

SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERIA HIDRAULICA

XVIII CONGRESO CHILENO DE HIDRAULICA

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL MECANISMO DE DISIPACIÓN DE ENERGÍA
EN RESALTOS HIDRÁULICOS DÉBILES**

**EMMANUEL MIGNOT¹
RODRIGO CIENFUEGOS²**

RESUMEN

En este trabajo presentamos una serie de experiencias en resaltos hidráulicos débiles (números de Froude menores que 2,5) orientadas a caracterizar el proceso de disipación local de energía y la producción de turbulencia asociada. Para ello se realizan mediciones detalladas de perfiles de velocidad bajo los resaltos hidráulicos utilizando sondas acústicas Sontek Micro-ADV. El análisis de los resultados permite reconstruir funciones similares para la variación espacial de los perfiles de velocidad y para la evolución de la producción de la turbulencia en el sentido longitudinal de los resaltos estudiados. Sin embargo se observan diferencias importantes en la distribución de estas propiedades dependiendo del grado de desarrollo de la capa límite de fondo para casos de resaltos producidos cerca y lejos de una compuerta. A partir de estas mediciones locales de disipación se verifica el orden de magnitud de la disipación total de energía estimada usando la relación clásica que involucra las aturas conjugadas de los resaltos.

¹Postdoctorando, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Escuela de Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile – mail: emmanuel.mignot@hmg.inpg.fr

²Profesor auxiliar, Departamento de Ingeniería Hidráulica y Ambiental, Escuela de Ingeniería, Pontificia Universidad Católica de Chile – mail: racienfu@ing.puc.cl

INTRODUCCION

La identificación y comprensión de los mecanismos finos que gobiernan la disipación de energía en resaltos hidráulicos y la organización del escurrimiento a la escala de la turbulencia siguen siendo preguntas abiertas en la actualidad. Aunque desde el punto de vista de las aplicaciones de la ingeniería existen relaciones prácticas que permiten estimar, por ejemplo, el valor de las alturas conjugadas en un resalto y la disipación total de energía, poco se sabe acerca del proceso turbulento asociado, capaz de producir arrastre de sedimentos o erosionar el fondo de un canal. En los últimos años, la investigación experimental en resaltos hidráulicos ha cobrado un renovado interés debido a dos motivos principales : i) la puesta a disposición de la comunidad de nuevas tecnologías y equipos de medición capaces de resolver la estructura del flujo a la escala de la turbulencia, y ii) las aplicaciones que este fenómeno puede tener en la ingeniería de costas y específicamente respecto de la dinámica de rompientes.

En este artículo se presentan mediciones experimentales originales realizadas con el objeto de estudiar la distribución local de la disipación de energía en dos tipos de resaltos hidráulicos débiles cuyos números de Froude son inferiores a 2. Nos concentramos a continuación en los resultados obtenidos para resaltos con capa límite no desarrollada, ubicados muy cerca de una compuerta de fondo y, resaltos con capa límite parcialmente desarrollada, ubicados lejos de la influencia de la condición de borde aguas arriba.

Como se verá en el artículo, el estudio de la disipación local de energía desde el flujo medio requiere conocer en detalle la distribución vertical de velocidades media además del esfuerzo de corte turbulento (tensores de Reynolds) asociado a la parte fluctuante del escurrimiento. Estas propiedades ya han sido medidas y publicadas en estudios previos como los de Liu et al. (2004), Misra et al. (2007), Rajaratnam (1965) o Svendsen et al. (2000). Sin embargo en todos ellos, los resaltos considerados correspondían a capas límites no desarrolladas. Los estudios experimentales de velocidad y de turbulencia en resaltos con capas límites parcialmente o enteramente desarrolladas son poco numerosos en la literatura. Lennon y Hill (2006) y Resch et al. (1976) mostraron que los perfiles verticales de velocidad media están muy influenciados por la condición de desarrollo de la capa límite. Así, encontraron que el máximo de velocidad en cada sección se encuentra cerca del fondo para resaltos con capa límite no desarrollada y más cerca de la superficie libre para resaltos hidráulicos con capa límite desarrollada. Por otra parte, según nuestro conocimiento, el único estudio que ha involucrado mediciones de la distribución de la disipación de energía local en resaltos hidráulicos fue aquel presentado por Rouse et al. (1959). Sin embargo, el hecho que estos autores hayan utilizado aire en vez de agua en sus experiencias y que el experimento se haya realizado en un canal cerrado simulando la forma de la superficie libre con una pared sólida, siembran dudas respecto de la posibilidad de traspasar estos resultados a resaltos hidráulicos libres en canales abiertos.

En la primera parte del artículo, presentaremos la instalación experimental y los equipos que fueron utilizados para la medición de las velocidades y la posición de la superficie libre en cada resalto estudiado. En la segunda parte analizaremos las mediciones de campo de velocidades y esfuerzos de corte de Reynolds concentrándonos en la influencia que tiene el desarrollo de la capa límite de fondo sobre estas variables. Finalmente, en la tercera parte,

escribiremos la ecuación de disipación de energía local para un resalto hidráulico 2D de manera de identificar los términos que deben ser construidos a partir de las mediciones experimentales de manera de estimar la evolución espacial de esta cantidad.

