

Fig. 5 Campo de velocidades relativas mostrando una eyección.

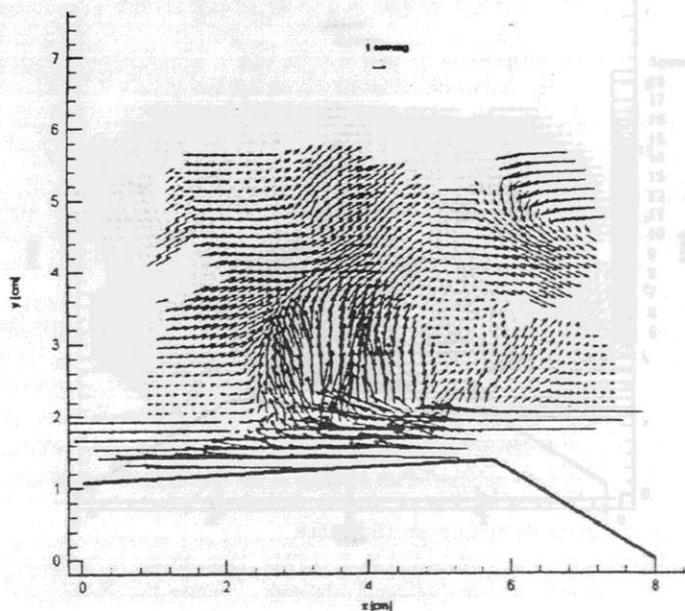
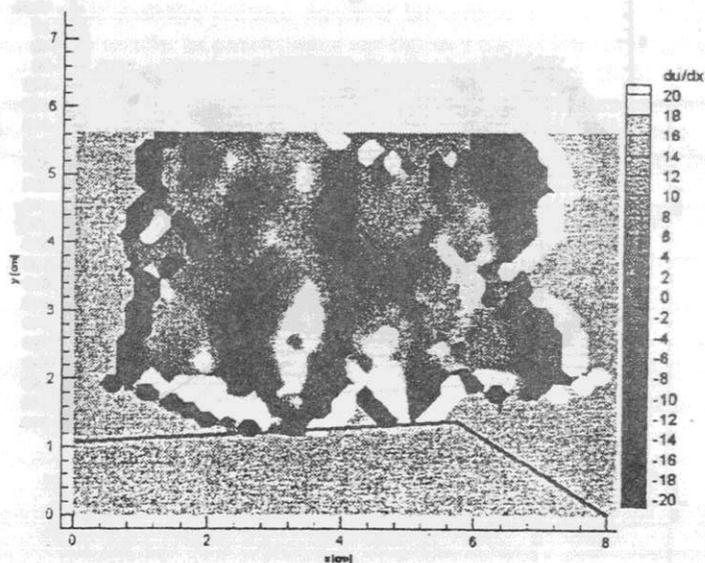


Fig. 6 Campo del gradiente de velocidad asociado a la Fig. 5.



1.2.- MODELACION NUMERICA DE FLUJOS INDUCIDOS POR EL VIENTO EN CUERPOS DE AGUA

INGRID HILLMER <sup>1</sup>  
YARKO NIÑO <sup>2</sup>  
FABIAN LOPEZ <sup>3</sup>

RESUMEN

Este trabajo presenta los resultados de la simulación numérica de flujos inducidos por el viento, utilizando para ello un modelo turbulento de cierre del tipo  $\kappa-\epsilon$  de dos ecuaciones. Los resultados de la simulación son comparados con datos experimentales lo que permite validar el modelo. Mediante una serie de experimentos numéricos se obtienen los perfiles adimensionales de la velocidad, la energía cinética turbulenta, la tasa de disipación de la turbulencia y la viscosidad de remolino para distintos números de Reynolds. Se analizó el comportamiento de la razón entre el esfuerzo de corte en el fondo y el esfuerzo de corte aplicado en la superficie en función también del número de Reynolds. Los resultados revelan que la estructura del flujo medio y de la turbulencia se hacen independientes del número de Reynolds, a partir de un cierto valor de este parámetro adimensional. Se analizó el comportamiento del gradiente de presión en la horizontal en función del número de Froude. La inclinación de la superficie libre resultante es de relativamente poca importancia, lo cual valida el uso de este modelo unidimensional. A partir de estos resultados es posible ampliar el estudio a situaciones en que existen procesos de mezcla en el cuerpo de agua y/o resuspensión de sedimentos en el lecho.

