la relación entre estas escalas y las escalas de disipación, o de Kolmogorov, l_d (de longitud) y v_d (de velocidad)

$$\frac{v_d}{u'} \sim R^{-1/4}, \quad \frac{l_d}{l} \sim R^{-3/4} \quad [1]$$

Si ahora $\epsilon_i \sim u_i^3/l_i$ y $k_i \sim l_i^{-1}$ representan la tasa de producción de energía y la longitud de onda característica de la turbulencia de gran y pequeña escala ($i=1,2$), respectivamente, donde las escalas motorizadoras satisfacen $l_2/l_1 \ll 1$; sigue que la frecuencia de corte viscosa del espectro de energía $E_2(k)$, que se obtendría si solamente fuerzas de pequeña escala estuviesen presentes, es $k_{d,2} \sim k_2 R_2^{3/4}$, mientras que la frecuencia de corte viscosa del espectro de energía $E_1(k)$ (considerando únicamente fuerzas de gran escala) es $k_{d,1} \sim k_1 (R_1^{eff})^{3/4}$.

Aquí $R_1^{eff} = u_1 l_1 / u_2 l_2$ representa el número de Reynolds efectivo para el movimiento turbulento de gran escala, asumiendo que la turbulencia de pequeña escala actúa como una viscosidad de remolinos del orden de $l_2 u_2'$ en el movimiento a gran escala. La segregación espectral entre ambas escalas motorizadoras requiere no sólo $l_2/l_1 \ll 1$ sino también $k_{d,1}/k_2 \ll 1$.

Experimentos

Los experimentos fueron realizados en un cuenco rectangular ubicado en el laboratorio de hidráulica de la FICH, el cual tiene 20x8m de largo y ancho, respectivamente, y un lecho horizontal conformado por una carpeta de cemento liso (con un coeficiente de fricción $C_F \sim 0.0025$). A 10m de la entrada del cuenco fue ubicado un estribo de 3m de longitud dejando una brecha de 5m. El campo de velocidades del flujo fue medido utilizando un Sontek ADV de tres componentes, tomando mediciones a 25Hz a lo largo de 174 verticales con una frecuencia de muestreo de entre 3 y 14 puntos por vertical, según la región del flujo considerada.

Resultados

La respuesta espectral del flujo fue analizada aguas arriba de la contracción, en la zona donde el flujo medio es gradualmente acelerado (Fig.1a y 1b), en la zona de cambio de la topografía del lecho, en la contracción propiamente dicha (Fig.1c), y en la expansión aguas

abajo de la contracción (Fig.1d). Los espectros son presentados en forma dimensional ((cm/s²/Hz) para las componentes vertical y longitudinal de la fluctuación turbulenta de la velocidad del flujo, u' y w' , respectivamente. El primer espectro de velocidad horizontal (Fig.1a) es plano en el rango 5-12Hz, mientras que la componente vertical desciende hasta la frecuencia de corte (12.5Hz) siguiendo la conocida ley de potencia de Kolmogorov, de pendiente $-5/3$. El máximo de energía para la componente longitudinal es mayormente plano, con dos picos característicos que no son reproducidos por el espectro de w' . La ubicación del segundo pico marca el comienzo de un subrango con una cascada de energía de pendiente -3 , típica de la transferencia de vorticidad (o cascada de entropía) 2D. Este pico se observa mejor en el segundo espectro (Fig.1b), la cual también exhibe un pequeño subrango compatible con turbulencia 2D. El espectro u' del Pto. C (Fig.1c) muestra dos picos bien diferenciados, seguidos por una cascada de pendiente -3 . A su vez, el espectro de w' muestra que la transferencia de energía cede hacia la turbulencia 3D con una pendiente -1 , para los números de onda mayores que el asociado al segundo pico (k_2), al final del subrango de la cascada de entropía. En la vecindad de k_1 , donde k_1 es el número de onda asociado con el primer pico del espectro (turbulencia de gran escala), el espectro sigue una pendiente cercana a k^3 para $k < k_1$ y de k^{-3} para $k > k_1$. Esta forma del espectro en el rango del infrarrojo, k^3 , es repetida en la Fig.1d, donde el pico de energía muestra un incremento de magnitud en un factor 10. El espectro u' del punto D muestra un subrango con cascada -3 , y un rango 3D inercial para grandes números de onda (mejor apreciado en el espectro de w'). En el se observa, una vez más, un subrango entre -3 y $-5/3$ que parece seguir una pendiente -1 , como la encontrada por Dracos et al. (1992) cuando los procesos de transferencia ceden de turbulencia 2D a 3D. Mayores detalles sobre el análisis se ofrecerán durante el Simposio.

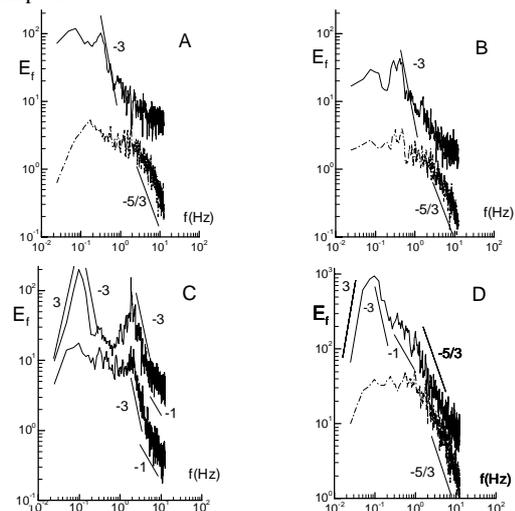


Figura 1: Espectros de potencia.

Referencias Bibliográficas

- Dracos, T., Giger, M., and Jirka, G. H. (1992): "Plane turbulent jets in a bounded fluid layer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 241, pp. 587-614.
- Jirka, G. H. (2001): "Large-scale structures and mixing processes in shallow flows", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 6, pp. 567-573.