1. INSTALACION EXPERIMENTAL Y DATOS DE MEDICION

Las experimentaciones se realizan en el Laboratorio de Hidráulica de la Pontificia Universidad Católica de Chile, en un canal liso horizontal de 95cm de ancho y 10m de largo. A la entrada del canal, un estanque recoge el caudal fijo de $Q=0.164 \text{ m}^3/\text{s}$ ($q=Q/b=0.172 \text{ m}^2/\text{s}$) que es recirculado con la ayuda de una bomba. El agua entra en el canal pasando por debajo de una compuerta de fondo donde el escurrimiento pasa a régimen supercrítico. A la salida de la compuerta la altura de agua tiende a disminuir hasta alcanzar la condición de contracción máxima y luego aumenta hacia aguas abajo. A la salida del canal, una reducción de la sección del escurrimiento induce una pequeña pérdida de carga, suficiente para producir un aumento del nivel de agua y forzar un régimen de escurrimiento subcrítico. Dado que la rugosidad del canal es pequeña, la altura de agua casi no varía en el tramo aguas abajo del resalto. La ubicación del resalto hidráulico se controla simplemente cambiando el nivel de apertura de la compuerta de fondo a la entrada del canal.

Un captor ultrasonido permite medir el eje hidráulico en el canal, sin embargo no fue posible registrar con buena precisión las oscilaciones de la superficie libre en la zona cercana al resalto por lo que sólo reportaremos su posición media. Las tres componentes de velocidad u , v , w según x , y , z respectivamente (ejes longitudinal, transversal y vertical) han sido obtenidas usando dos equipos micro-ADV de 16MHz (Acoustic Doppler Velocimeters) de marca Sontek. El primer equipo está configurado con una cabeza “down-looking” y permite medir velocidades desde una distancia de 6 a 7 centímetros de la superficie libre hacia abajo de la columna de agua. Esta limitación se debe al hecho que el centro del volumen de control dónde se efectúan las mediciones se encuentra a una distancia de 5cm del emisor; para que el registro de velocidades sea válido, el emisor debe estar completamente sumergido en el agua durante toda la medición (ver Liu et al. 2004). El segundo equipo utilizado posee una cabeza montada sobre un cable flexible y es ubicada de manera de efectuar mediciones en la dirección transversal. El uso de este equipo permite explorar el campo de velocidad en la parte alta de la columna de agua hasta una distancia de 3 a 4 cm de la superficie libre.

Para cada sección, las tres componentes de velocidad son registradas en cada punto de la columna de agua a intervalos promedios de 1cm, durante 5 minutos con una frecuencia de adquisición de 50Hz. Los principales problemas de medición se producen en la zona cercana al pie del resalto donde en el escurrimiento supercrítico el emisor y los receptores crean estelas hacia aguas abajo perturbando la zona de interés. En consecuencia, hay una zona ciega que abarca los primeros 10 a 15 centímetros a partir del pie de los resaltos estudiados. Además, en razón de su intrusividad, el micro ADV montado en el cable flexible no puede ser usado para medir en secciones aguas arriba de esta zona pues produce perturbaciones del flujo que afectan las mediciones.

Por otro lado, y en acuerdo con las observaciones de Liu et al. (2004), el usar un ADV en un flujo muy aereado, puede producir errores de medición que se manifiestan como saltos o “spikes” en el registro temporal de velocidades. Estas mediciones incoherentes ocurren cuando una burbuja de aire pasa frente al emisor acústico. Para identificar y corregir estos valores incoherentes, la metodología de corrección PSTM (Phase-Space Thresholding Methodology) descrita por Goring y Nikora (2002) se aplica en cada serie registrada. Se verifica entonces que el número de “spikes” no supera 3% del número total de datos para cada serie. El ruido remanente en los registros está sólo asociado al ruido Doppler (Liu et al., 2004). Sin embargo, este ruido blanco no afecta las velocidades medias y afecta muy poco la estimación de los esfuerzos de corte turbulento de Reynolds (ver Voulgaris y Trowbridge, 1998). Por consiguiente, es importante notar que este ruido Doppler casi no afecta la precisión de las variables medidas que presentamos en este artículo.

Los ensayos realizados permitieron medir tres resaltos hidráulicos con las características descritas en la **Tabla 1**. Dos de ellos correspondieron a una situación de capa límite de fondo no desarrollada, ubicados cerca de la compuerta aguas arriba (R1 y R2), mientras que el tercero (R3) se formó en condiciones de capa límite parcialmente desarrollada, puesto que se ubicó más lejos de la compuerta de fondo. Es importante notar que R2 y R3 tienen los mismos parámetros globales de flujo (caudal, número de Froude, alturas conjugadas).

Siguiendo las recomendaciones de Misra et al. (2007), el origen del eje x ha sido posicionado en la sección donde ocurre el gradiente de superficie libre máxima, cerca del pie del resalto. La altura de agua h_2 corresponde a aquella medida justo aguas abajo del resalto. La altura de aguas arriba h_1 se estima indirectamente a partir de la altura h_2 a través de la ecuación simplificada de alturas conjugadas asumiendo una distribución de presión hidrostática y sin corrección de velocidades en el término de cantidad de movimiento (ver Chow, 1994):

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{8q^2}{gh_1^3}} - 1 \right) \quad (1)$$

donde q es el caudal por unidad de ancho en el canal.

Tabla 1: Datos de los tres resaltos medidos (R1, R2 y R3) y de los tres resaltos estudiados por Svendsen et al. (2000), notados SV00. L es la distancia desde la compuerta hasta el pie del resalto ($x=0$), h_2 es la profundidad medida aguas abajo del resalto, h_1 es la altura conjugada aguas arriba del resalto, Fr_1 es el número de Froude aguas arriba, y Re es el número de Reynolds.