1. Ayudante de Investigación, Depto. De Ing. Civil, Univ. de Chile.  
2. Profesor Asistente, Depto. De Ing. Civil, Univ. de Chile.  
3. Responsable de Proyecto, INA, CHRSA, Argentina.

## 1.- INTRODUCCION

En los últimos tiempos ha habido un creciente interés por comprender y desarrollar metodologías para la solución de problemas medio ambientales. Si se considera que gran parte de estos problemas están relacionados con medios acuáticos, entonces se ve claramente la necesidad de comprender la dinámica del agua en la naturaleza.

En cuerpos de agua como lagos y embalses el viento cumple un rol muy importante debido a que es la principal fuente de energía mecánica, la que una vez transferida al agua es utilizada en la generación de olas, corrientes, etc., y por lo tanto en la producción de energía cinética turbulenta. Esta influye directamente en procesos de mezcla de flujos estratificados, contaminantes y de transporte de sedimentos desde el fondo del cuerpo de agua. El viento aplicado sobre la superficie del agua un esfuerzo de corte, del cual una parte es extraída por las olas generadas que se mueven en la dirección del viento y transportan una gran cantidad de energía. El resto del esfuerzo de corte disponible transfiere una aceleración al agua, lo que da origen a una corriente superficial en la dirección del viento, produciéndose una inclinación de la superficie libre en esa dirección. Esto crea un gradiente de presión positivo en la horizontal, el que es compensado generándose una corriente de retorno por el fondo en la dirección opuesta a la que tiene el viento. En un flujo unidimensional, la condición de conservación de masa impone un flujo neto nulo en la dirección del viento.

Una serie de estudios han sido realizados para investigar el flujo inducido por el viento en un cuerpo de agua. Para ello se han hecho experimentos utilizando sistemas de modelado como túneles de viento, en los cuales se genera un flujo de aire sobre una superficie libre líquida (Baines y Knapp 1965, Wu 1975, Tsuruya et al. 1985). Un sistema alternativo que permite eliminar efectos de pared en el flujo, como los que se tienen en los sistemas convencionales, es el usado por Tsanis (1986) el cual consiste en un tanque invertido, lleno de aire, que se desplaza sobre una superficie sólida la cual transmite el esfuerzo de corte al fluido. Se han realizado también experiencias en terreno las cuales resultan ser más complicadas y costosas (Donelan 1974). En último, se han propuesto soluciones analíticas para un flujo turbulento inducido por un esfuerzo de corte (Tsanis 1989, 1995) y se han utilizado distintos modelos numéricos para el estudio de flujos (Tsanis 1995).

En el presente trabajo se estudia la estructura del flujo inducido por el viento sobre un cuerpo de agua. Para esto se utiliza un modelo de turbulencia del tipo  $\kappa-\epsilon$  (Rodi 1986) realizado a partir de una serie de experimentos numéricos. Las simulaciones son comparadas con los resultados experimentales obtenidos por Baines y Knapp (1965) y por Tsuruya (1985) lo que permite validar el modelo.

## 2.- ECUACIONES QUE GOBIERNAN EL FLUJO

Para realizar el estudio se considerará un flujo unidimensional despreciando todos los gradientes en la horizontal, con excepción del gradiente de presión en la dirección del flujo. Se despreciará también el efecto de la rotación de la Tierra o fuerza de Coriolis. De acuerdo con estas hipótesis, las ecuaciones para el flujo medio (promediadas sobre la turbulencia) en un fluido homogéneo e incompresible son las siguientes:

ecuación de cantidad de movimiento en la dirección del viento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_{ef} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

donde  $u$  denota la velocidad del flujo en la dirección del esfuerzo de corte,  $\rho$  es la densidad del agua,  $z$  es el eje normal al fondo del cuerpo de agua, y  $t$  denota el tiempo. Los esfuerzos de Reynolds, en analogía al flujo laminar, se han representado como

$$\tau = -\overline{\rho u'w'} = \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2)$$

donde  $\nu_t$  es la viscosidad cinemática de remolino que es función de  $z$ . En la ecuación (1)  $\nu_{ef}$  representa la viscosidad cinemática efectiva, la cual se descompone en la viscosidad cinemática del agua,  $\nu$ , y en la viscosidad cinemática de remolino, de modo que

$$\nu_{ef} = \nu + \nu_t \quad (3)$$

Las condiciones de borde especificadas corresponden a una condición tipo Neumann (de flujo) en la superficie libre, que corresponde al esfuerzo de corte conocido

$$\tau_s = \rho \nu_t \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=h} \quad (4)$$

una de tipo Dirichlet en el fondo que corresponde a una condición de no resbalamiento,  $u(0) = 0$ . Cerca del fondo y de la superficie se ha utilizado una función puente para evitar integrar las ecuaciones a través de la subcapa viscosa, lo cual no es válido para este tipo de modelo. Esta función corresponde a la conocida distribución logarítmica de velocidad.

