

II CONGRESO LATINOAMERICANO DE HIDRAULICA

AUSPICIADO POR EL COMITE REGIONAL LATINOAMERICANO DE LA
ASOCIACION INTERNACIONAL DE INVESTIGACIONES HIDRAULICAS

CARACAS, JULIO 11 - 16 DE 1966

ESTUDIO DE LA SOCAVACION ALREDEDOR DE OBSTACULOS POR METODOS NUMERICOS

por

Mario H. Gradowczyk
Hugo C. Folguera

I - 6



PATROCINADO POR EL
COLEGIO DE INGENIEROS DE VENEZUELA, LA SOCIEDAD VENEZOLANA DE INGENIERIA HIDRAULICA
Y EL LABORATORIO DE HIDRAULICA DE LA UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA

ESTUDIO DE LA SOCAVACION ALREDEDOR DE OBSTACULOS POR METODOS
NUMERICOS.

Por Mario H. Gradowczyk y Hugo C. Folguera,
Ingenieros civiles, Instituto de Cálculo,
Universidad Nacional de Buenos Aires
Buenos Aires, Argentina.

1.- INTRODUCCION

El problema de la erosión alrededor de obstáculos en movimientos estacionarios y no estacionarios con superficie libre ha sido estudiado hasta hace poco sólo por medio de experimentos físicos. Desde hace cierto tiempo se viene trabajando en el estudio de la erosión alrededor de obstáculos por métodos numéricos. Los primeros resultados fueron comunicados por GRADOWCZYK [1] al 1º Congreso Latinoamericano de Hidráulica realizado en Porto Alegre. Una discusión detallada de esos resultados ha sido publicada posteriormente [2]. En una posterior publicación [3], se ha formulado una teoría matemática del proceso de erosión basada en los axiomas fenomenológicos de la Mecánica del Continuo, considerando para el fluido las ecuaciones de NAVIER-STOKES para fluidos incompresibles y turbulentos y para el material que constituye el fondo móvil un modelo físico representado por un cuerpo viscoplastico general, extendiendo para ello la idea de DU BOYS [4] de la fuerza tractiva límite. Una discusión más detallada de esas ecuaciones así como algunos nuevos resultados aparecerán en un trabajo próximo [5].

En este trabajo se muestra como es posible aplicar la teoría de aguas poco profundas ("shallow water theory") para movimientos bidimensionales al problema de socavación, rigorizando así la aproximación propuesta en [1,2] . Se presentan las ecuaciones de aguas poco profundas sobre fondo móvil y se discuten también sus características así como sus soluciones asintóticas.

Se discute un programa general que permite evaluar el proceso de erosión alrededor de un obstáculo en forma automática y que permite obtener una planimetría del socavón alrededor del mismo.

Finalmente se utilizan esas ecuaciones para discutir los diferentes puntos de vista discutidos por los experimentadores que se han ocupado del problema.

2.- ECUACIONES BASICAS

Tratándose del movimiento de dos medios con una superficie de contacto, la aplicación de las leyes generales de la Mecánica debe ser el método indicado para llegar a las ecuaciones fundamentales del proceso y a la individualización de las incógnitas fundamentales del problema.

Hay varios aspectos que conviene señalar:

a) El fluido es un medio continuo limitado por encima por una superficie regular S_3 ; $y = h_0(x, z, t)$, y por debajo limita con el

medio que constituye el fondo, límite que se supone está dado por una superficie regular, $S_1: y = e(x, z, t)$. Entre ambas superficies se desarrolla el movimiento del fluido en el campo gravitatorio y valen las ecuaciones clásicas de la dinámica de los fluidos reales.

b) El medio que constituye el lecho es un material poroso granular sometido a un estado de tensiones originado por el escurrimiento del fluido superior; la hipótesis que el medio granular poroso se mantiene debajo de S_1 será aclarada físicamente después. Un punto de vista posible, y es el que se adopta en este trabajo, considera el semiespacio que ocupa el material del lecho como un medio continuo cuya ecuación constitutiva refleja las propiedades estático-dinámicas del material real, y analiza su movimiento bajo las condiciones de tensión a que está sometido el lecho, que consiste en la aplicación de una tensión normal $p(x, z, t)$ y una tangencial $\tau(x, z, t)$ en cada punto de S_1 .

c) En las superficies S_0 y S_1 las funciones de campo elegidas para describir el movimiento de ambos medios deben satisfacer las condiciones de contorno.

d) En secciones predeterminadas, generalmente del tipo $x = \text{cte.}$, se dan otras condiciones que deben definir el movimiento del fluido y del material de fondo, las que son nuevas condiciones de contorno del problema.

e) Se pretende seguir la evolución del proceso a partir de un ins-

tante $t = t_0$, en el cual son conocidas S_0 y S_1 , así como los campos de velocidades y tensiones en ambos medios, que son las llamadas condiciones iniciales.