ID	L (m)	h_2 (cm)	h_1 (cm)	Fr_1	Re	Capa límite de fondo
R1	0.35	19.5	10.4	1.64	172600	No desarrollada
R2	0.35	21.6	9.1	1.99	172600	No desarrollada
R3	1.4	21.6	9.1	1.99	172600	Desarrollo parcial
SV00_1	?	9.9	6.1	1.46	68200	No desarrollada
SV00_2	?	10.1	5.8	1.54	67300	No desarrollada
SV00_3	?	10.8	5.3	1.77	66600	No desarrollada

2. CARACTERISTICAS DE LOS PERFILES DE VELOCIDAD

La **Figura 1** presenta el campo de velocidad longitudinal media medido para los tres resaltos. Se observa que la velocidad máxima en cada perfil ocurre cerca del fondo para los dos resaltos con capa límite no desarrollado (R1 y R2) y más arriba en la columna de agua para el resalto con capa límite parcialmente desarrollada (R3). Además, se aprecia que los perfiles se desarrollan hacia aguas abajo, aumentando la velocidad del flujo en la parte superior de la columna de agua y uniformizando el perfil acercándolo hacia un perfil de escurrimiento libre clásico. Estas mediciones están en buen acuerdo con los datos de Liu et al. (2004), Rajaratnam (1965), Resch et al. (1976) y Wu y Rajaratnam (1996).

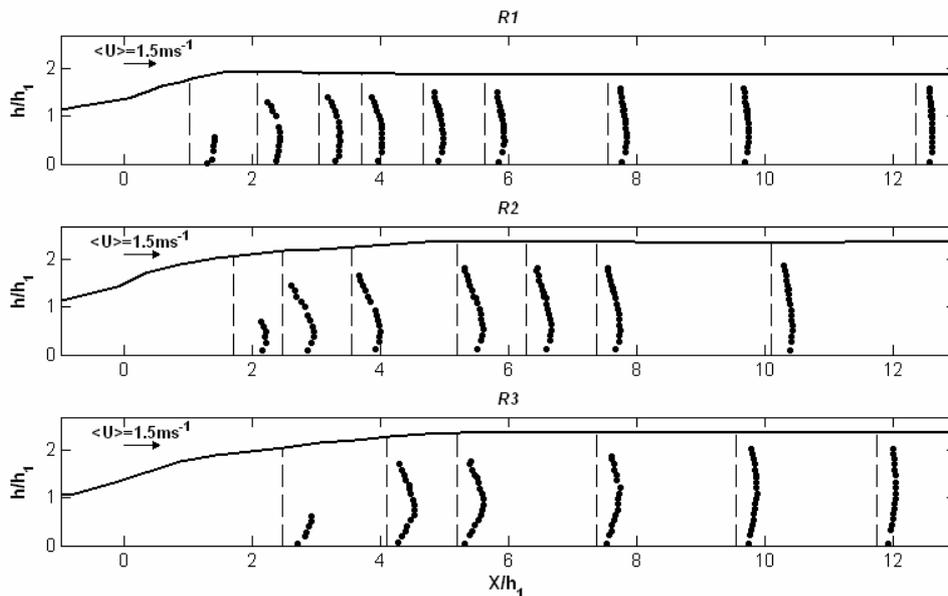


Figura 1: Campo de velocidad longitudinal media para los tres resaltos medidos.

Por otro lado, resulta interesante adimensionalizar los perfiles de velocidad usando la metodología propuesta por Rajaratnam (1965), tomando U_M como el máximo de velocidad en el perfil y b la altura en donde la velocidad es $U=U_M/2$. Con esta adimensionalización, los perfiles se vuelven similares para cada resalto individualmente (**Figura 2**). Sin embargo, se observan algunas diferencias entre los diferentes resaltos, especialmente entre los resaltos con capa límite no desarrollada (R1 y R2) y el con capa límite desarrollada (R3). Este gráfico muestra que la forma de los perfiles adimensionalizados de velocidad depende i) del número de Froude del flujo de entrada, y en mayor medida ii) de la condición de desarrollo de capa límite.

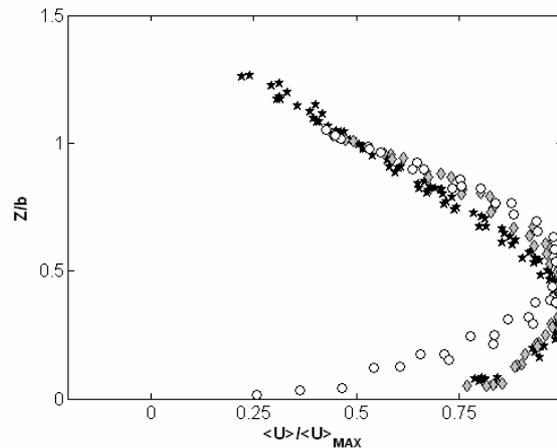


Figura 2: Perfiles de velocidad media longitudinal adimensionalizados para cada resalto medido (\blacklozenge :R1, \star :R2, \circ : R3)