## 3.- MODELACION DE LA TURBULENCIA

Al intentar resolver las ecuaciones promediadas sobre la turbulencia, uno se encuentra con el conocido problema de cierre debido a que en estas ecuaciones aparecen términos desconocidos, los esfuerzos de Reynolds. Para evaluar estos términos se ha utilizado el modelo de viscosidad de remolino, introduciendo una nueva incógnita,  $\nu_t$ , la que a su vez es determinada utilizando un modelo turbulento de cierre del tipo  $\kappa-\epsilon$  (Rodi 1986). Existen diferentes modelos de cierre los cuales se clasifican de acuerdo al modo en que se especifica la distribución de esta viscosidad artificial. En los modelos de dos ecuaciones, como el empleado en este trabajo, esta viscosidad queda determinada por dos ecuaciones de transporte adicionales, la de conservación de energía cinética turbulenta,  $k$ , y la de la tasa de disipación de esta energía turbulenta,  $\epsilon$ . Estas ecuaciones, aplicadas las hipótesis del problema, son las siguientes:

Ecuación para la energía cinética turbulenta:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_{ef}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + v_t \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \varepsilon \quad (5)$$

Ecuación para la tasa de disipación de la turbulencia:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v_{e\epsilon}}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + c_{1\epsilon} v_t \frac{\varepsilon}{k} \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - c_{2\epsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6)$$

Ecuación para la viscosidad cinemática de remolino:

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

donde  $\sigma_k (=1,4)$  y  $\sigma_\epsilon (=1,3)$ , que representan los números de Prandtl/Schmidt (Rodi 1984), y  $c_{1\epsilon} (=1,44)$ ,  $c_{2\epsilon} (=1,92)$  y  $c_\mu (=0,09)$  son coeficientes empíricos.

Las condiciones de borde para  $k$  y  $\varepsilon$  se especificaron de acuerdo a Rodi(1984).

#### 4.- RESULTADOS NUMÉRICOS

Para la resolución numérica de las ecuaciones se empleó el algoritmo PROBE desarrollado por Svensson(1986). Los resultados que se presentan corresponden a la situación de equilibrio, es decir, una vez que el viento ha establecido un flujo permanente en el cuerpo de agua. Se supuso una condición de pared hidrodinámicamente rugosa en la superficie e hidrodinámicamente lisa en el fondo. En las simulaciones, los valores de  $u_s/u^*$ , donde  $u^*$  es la velocidad friccional inducida por el viento en la superficie y  $u_s$  es la velocidad superficial, se mantuvieron en el rango de 15 a 20, que son valores obtenidos en laboratorio para un amplio rango de números de Reynolds (Tsuruya 1986). Para esto se utilizó un valor apropiado de la escala de rugosidad en la superficie libre.

#### 5.- VERIFICACIÓN UTILIZANDO DATOS EXPERIMENTALES

Para la verificación del modelo se simularon las experiencias realizadas por Baines y Knapp(1965) y Tsuruya(1985), utilizando las mismas condiciones que ellos: la profundidad  $h$ , el número de Reynolds  $Re^* = u^* h/\nu$  y el valor de la razón  $u_s/u^*$ . La Tabla N°1 muestra las condiciones utilizadas en las experiencias en ambos casos.

La Fig.1 presenta el perfil de velocidad adimensional obtenido por Baines y Knapp junto con los resultados del modelo. Se observa que la simulación se ajusta bastante bien a los resultados experimentales, apreciándose una mayor diferencia en la parte central de la curva, donde se predice la velocidad nula. No se pudo comparar lo que ocurre cerca del fondo debido a que no se realizaron

mediciones de velocidad para una profundidad menor al 10% de la profundidad total. En la Fig.2 se presentan los resultados de Tsuruya y los del modelo, observándose también un buen ajuste, con algunas diferencias cerca del fondo. Las diferencias obtenidas entre los resultados experimentales y la simulación pueden deberse a efectos tridimensionales presentes en los experimentos los cuales no son modelados en la simulación. Además, es posible especular que los sistemas de medición usados en los experimentos no son muy precisos en las cercanías del fondo.