Los aspectos a) y b) se traducen matemáticamente en las llamadas ecuaciones de campo para ambos medios, las que hemos deducido en un trabajo próximo a aparecer [5], y comprenden las ecuaciones de balance de momento y las ecuaciones de continuidad, donde como incógnita figuran los respectivos vectores velocidad de los medios y los tensores de tensiones en cada uno.

Los aspectos c) y d) suministran las condiciones adicionales para determinar la solución de las ecuaciones de campo, comúnmente ecuaciones diferenciales, junto con las condiciones iniciales mencionadas en e).

Un planteo matemático coherente con ese punto de vista llevaría a un sistema de ecuaciones y relaciones no lineales con un gran número de incógnitas [3], cuya resolución analítica o numérica resulta en la actualidad prácticamente imposible. Además, en particular los términos de resistencia que aparecen en las ecuaciones de balance de momento debidos a la viscosidad y a la turbulencia, se evalúan actualmente con expresiones semiempíricas que destruyen la coherencia de ese esquema.

Una variante del mismo sistema lleva a ecuaciones que describen suficientemente bien el proceso y permiten resolver, por ejemplo numéricamente, problemas de importancia técnica y téc-

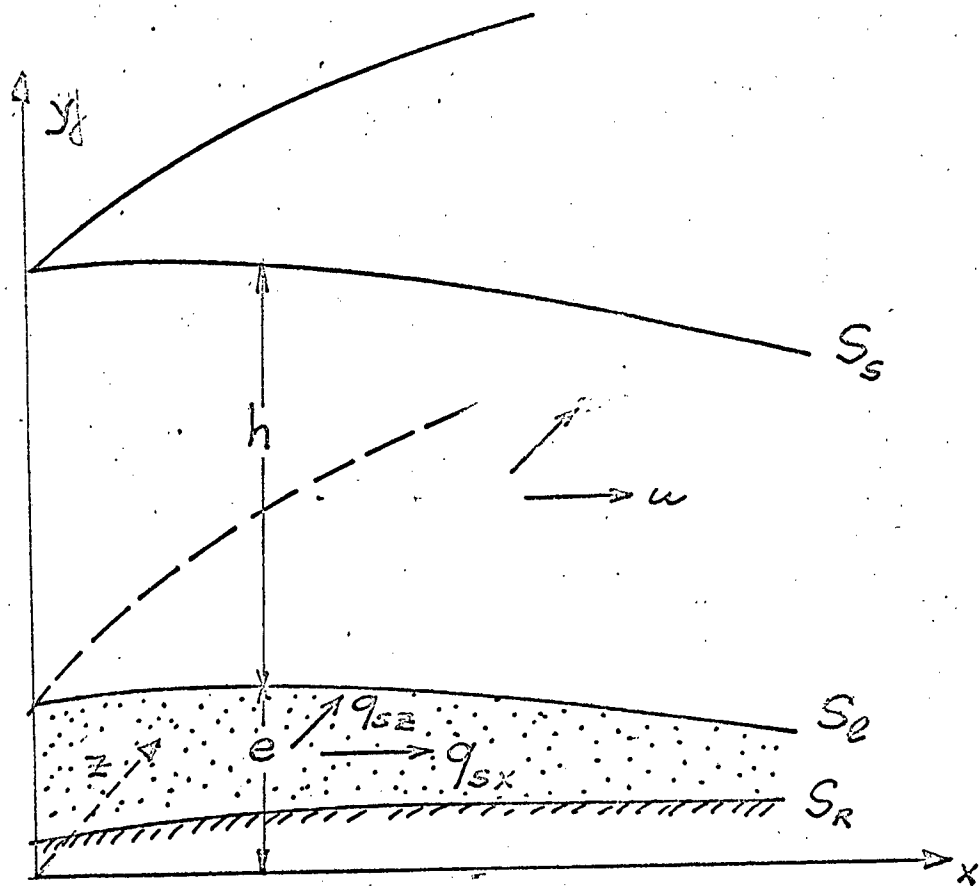


Fig. 1

nicocientífica.