En

la

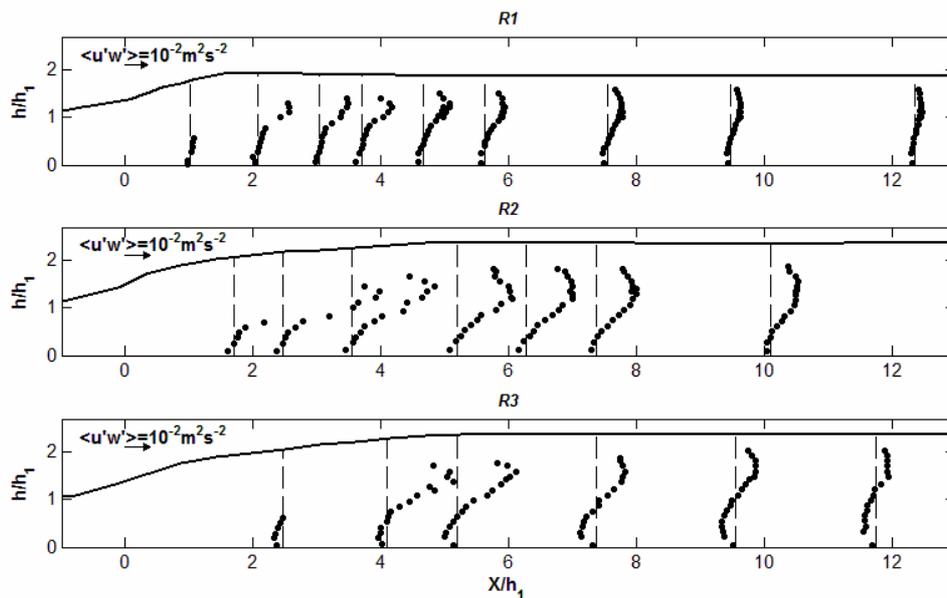


Figura 3 se presenta la evolución de los perfiles de esfuerzos de corte turbulento de Reynolds en los resaltos estudiados. En los tres casos, aparece una zona de gran cisalle (llamada “shear layer”) con valores altos para los esfuerzos de Reynolds en la parte alta de la columna de agua a una altura un poco mayor que la altura aguas arriba h_1 . El valor máximo se encuentra cerca del pie del resalto y disminuye rápidamente hacia aguas abajo, confirmando las mediciones anteriores de Liu et al. (2004), Rouse et al. (1959) y Svendsen et al. (2000). También se observa que para los dos resaltos con capa límite no desarrollada (R1 y R2), la magnitud del esfuerzo el corte turbulento aumenta con el número de Froude. Para el caso del resalto con capa límite parcialmente desarrollada, la altura donde ocurre el esfuerzo de corte máximo es mayor que en el caso de resaltos con capa límite no desarrollada.

Por otra parte se observa cerca del fondo del canal, una segunda región donde los esfuerzos de corte turbulentos de Reynolds tienen un máximo local, esta vez con signo negativo. Este efecto está asociado a la resistencia del fondo sobre el flujo. Es importante notar que la intensidad de este esfuerzo de corte en esta región es despreciable frente al valor máximo encontrado cerca del pie del resalto cuando la capa límite no tiene tiempo de desarrollarse. Esta observación es consistente con los resultados presentados por Svendsen et al. (2000, notado SV00 en lo que sigue). Para el resalto con capa límite parcialmente desarrollada, los esfuerzos de Reynolds tienden a estar mejor repartidos entre estas dos regiones.

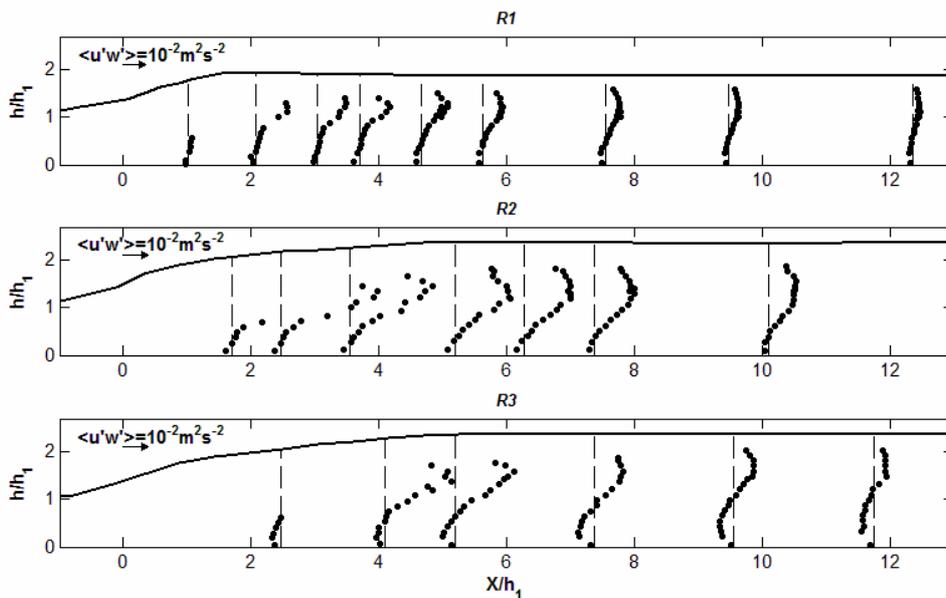


Figura 3: Perfiles de esfuerzos de corte de Reynolds para los tres resaltos estudiados.

3. DISIPACION DE ENERGIA

El objetivo de esta sección es el estudio de la distribución de la disipación de energía en los resaltos medidos. Para eso, se debe primero escribir la ecuación de energía aplicada a un resalto hidráulico 2D en condiciones de régimen permanente.