#### EXPERIMENTOS NUMÉRICOS

Se realizaron distintas simulaciones variando la profundidad,  $h$  y el esfuerzo de corte aplicado sobre la superficie  $\tau_s$ . La profundidad utilizada varió entre los 0,15 a 0,75 m, mientras que el esfuerzo de corte lo hizo entre los valores de 0,0389 y 0,1 N/m<sup>2</sup>. Para cada  $Re^*$  obtenido se determinaron los perfiles de velocidad, energía cinética turbulenta, tasa de disipación de la turbulencia y la viscosidad cinemática de remolinos, los cuales fueron adimensionalizados utilizando  $u^*$ . Las Fig.3 a la 6 muestran estos perfiles adimensionales. En estas figuras se puede observar que a partir de un valor de  $Re^*$  de 2200 los perfiles colapsan en una sola curva. Para los Reynolds menores a 2000 se observan algunas anomalías en los perfiles cerca del fondo que pueden deberse a las condiciones de borde utilizadas. Del análisis de los resultados se obtiene lo siguiente: la velocidad nula ocurre para un valor de  $z/h$  de 0,62 aproximadamente (Fig.3), el máximo valor de la energía cinética turbulenta adimensional  $k/u^{*2}$  es 3,4 (Fig.4), el de la tasa de disipación adimensional  $\varepsilon/u^{*3}$  es 180 (Fig.5), y para la viscosidad de remolino adimensional  $\nu_t/(\nu u^*)$  se tiene un valor máximo de aproximadamente 0,08.

Los resultados de la simulación muestran que la energía cinética turbulenta alcanza su máximo valor cerca de la superficie (Fig.4), lo que se esperaba debido a que es en la superficie donde se le está entregando la energía al flujo, a través del esfuerzo de corte aplicado. Cerca de la superficie, donde existe una gran turbulencia, se alcanza también el máximo valor para la tasa de disipación de energía turbulenta la cual decae rápidamente hacia el fondo. Esto estaría indicando que el equilibrio entre la energía entregada y la energía del sistema cerca de la superficie se mantiene debido a la gran disipación de energía y a la difusión de ésta hacia el fondo. El equilibrio en zonas más profundas se mantiene prácticamente sólo por la difusión de la energía turbulenta desde la superficie.

Al comparar los valores de  $\tau_b/\tau_s$  entregados por el modelo, donde  $\tau_b$  representa el esfuerzo de corte en el fondo, con aquel obtenido por Baines y Knapp para valores de  $Re^*=1900$  y 2870 ( $\tau_b/\tau_s = -0,1$ ) se obtiene que los primeros resultan ser menores en términos absolutos, dando valores de -0,06 y -0,05, respectivamente, para los dos números de Reynolds antes indicados. La diferencia se puede atribuir, a que este valor no fue obtenido de las mediciones experimentales, sino realizando algunas suposiciones que entregarían un valor sólo aproximado. Utilizando los datos de Tsuruya, la simulación da un valor para  $\tau_b/\tau_s$  de -0,1.

En general, en estudios de laboratorio se ha encontrado que  $\tau_b/\tau_s$  está en un rango de -0,15 a -0,7 (Tsanis 1989), y en terreno se da un valor de -0,2 (Donelan 1974). Otros investigadores han reportado valores de -0,5 (Keulegan 1951) y de -0,1 o menores (Van Dorn 1953). Considerando que en el laboratorio los  $Re^*$  son bajos, el modelo estaría entregando valores de  $\tau_b/\tau_s$  dentro de los rangos reportados anteriormente para estos valores de  $Re^*$  y por lo tanto se puede suponer que los resultados de la simulación son aceptables.

En este trabajo se analizó el comportamiento de  $\tau_b/\tau_s$  para diferentes valores de  $Re^*$  que se obtuvieron variando tanto la profundidad como el esfuerzo de corte. La Fig.7 muestra los resultados obtenidos. En ella se observa que la curva graficada presenta un brusco cambio de pendiente para un valor de  $Re^*$  de 2200. Esto indica que existe un cambio de régimen en el flujo. A medida que  $Re^*$  aumenta, aumentan también los efectos turbulentos, disminuyendo los efectos viscosos. El valor de  $\tau_b/\tau_s$  para  $Re^*$  grandes tiende a hacerse constante, con valores comprendidos entre -0.03 y -0.04.