En [5] se deducen las ecuaciones de la teoría de las aguas poco profundas, aceptando que el movimiento del material de fondo se realiza exclusivamente por arrastre sin suspensión (que es, por otra parte, la interpretación física de la existencia de S_1), suponiendo que el medio granular es no cohesivo y sigue una determinada ecuación constitutiva (en particular se usa la ecuación constitutiva de los cuerpos generales de BINGHAM), y usando expresiones empíricas para las resistencias integradas a lo largo de una vertical ($x = \text{cte.}$, $z = \text{cte.}$) sobre todo el fluido. Resultan así las ecuaciones:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + g \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial e}{\partial x} \right) + j_x(u, h) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + g \left(\frac{\partial h}{\partial z} + \frac{\partial e}{\partial z} \right) + j_z(w, h) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial(wh)}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

$$q_{sx,x}(u, h) \frac{\partial u}{\partial x} + q_{sx,x}(u, h) \frac{\partial h}{\partial x} + q_{sz,z}(w, h) \frac{\partial w}{\partial z} + q_{sz,z}(w, h) \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial e}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

donde: u , w , son los valores medios de las componentes promediadas sobre y del vector velocidad del fluido en las direcciones x , z , respectivamente (valores medios en el sentido de la teoría de la turbulencia);

h es la altura total del fluido;

j_x, j_z son las derivadas de la energía en las direcciones x, z , respectivamente;

q_{sx}, q_{sz} son los transportes del material de fondo en m^2/s ; en ambas direcciones.

Especializando las ecuaciones (1, 2, 3, 4) al caso unidimensional, $w = 0$ obtendremos las siguientes ecuaciones (válidas aproximadamente si $w \approx 0$):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial e}{\partial x} \right) + j_x = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial(uh)}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial q_s}{\partial x} + \frac{\partial e}{\partial t} = 0 \quad (7)$$

Para la pendiente de la línea de energía se tiene:

$$\frac{\partial J}{\partial x} = j_x = -\frac{1}{\rho_f} f_R \quad (8)$$

donde: $J = J(x,t)$ es la energía en m/m ;

ρ_f es la densidad del fluido,

$f_R = f_R(x,t)$ es la fuerza resistiva resultante de las fuerzas de fricción y turbulencia:

$q_s \equiv q_{sx}$.

Con ciertas suposiciones adicionales se puede justificar el cálculo de f_R con fórmulas del tipo de las de CHEZY:

$$f_R = f_{CR} \frac{u|u|}{h} \quad (9)$$

donde C_R es un coeficiente que depende de la rugosidad del fondo.

Utilizando, por ejemplo, la fórmula de STRICKLER para el coeficiente de CHEZY (fondo casi plano), se obtiene

$$C_R = \lambda \left(\frac{d}{h} \right)^n \quad (10)$$

donde λ es un coeficiente adimensional;

$$n \approx \frac{1}{3}$$

d es una longitud representativa del tamaño de los granos del material de fondo.

El transporte de fondo q_s es también la integral de la velocidad u_s del material de fondo a lo largo de una vertical, respecto de y :

$$q_s = \int_{e_r}^e u_s dy \quad (11)$$

donde $e_r = e_r(x)$, es una superficie en el medio poroso que se puede considerar fija.

Si aceptamos que el medio poroso fluye como un movimiento rectilíneo de corte [3] se puede justificar la utilización de fórmulas experimentales del tipo de MEYER-PETER para q_s , ya utilizada por los autores de este trabajo en aplicaciones anteriores:

$$q_s = \chi (|\tau| - K)^r (\text{signo } \tau), \quad |\tau| > K \quad (12)$$

$$q_s = 0, \quad |\tau| \leq K$$

siendo: r y K constantes que dependen del material y $\chi = 8/\sqrt{\rho_f}$;

K es la tensión crítica por debajo de la cual no hay transporte

de partículas;

y $\tau = \tau(x, t)$ es la tensión t_{xy} promedio en la superficie S_1 :

$$\tau = t_{xy} = g \rho_F |u| / c^2 \quad (13)$$

Todos los valores de las fórmula (12) deben tomarse en toneladas, metros y segundos. Expresiones análogas a (8, 9, 10, 11, 12, 13) valen también para (1, 2, 3).

Las condiciones de contorno en S_3 y S_1 las hemos usado de la siguiente manera. En S_3 tenemos la superficie del fluido, que es una superficie material, y donde hay una presión aplicada $p = p(x, z, t) = \text{cte.}$; al aplicar las hipótesis de aguas poco profundas, surge que en el interior del fluido la presión sigue la ley hidrostática. En S_1 también hemos supuesto la condición de superficie material que equivale a la falta de material en suspensión; además se impone la continuidad del estado de tensiones en S_1 para deducir (12).

Restan discutir las condiciones de contorno e iniciales comentadas en d) y e) que dependerán de las aplicaciones concretas.