3.1. Desarrollo de las Ecuaciones

Utilizamos en esta sección la descomposición de velocidad de Reynolds, tomando $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ con \bar{u}_i la velocidad promediada sobre un intervalo de tiempo suficientemente largo y u_i' la parte fluctuante según la dirección x_i ($i=1,2,3$). La primera ecuación disponible es la ecuación de continuidad para un escurrimiento incompresible:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

donde utilizamos la convención que implica sumar sobre los índices repetidos. Para desarrollar la ecuación de energía, comenzamos por escribir la ecuación de Reynolds en régimen permanente (ver Matthieu y Scott, 2000):

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \underbrace{-\overline{p} d_{ij} + \overline{\mathbf{m}} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{\mathbf{r} u_i' u_j'}}_{T_{ij}} \right\} \quad (3)$$

con ρ la masa específica del agua, μ el coeficiente de viscosidad, p la presión local y $d_{ij}=1$ si $i=j$ y $d_{ij}=0$ si $i \neq j$. El término entre corchetes en el lado derecho de la ecuación, T_{ij} , contiene los esfuerzos sobre el flujo medio, i.e., la presión, los esfuerzos de corte viscosos, y los esfuerzos de corte de Reynolds debidos a la turbulencia. Al multiplicar esta ecuación por $\overline{u_i}$, obtenemos,

$$\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{1}{r} \overline{u_i} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (4)$$

Ahora, integrando por parte el término de derecha de la Eq. (4) y i) despreciando los términos viscosos, y ii) asumiendo una distribución hidrostática de la presión, es posible escribir la ecuación de energía del flujo medio para un escurrimiento permanente:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\overline{u_j u_i^2}}{2} = -g \frac{\partial}{\partial x_j} (h \overline{u_j}) + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (5)$$

Par simplificar esta ecuación al caso de un escurrimiento 2D, asumiremos que la velocidad media en la dirección transversal y el gradiente transversal de cualquier propiedad del escurrimiento son idénticamente nulos ($\overline{v} = \partial/\partial y = 0$). Con esta simplificación la ecuación de Reynolds se reduce a lo siguiente:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{u(u^2 + w^2)} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{w(u^2 + w^2)} + g \left[\frac{\partial}{\partial x} (h \overline{u}) + \frac{\partial}{\partial z} (h \overline{w}) \right] \\ & = \overline{w^2} \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} + \overline{u^2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{u' w'} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} + \overline{u' w'} \frac{\partial \overline{w}}{\partial x} \end{aligned} \quad (6)$$

con $x=x_1$, $z=x_3$, las coordenadas cartesianas en la dirección longitudinal y vertical respectivamente, y $u=u_1$, $w=u_3$, las velocidades longitudinales y verticales.

Definiendo el aumento de profundidad del flujo entre aguas arriba y abajo como H ($H=h_2-h_1$) y la longitud del resalto como L , podemos considerar H y L como las escalas vertical y longitudinal del resalto respectivamente. Es posible entonces reducir la ecuación de continuidad (Eq. (2)) de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \Rightarrow \frac{U}{L} \approx \frac{W}{H} \Rightarrow W \approx \frac{UH}{L} \quad (7)$$

con U y W órdenes de magnitud de las velocidades longitudinal y vertical respectivamente. Luego, asumiendo que la escala longitudinal es mucho más grande que la escala vertical (hipótesis de aguas poco profundas), obtenemos $\bar{w}^2/\bar{u}^2 \approx H^2/L^2 \ll 1$. Esta consideración permite simplificar los dos primeros términos de la ecuación (6), despreciando el efecto de la velocidad vertical w . Además, utilizaremos la hipótesis tradicional para flujos turbulentos en canales que consiste en asumir que el orden de magnitud de los momentos de segundo orden, $\overline{u'^2}$ y $\overline{w'^2}$, son despreciables frente al término de correlación, $\overline{u'w'}$. La hipótesis de escurrimiento en aguas poco profundas implica además en nuestro caso que $\partial/\partial x \ll \partial/\partial z$. En consecuencia, el análisis de órdenes de magnitud y las hipótesis invocadas permite despreciar los dos primeros términos del lado derecho de la ecuación (6) frente al tercer término. De manera análoga, a partir de la relación (7), podemos escribir:

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} / \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \approx \frac{UH}{L^2} / \frac{U}{H} \approx \frac{H^2}{L^2} \ll 1 \quad (8)$$

Lo que permite despreciar el último término del lado derecho de la ecuación (6) frente al tercer término.

Finalmente, la ecuación (6) se escribe para el caso de un escurrimiento 2D en condiciones de aguas poco profundas como:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^3 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{wu^2} + g \frac{\partial}{\partial x} (h\bar{u}) + g \frac{\partial}{\partial z} (h\bar{w}) = \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (9)$$

Para obtener la ecuación de energía global para el resalto procedemos a integrar la Eq. (9) sobre un volumen de control definido entre el fondo del canal, la superficie libre y las secciones aguas arriba y abajo del resalto, de abscisas X_1 y X_2 respectivamente:

$$\frac{1}{2} \left[\int_0^h \bar{u}^3 dz \right]_{X_1}^{X_2} + \frac{1}{2} \int_{X_1}^{X_2} \left[\overline{wu^2} \right]_0^h dx + \left[\int_0^h gh\bar{u} dz \right]_{X_1}^{X_2} + g \int_{X_1}^{X_2} \left[h\bar{w} \right]_0^h dx = \int_{X_1}^{X_2} \int_0^h \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} dz dx \quad (10)$$