El gradiente de presión en la horizontal ha sido estudiado en función del Número de Froude definido como  $Fr^* = u^*/(gh)^{1/2}$ . Este resulta ser un buen parámetro adimensional para relacionarlo con el gradiente de presión debido a que incorpora la relación entre las fuerzas de inercia y las de gravedad, cuya acción es importante en escurrimientos con superficie libre. En la Fig.8 se aprecia que el gradiente de presión crece a medida que  $Fr^*$  aumenta, y su tasa de crecimiento también aumenta con  $Fr^*$ . Esto significa, que al aumentar el esfuerzo de corte actuando sobre la superficie del agua (mayor velocidad del viento), manteniendo constante la profundidad, da como resultado un aumento del gradiente de presión. Por otro lado, si aumenta la profundidad manteniéndose las mismas condiciones del viento, se obtiene un gradiente de presión menor.

El gradiente de presión en la horizontal, suponiendo que existe una distribución hidrostática de presión, está directamente ligado con la deformación de la superficie libre de modo tal que :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial z_s}{\partial x} \quad (8)$$

donde  $z_s$  representa el nivel de la superficie libre. Por lo tanto, el viento induce una inclinación de la superficie libre, de modo que se produce una sobrelevación de ésta en la dirección del viento. De acuerdo a los resultados mostrados en la Fig. 8, esta inclinación es relativamente leve, lo que valida la modelación unidimensional utilizada.

## 7.- CONCLUSIONES

La comparación hecha entre los resultados experimentales y los resultados de la simulación ha permitido validar el modelo. Se puede, entonces, afirmar que este modelo reproduce de modo muy confiable situaciones como las que se dan en laboratorio.

De los experimentos numéricos realizados se han obtenido una serie de resultados que permiten caracterizar la estructura del flujo turbulento inducido por un esfuerzo de corte aplicado en la superficie libre del cuerpo de agua. Se encontró que existe un cambio de régimen para un valor de  $Re^*$  de 2200 aproximadamente, a partir del cual la estructura del flujo medio y la turbulencia se hacen independientes de los efectos viscosos. El modelo predice la inclinación de la superficie libre del cuerpo de agua debido a la acción del viento, lo cual es importante debido a la posible generación de seiches. Sin embargo, esta inclinación es relativamente pequeña, validando de esta manera, la modelación unidimensional aquí utilizada.

El modelo entrega una simulación aceptable del esfuerzo de corte en el fondo, de acuerdo

la comparación con los resultados experimentales, lo cual hace factible su utilización para simular la resuspensión de sedimentos contaminados desde el fondo de lagos o embalses.

La aplicación de este modelo permite estudiar la estructura de la turbulencia generada por el viento, lo cual resulta importante puesto que la turbulencia es el principal agente que genera fenómenos de mezcla en cuerpos de agua, los cuales afectan la calidad del recurso.

## Agradecimientos

Los autores agradecen al financiamiento otorgado por Departamento de Ingeniería Civil de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile.

## REFERENCIAS

- BAINES, W.D., y KNAPP, D.J. (1965). 'Wind driven water current.' *J. Hydr. Div., ASCE*, 91(2), 205-221.
- GOOSSENS, L.T, VAN PAGEE, H.J.A., y TESSEL, P.J. (1982). 'Vertical diffusion in air driven water flows.' *J. Hydr. Div., ASCE*, 108(2), 995-1009.
- RODI, W. (1984). 'Turbulence models and their application in hydraulics.' IAHR Monograph. 104 pp.
- SVENSSON, U. (1989). 'Formulae for pressure gradients in one-dimensional lake models.' *J. Geophys. Res.*, 94(C4), 4939-4946.
- SVENSSON, U. (1986). 'Program for Boundary Layers in the Environment.' Swedish meteorological and Hydrological Institute. S-601 76.
- TSANIS, I.K. (1989). 'Simulation of wind-induced water currents.' *J. Hydr. Engrg., ASCE*, 115(8), 1113-1134.
- TSANIS, I.K. y WU, J. (1995). 'Numerical study of wind-induced water currents.' *J. Hydr. Engrg., ASCE*, 121(5), 388-395.
- WU, J. (1973). 'Prediction of near-surface drift currents from wind velocity.' *J. Hydr. Div., ASCE*, 99(9), 1291-1302.
- FISHER, H.E., LIST, E.J., KOH, R.C.Y., IMBERGER, J. y BROOKS N.H. (1979). 'Mixing in inland and coastal waters.' Academic Press. Inc.