Frecuentemente en un problema tridimensional al que son aplicables las hipótesis anteriores (en particular $w \approx 0$), es conveniente considerar el flujo total dividido en filetes y aplicar las ecuaciones en cada filete, integrándolas previamente respecto de z . Resultan las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial e}{\partial x} \right) + g \frac{u|u|}{C^2 h} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial (ubh)}{\partial x} + b \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

$$b \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial (q_s b)}{\partial x} = 0 \quad (16)$$

$b = b(x)$ es el ancho del filete considerado;

$q_s = q_s(x)$ está dado por la fórmula (12); y

$u = u(x)$ es ahora el valor de la velocidad promedio respecto de z , en un filete dado.

Las ecuaciones (14, 15 y 16) fueron usadas para la resolución numérica de algunos problemas concretos [2].

Cuando se considera un movimiento tridimensional alrededor de un obstáculo, es necesario determinar previamente los filetes. En [1, 2] se adoptó como hipótesis para ello que el movimiento del fluido es plano e irrotacional en un plano normal al obstáculo prismático interpuesto. Queremos referirnos brevemente para precisar y justificar ese procedimiento.

Dentro de la teoría de aguas poco profundas linealizada se demuestra que para fondo plano y horizontal, la determinación de las componentes u , w , de un movimiento estacionario paralelo y uniforme en el infinito, alrededor de un obstáculo prismático de perfil cerrado, se reduce a resolver la ecuación de Laplace [6].

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^{*2}} = 0; \quad z^* = \beta z \quad (18)$$

$$\beta^2 = 1 - \frac{u_\infty^2}{gh} \quad (19)$$

donde u_∞ es la velocidad uniforme a suficiente distancia del obstáculo y h es la altura.

Resolviendo (17 ó 18) se puede obtener el campo de velocidades mediante las fórmulas:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + u_\infty \quad (20)$$

$$w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (21)$$

Basándose en las ecuaciones (17, 20, 21) es posible determinar los filetes en el instante inicial y a los cuales se les aplican las ecuaciones (14, 15, 16).

En rigor el fondo no se mantiene plano y en consecuencia habría que tener en cuenta esto para la determinación de los filetes. Sin embargo aceptamos la hipótesis que los filetes no varían sensiblemente. Cuando el obstáculo tiene bordes vivos el contorno para la integración de las ecuaciones debe excluir la zona turbulenta inmediata a la pila, que queda de esa manera fuera de consideración en este planteo, y cuyo perfil es posible obtener para cada forma de obstáculo de experiencias físicas conocidas.

3.- ANÁLISIS Y PRIMERAS CONSECUENCIAS OBTENIDAS DE LAS ECUACIONES BÁSICAS

El sistema (14, 15, 16) (y también el sistema (5, 6, 7) sobre el que realizaremos el análisis por simplicidad) es hiperbólico, por lo menos en el campo de valores prácticos [5]. En consecuencia en cada punto (x, t) existen tres características reales. Para el sistema (5, 6, 7) sus ecuaciones son:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{1,2} = u \pm \sqrt{gh} \pm \frac{r\bar{q}}{2} u \mathcal{M} \frac{2\sqrt{F} \mp nF}{1 \pm \sqrt{F}} + o(\mathcal{M}^2) \quad (22)$$

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_3 = (2+n)r\bar{q} \frac{\mathcal{M}}{1-F} u + o(\mathcal{M}^2) \quad (23)$$

donde: u es la velocidad media;

h es el tirante de agua;

$F = u^2/gh$ es el número de Froude;

$\mathcal{M} = \Lambda_2 \frac{u^{2r-1}}{h^{rn+1}}$ es un número adimensional que indica la relación entre el material de fondo arrastrado y el caudal de fluido;

$o(\mathcal{M}^2)$ representa como de costumbre una función del orden de $\mathcal{M}^2$;

$\bar{q} = (1 - \alpha)^{r-1}$
siendo $\alpha = \frac{K h^n}{\rho_f \Lambda_1 u^2}$, $\Lambda_1 = \frac{g}{\lambda} d^n$, $\Lambda_2 = \frac{Z}{f \Delta \rho} \rho_f^r \Lambda_1^r$, $\Delta \rho = \rho_s - \rho_f$

y f es la porosidad del medio granular.

En todos los casos de importancia práctica, incluidas las experiencias descritas en [7, 8] y reproducidas por

aplicación de la teoría, $M \ll 1$; por ejemplo en [2] M es a lo sumo del orden de 10^{-4} .