En esta ecuación es posible usar como condiciones de borde el hecho que las componentes de velocidades vertical y longitudinal medias deben ser nulas en el fondo del canal ($z=0$), y la condición cinemática en la superficie libre que para el caso de régimen permanente se expresa como $\overline{w_{z=h}} = \overline{u_{z=h}} + \partial h/\partial x$. Reemplazando estas condiciones en la Eq. (10) obtenemos finalmente la ecuación de energía para el flujo medio en su forma integral:

$$\frac{1}{2} \int_{X_1}^{X_2} \overline{u_{z=h}^3} \frac{\partial h}{\partial x} dx + g \int_{X_1}^{X_2} \overline{u_{z=h}} \frac{\partial h}{\partial x} dx + \underbrace{\left[\int_0^h \overline{u} \left(gh + \frac{\overline{u}^2}{2} \right) dz \right]_{X_1}^{X_2}}_{D_w} = \int_{X_1}^{X_2} \int_0^h \underbrace{\overline{u'w'}}_P \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} dz dx \quad (11)$$

Los dos primeros términos del lado izquierdo de la Eq. (11) pueden despreciarse al asumir que la velocidad longitudinal en la superficie libre, $\overline{u_{z=h}}$, es muy pequeña en la región de recirculación del resalto donde el nivel de agua aumenta ($dh/dx \neq 0$). Para los rangos de número de Froude que consideramos aquí, esta hipótesis ha sido confirmada por los datos experimentales de la literatura (Misra et al., 2007 y Svendsen et al., 2000).

Por consiguiente, despreciando los dos primeros términos del lado izquierdo de esta ecuación, es posible demostrar que la diferencia de carga entre las secciones 1 y 2 antes y después del resalto, ΔH , multiplicado por gq debe ser igual a la integral sobre toda la longitud y profundidad del resalto de la producción de turbulencia P . Esta ecuación representa la transformación de la energía extraída desde el escurrimiento medio en energía cinética turbulenta.

Por otro lado, es posible demostrar utilizando la ecuación de conservación de cantidad de movimiento global aplicada en el mismo volumen de control y asumiendo que los coeficientes de corrección de energía cinética y de cantidad de movimiento son iguales a 1, que la disipación de energía total en el resalto, $D_w = gq \Delta H$, se expresa como (ver por ejemplo Chow, 1994):

$$D_w = gq \Delta H = gq \frac{(h_2 - h_1)^3}{4h_2 h_1} \quad (12)$$

que corresponde a la relación clásica para estimar las pérdidas de carga en un resalto.

En resumen, disponemos de dos expresiones para la pérdida de energía en un resalto: la ecuación global (12) que permite estimar de manera muy simple la disipación de energía total en el resalto y la ecuación (11) que permite relacionar la disipación de energía local con la producción de turbulencia. El objetivo de la próxima sección será entonces de comparar la disipación de energía estimada desde el punto de vista global y local, utilizando las mediciones experimentales detalladas del campo de velocidad en el resalto efectuadas.

3.2. Término de Producción Local de Turbulencia

Como quedó demostrado en la ecuación (11), la disipación de energía desde el escurrimiento medio corresponde a un término fuente para la producción de turbulencia P en el interior del resalto. El término de producción local puede estimarse como el producto del esfuerzo de Reynolds y el gradiente vertical de la velocidad media longitudinal (Eq. (11)). Dado que cerca del fondo, el gradiente vertical de velocidad es positivo y el esfuerzo de Reynolds es negativo, y que en la zona de recirculación, el gradiente de velocidad es

negativo y el esfuerzo de Reynolds es positivo, la producción P debe ser positiva en toda la columna de agua (ver **Figura 4**).

Para los resaltos R1 y R2, el término de producción es máximo en la zona de recirculación donde se produce un fuerte cizalle, disminuyendo luego hacia el fondo y hacia la superficie libre en cada sección medida. En términos de magnitudes absolutas en la dirección longitudinal, se observa que la producción máxima ocurre cerca del pie del resalto y disminuye hacia aguas abajo. Este resultado está en buen acuerdo con las mediciones experimentales de Rouse et al. (1959). Por otra parte, se aprecia que para mayores números de Froude, la magnitud máxima del término P aumenta mientras que la altura relativa, z_M , a la cual se produce disminuye.

En el resalto R3, es posible distinguir, además de una zona de producción similar a la de los 2 casos anteriores, una producción no despreciable cerca del fondo. Como se discutió antes, para este caso con capa límite de fondo parcialmente desarrollada, el esfuerzo de corte turbulento cerca de la pared es más importante. Esta segunda región de producción de turbulencia se origina debido a una separación de la capa límite de fondo producida por un gradiente de presión adversa a la largo del resalto. La presencia de estas dos zonas de producción es consistente con la predicción de Silberman (1959).

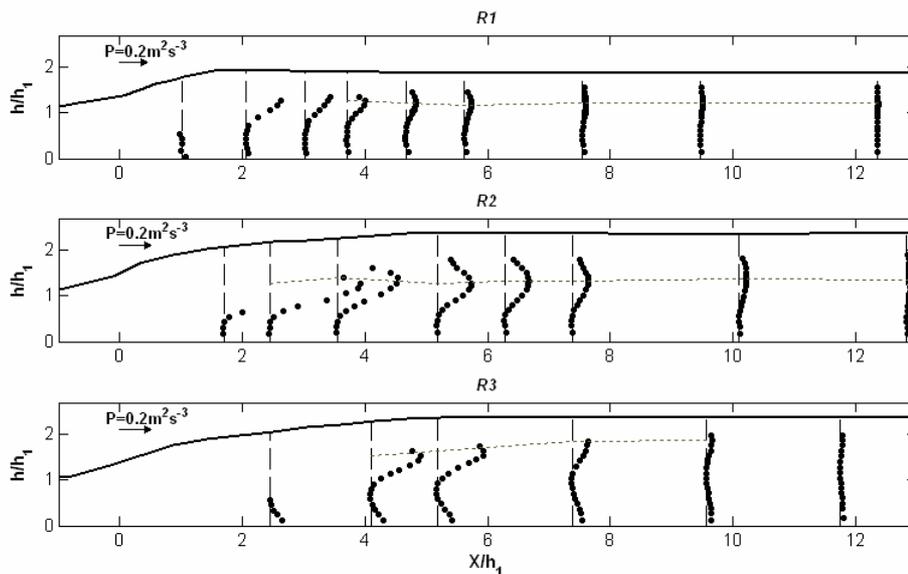


Figura 4: Perfiles de producción de turbulencia para los tres resaltos medidos con la evolución de la altura de producción máxima z_M en línea punteada.