Tabla N°1

		Baines y Knapp		Tsuruya	
		Caso 1	Caso 2	Caso 1	Caso 2
h	m	0,3048	0,3048	0,15	0,15
Vviento	m/s	3,901	6,096	6,73	6,9
t	N/m <sup>2</sup>	0,0389	0,0887	0,06642	0,06972
u*	cm/s	0,6233	0,9416	0,815	0,835
us	cm/s	10,72	15,25	10,7	12,15
us/u*		17,2	16,2	13,13	14,55
Re* = u*h/n		1900	2870	1223	1253

Fig.1: Perfil de Velocidad Adimensional: Comparación de los resultados de la simulación con resultados experimentales (Baines y Knapp 1965)

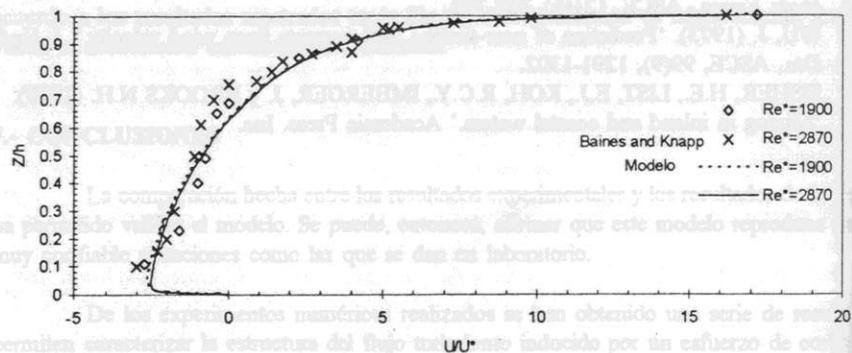


Fig.2: Perfil de Velocidad Adimensional: Comparación de los resultados de la simulación con resultados experimentales (Tsuruya 1985)

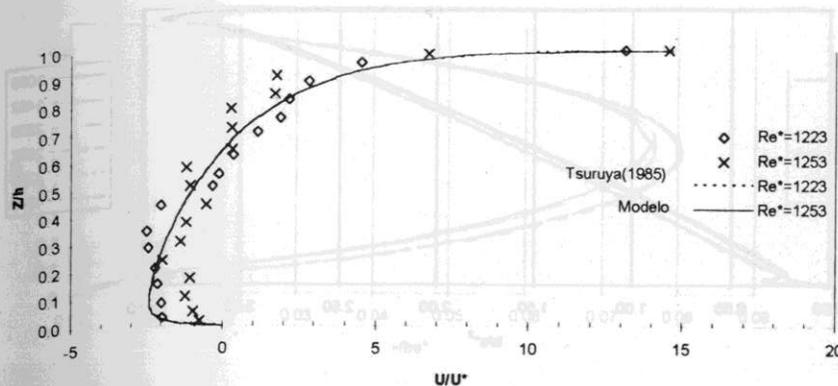


Fig.3: Perfil de Velocidad Adimensional: Resultados de la Simulación para distintos Números de Reynolds.

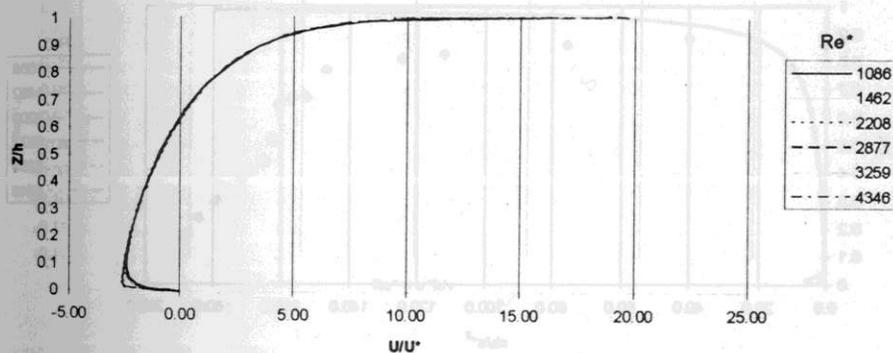


Fig.4: Perfil Adimensional de la Energía Cinética Turbulenta: Resultados de la Simulación para distintos Números de Reynolds.

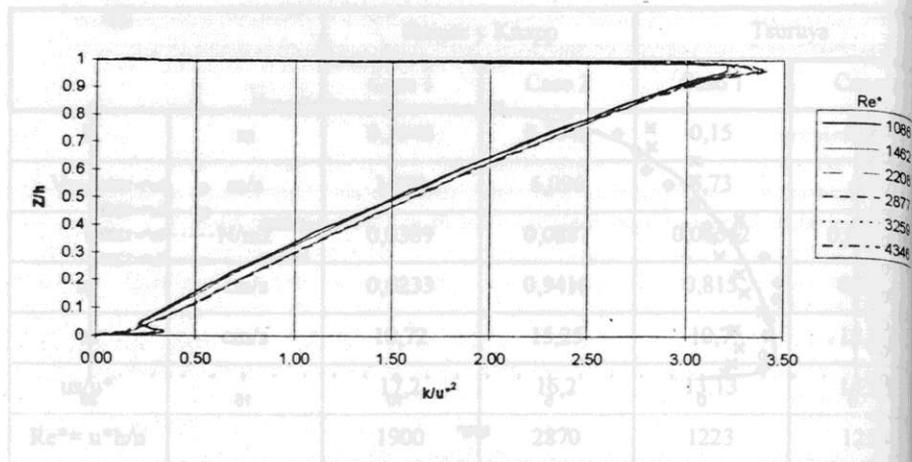


Fig.6: Perfil Adimensional de la Viscosidad Cinemática de Remolino: Resultados de la Simulación para distintos Números de Reynolds.

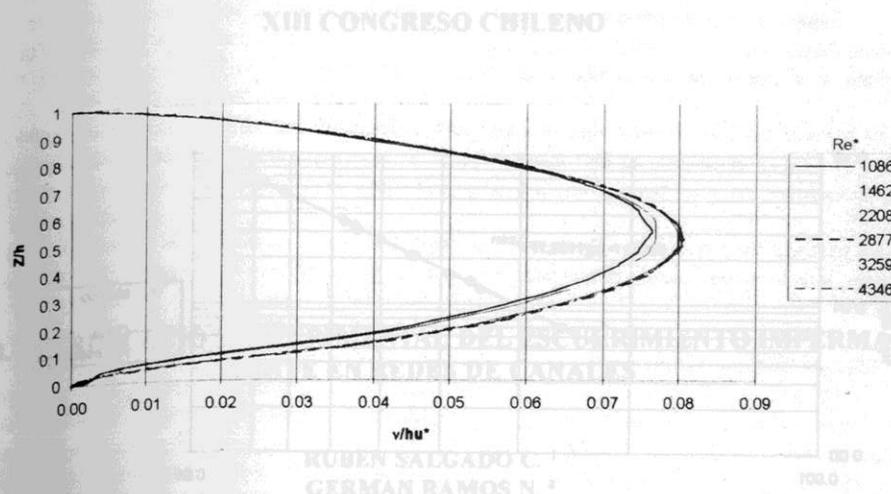


Fig.5: Perfil Adimensional de la Tasa de disipación de Energía Cinética Turbulenta: Resultados de la Simulación para distintos Números de Reynolds.

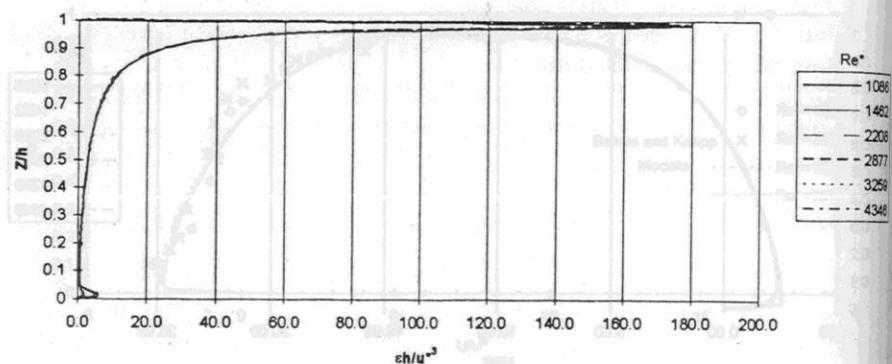


Fig.7: Variación de  $\tau_b/\tau_s$  en función del Número de Reynolds.