3.3. Término de Producción Integrado en el Volumen de Control

Vamos a proceder a efectuar la doble integración del término de producción que aparece en la Eq. (11) utilizando las mediciones experimentales disponibles. Sin embargo, debido a las limitaciones de las sondas ADV, no fue posible medir velocidades muy cerca de la superficie libre. Por esta razón, no podremos integrar directamente los perfiles de producción P en cada sección. A pesar de lo anterior, al analizar las mediciones de

producción de turbulencia en los resaltos estudiados en SV00 (con capa límite no desarrollada), se observa que los perfiles verticales de producción son simétricos respecto a z_M a partir de una abscisa $x/h_1 > 2$. Esta situación se muestra en la **Figura 5** para el resalto SV00_3 (ver **Tabla 1**) y también se confirma para nuestros resaltos con capa límite no desarrollada en la **Figura 4**. Asumiendo entonces una distribución simétrica de producción, es posible integrar los perfiles de cada uno para las secciones en las cuales hay mediciones disponibles sobre la altura $z=z_M$ de la siguiente manera:

$$P_V = 2 \int_{z=0}^{z_M} P(z) dz \quad (13)$$

Esta aproximación la haremos sólo en el caso de los resaltos R1 y R2 ya que para los resaltos con capa límite parcialmente desarrollada no existe mucha información al respecto en la literatura.

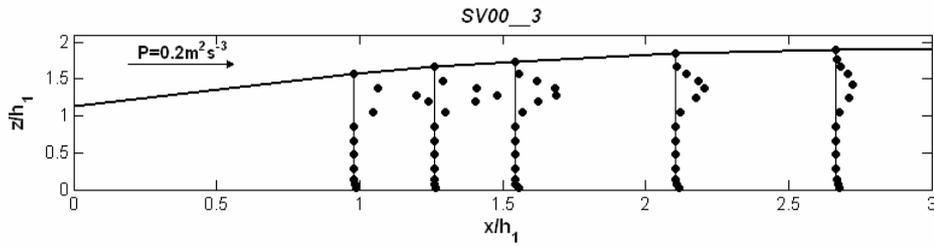


Figura 5: Perfiles de producción de turbulencia para el resalto con capa límite no desarrollada SV00_3.

Los resultados de la integración vertical del término de producción para los resaltos R1 y R2 y los tres resaltos estudiados en SV00 han sido representados en la **Figura 6**, adimensionalizados por la disipación total en el resalto, D_w , dividido por la altura de agua en la sección aguas arriba, h_1 (ver Eq. (12)). Se observa que esta adimensionalización permite representar la evolución longitudinal de la producción integrada en la vertical en una única curva para todos los casos considerados. La producción de turbulencia es muy fuerte cerca del pie del resalto y se reduce rápidamente al avanzar hacia aguas abajo. En la **Figura 6** se ha representado además un ajuste de curva sobre estos datos, la que se escribe como:

$$\frac{P_V h_1}{D_w} = 0.5 \left(\frac{X}{h_1} \right)^{-3/2} \quad (14)$$

Es importante recalcar que el buen acuerdo que existe entre nuestros datos y los de SV00 permite validar la hipótesis de perfiles de producción simétricos.

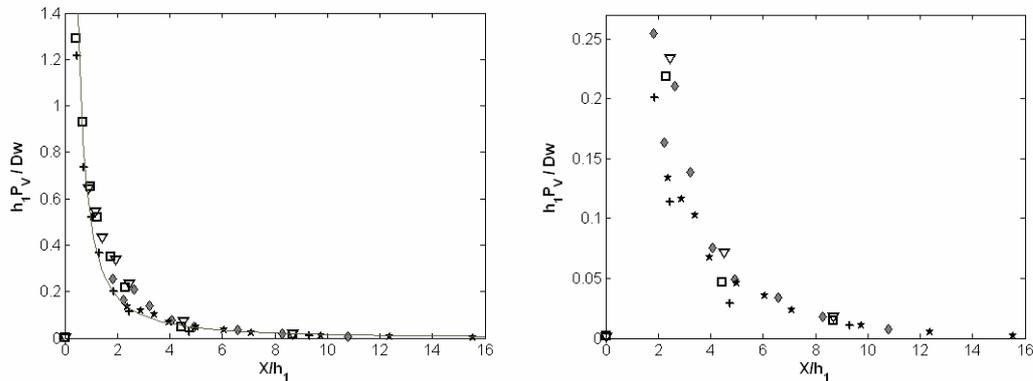


Figura 6: Evolución longitudinal de la producción de turbulencia integrada sobre la vertical adimensionalizada. Se representan cinco resaltos con capa límite no desarrollada (\diamond :R1, \star :R2, +: SV00_1, \circ : SV00_2, ∇ : SV00_3) y la curva ajustada (Eq. (14)). Panel derecho : zoom en la zona de medición de R1 y R2.