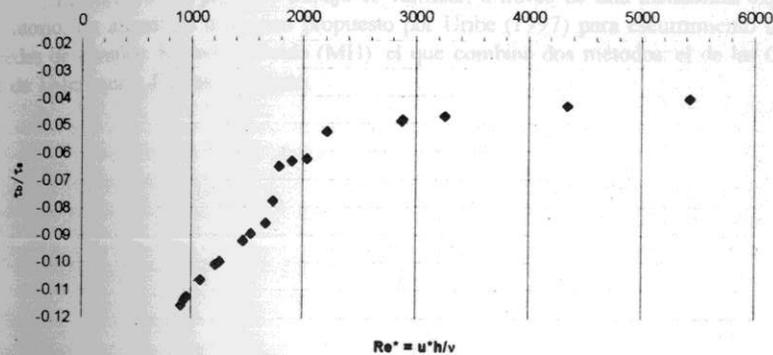
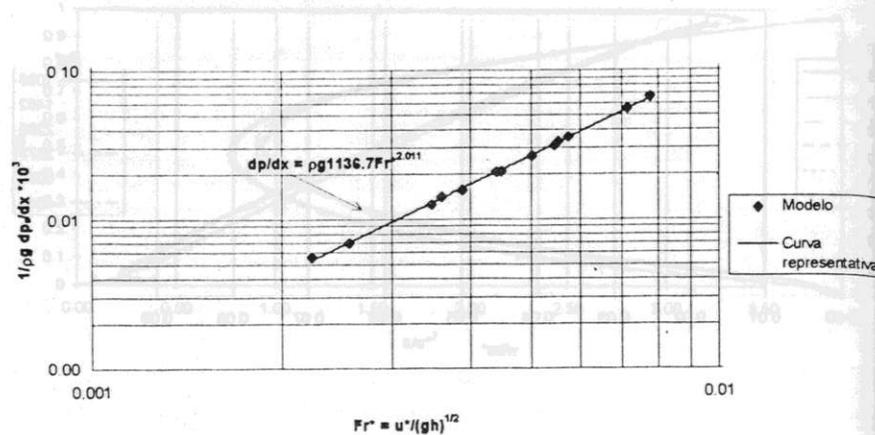


Fig. 8: Variación del gradiente de presión horizontal en función del Número de Froude



3.- VERIFICACION EXPERIMENTAL DEL ESCURRIMIENTO IMPERMANENTE EN REDES DE CANALES

- RUBEN SALGADO C. <sup>1</sup>
- GERMAN RAMOS N. <sup>2</sup>
- ENRIQUE ALVAREZ H. <sup>3</sup>
- CAROLINA PONCE A. <sup>4</sup>

RESUMEN

El objetivo del presente trabajo es verificar, a través de una instalación experimental de laboratorio, un algoritmo numérico propuesto por Uribe (1997) para escurrimiento impermanente en redes de canales: Método Híbrido (MH), el que combina dos métodos: el de las Características y el de Diferencias Finitas Implícito.

El presente trabajo describe el desarrollo de un algoritmo numérico para el análisis de flujo impermanente en redes de canales. El método propuesto, denominado Método Híbrido (MH), combina el método de las Características (MC) con el método de Diferencias Finitas Implícito (MDFI). El MC es un método de líneas características que permite el análisis de flujo en canales abiertos y cerrados. El MDFI es un método de diferencias finitas que permite el análisis de flujo en canales abiertos y cerrados. El MH es un método que combina el MC con el MDFI, lo que permite el análisis de flujo impermanente en redes de canales. El algoritmo fue implementado en un programa de computadora y se verificó experimentalmente en una instalación de laboratorio. Los resultados muestran que el MH es capaz de analizar el flujo impermanente en redes de canales con alta precisión y estabilidad numérica.

- Ingeniero Civil, Ph.D., Gerente de Operaciones ESSEL S.A.
- Ingeniero Civil, Departamento de Proyectos ESSEL S.A.
- Ingeniero Civil, Ph.D., Profesor Depto. Ing.Civil en Obras Civiles, Universidad de Santiago de Chile (USACH).
- Ingeniero Civil Electricista, Profesora Depto. Ing.Mecánica, Facultad de Ingeniería, Universidad de La Serena

Fig. 9: Perfil Adimensional de la Tasa de disipación de Energía Cinética Turbulenta. Resultados de la Simulación para distintos Números de Reynolds.