Finalmente, la integración de P_V en el sentido longitudinal entre el pie del resalto y la última sección aguas abajo no se pudo realizar sobre nuestros datos debido a que nos faltan secciones cerca del pie del resalto. Sin embargo, la integración de P_V entre la sección $x/h_1=0$ y la sección aguas abajo del resalto para los tres casos de SV00 se ha llevado a cabo y se presenta en la **Tabla 2**. En esta tabla también se ha incorporado para efectos de comparación, el valor de la disipación de energía total estimado por la fórmula simplificada de la Eq.(12). Se observa que la estimación global y aquella obtenida a partir de mediciones detalladas del campo de velocidades entregan resultados similares, lo que reconforta los datos experimentales. Existen sin embargo diferencias mayores en el caso del resalto SV00_2 pero la razón de esto no está clara.

Tabla 2: Comparación de disipación de energía en resaltos estimada por las dos metodologías

	D_w (m4s-3)	$\iint P dz dx$ (m4s-3)
R1	15.7x10-3	-
R2	41.3x10-3	-
SV00_1	1.6 x10-3	1.65 x10-3
SV00_2	2.2 x10-3	3.23 x10-3
SV00_3	4.9 x10-3	4.93 x10-3

CONCLUSION

Tres resaltos débiles con números de Froude inferiores a 2.5 han sido estudiados en un canal rectangular con fondo horizontal. El perfil de velocidades se midió en distintas secciones a lo largo del resalto utilizando un micro-ADV. Dos de estos resaltos corresponden a una situación de capa límite no desarrollada (cerca de la compuerta de fondo) mientras que el tercero presenta una capa límite parcialmente desarrollada (lejos de la compuerta). Este estudio ha permitido reconstruir los campos de velocidad media en la dirección longitudinal, de esfuerzos de corte turbulento o de Reynolds y de producción de

energía turbulenta para cada caso. Se observa que el nivel de desarrollo de la capa límite cerca del fondo del canal tiene mucha influencia sobre la distribución en la vertical de las propiedades medidas. Es por lo tanto necesario tener en cuenta el nivel de desarrollo de esta capa límite al momento de representar resaltos hidráulicos en un modelo físico.

Escribiendo una ecuación de energía para el escurrimiento medio a partir de las ecuaciones de Reynolds se explicitó la relación que existe entre la disipación de energía desde el escurrimiento medio y la producción de turbulencia. De esta manera ha sido posible estimar la disipación de energía local o producción turbulenta a partir de las mediciones detalladas de velocidad efectuadas. A partir de los datos experimentales se ha construido una relación adimensional, verificada en 5 resaltos distintos, que permite estimar la evolución espacial de la producción de turbulencia integrada sobre la columna de agua. La estimación de la disipación total de energía en el resalto se ha efectuado usando dos métodos independientes, i) por medio de la relación clásica que involucra las alturas conjugadas, e ii) integrando el término de producción de energía turbulenta en toda la columna de agua y longitud del resalto. Se observó una buena concordancia entre ambos métodos lo que refuerza la validez de las mediciones experimentales.

AGRADECIMIENTOS

E. Mignot agradece al Depto. de Ingeniería Hidráulica y Ambiental y a la Escuela de Ingeniería de la Universidad Católica por el apoyo humano y financiero para desarrollar esta investigación. Agradecemos también el apoyo brindado por Yarko Niño del Depto. de Ingeniería Civil de la Universidad de Chile, por cuanto en este estudio se utilizó uno de los ADV pertenecientes a su grupo de investigación.

REFERENCIAS

Chow, V.T. 1994. Hidraulica de canales abiertos. McGraw-Hill, Santafe de Bogota, Colombia.

Goring, D., y V. Nikora. 2002. Despiking acoustic Doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(1), 117-126.

Lennon, J., y D. Hill. 2006. Particle image velocity measurements of undular and hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(12), 1283-1294.

Liu, M., N. Rajaratnam, y D. Zhu. 2004. Turbulence structure of hydraulic jumps of low Froude numbers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 30(6), 511-520.

Mathieu, J., y J. Scott. 2000. *An introduction to Turbulent Flow*. Cambridge University press, Cambridge, UK.

Misra, S., J. Kirby, M. Brocchini, F. Veron, M. Thomas y C. Kambhamettu. 2007. The mean and turbulent flow structure of a weak hydraulic jump. Submitted to *Physics of Fluids*.

Rajaratnam, N. 1965. The hydraulic jump as a wall jet. *Journal of the Hydraulic Division*, 91(5), 107-134.

Resch, F., H. Leutheusser, y M. Coantic. 1976. Study of the kinematic and dynamic structure of the hydraulic jump. *Journal of Hydraulic Research*, 14(4), 293-319

Rouse, H., T. Siao, y S. Nagaratnam. 1959. Turbulence characteristics of the hydraulic jump. *Transaction of the ASCE*, 124, 926-950.

Silberman, E. 1959. Discussion of Turbulence characteristics of the hydraulic jump por Rouse, H., T. Siao, y S. Nagaratnam. *Transaction of the ASCE*, 124, 926-950.

Svendsen, I., J. Veeramony, J. Bakunin, y J. Kirby. 2000. The flow in weak turbulent hydraulic jumps. *Journal of Fluid Mechanics*, 418, 25-57.

Voulgaris, G., y J.H. Trowbrigde. 1998. Evaluation of the Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) for Turbulence Measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 15, 272-289.

Wu, S., y N. Rajaratnam. 1996. Transition from hydraulic jump to open channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122(9), 526-528.