Comparando (22) con las características del caso en que el lecho sea rígido:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{1,2}^0 = u \pm \sqrt{gh}, \quad (24)$$

se ve que se obtienen de las anteriores cuando $M = 0$ y lo que es más importante, teniendo en cuenta la observación sobre los valores corrientes de M , se ve que la propagación de discontinuidades superficiales (ondas en el fluido) no se ve mayormente influenciada por el arrastre de fondo sin suspensión; esto justifica la aplicación de los resultados clásicos obtenidos en este terreno.

La tercera característica representa la velocidad de propagación de una discontinuidad en la superficie del lecho S_1 . Como se observa ésta será del orden de M , o sea ~ 1 m/hora en las condiciones de los ensayos de MAGGIOLO [7]. Cuando $F > 1$, se observa que estas perturbaciones se propagan aguas arriba, o sea de la misma forma que las antidunas (se recuerda que una de las hipótesis para la aplicación de una fórmula simple del tipo de la de CHEZY era que el fondo no sufría una configuración periódica).

La adimensionalización de las ecuaciones permite comprobar [5] que cuando la impermanencia se debe esencialmente al movimiento de fondo (movimiento cuasiestacionario) se pue-

de, a los efectos de la integración numérica despreciar en las ecuaciones (14, 15) los términos que contienen derivadas respecto des tiempo. Resulta así un nuevo sistema de dos ecuaciones, también hiperbólico, cuyas características son:

$$dt = 0 \quad (25)$$

$$\left(\frac{dx}{dt}\right) = \left(\frac{dx}{dt}\right)_3 \quad (26)$$

Esto quiere decir que la aproximación hecha permite en este caso describir con suficiente exactitud la propagación de perturbaciones en el fondo móvil.

Esta aproximación tiene mucha importancia desde el punto de vista del cálculo numérico. Es conocido que en los esquemas numéricos habituales de integración de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales hiperbólicas es una condición necesaria que:

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} \geq \left| \left(\frac{dx}{dt}\right)_{1,2,3} \right| \quad (27)$$

Cuando se considera el caso general, hay que utilizar para el cálculo intervalos Δt mucho más pequeños que al considerar el problema casi-estacionario. Como una regla eproximada resulta de (22, 23) que

$$(\Delta t)_{\text{completo}} \sim \mathcal{M}(\Delta t)_{\text{casi-estacionario}}$$

Esto indica la ventaja de utilizar las ecuaciones del movimiento casi-estacionario en aquellos casos que interese el movimiento de fondo.

El conocimiento de la estructura del sistema de ecuaciones y sus características permite discutir el aspecto d) del problema (ver sección 2) en cada caso concreto, desde el punto de vista matemático, complementando el conocimiento físico.

4.- ESTUDIO ASINTOTICO

Otro tipo de problemas que el planteo realizado en la sección 2 permite discutir, es el estudio de soluciones asintóticas para $t \rightarrow \infty$. Una condición suficiente para la existencia de soluciones asintóticas para un filete "i" será:

$$g_{fr} \frac{a_i^2 |a_i^2|}{h_i^2 c_i^2 b_i^2} = K \quad (28)$$

siendo $q_i^2 = u_i^2 h_i^2$, b_i^2 es el ancho del filete.

En base a esta fórmula se pueden verificar valores asintóticos de experiencias físicas. A continuación presentamos una tabla en la que se comparan valores asintóticos teóricos calculados con la fórmula (28) y algunas experiencias de MAGGIOLO [7].

ENSAYO N°	SOCAVACION PILA	
	Calculado	Trabajo Maggiolo (Fig. 5)
45	0,162	0,156
46	0,185	0,184
47	0,198	0,194

Se hace notar que el resultado (28) concuerda con una fórmula propuesta por STRAUB para el estudio de erosión en

canales contraídos. Nuestra deducción realizada sobre las ecuaciones del movimiento es aplicable en otras situaciones como la de la pila, no previstas por STRAUB.

5.- RESULTADOS NUMERICOS

Para la aplicación de este método a casos de interés práctico se ha desarrollado un programa general, que dado el contorno del obstáculo, permite encontrar las curvas de nivel de la socavación alrededor del mismo.

Una vez leídos los datos del contorno, el caudal q inicial y las características del material de fondo, el programa comienza determinando los filetes mediante la resolución de la ecuación (18) por el método de diferencias finitas. Un planteo especial permite resolver el problema con mallas suficientemente densas. Hecho esto se resuelven las ecuaciones (14, 15, 16) como se ha descrito en el trabajo [2].

Este programa es completamente automático y ya está en operación. Se está trabajando actualmente en la obtención de las curvas de socavación por medio de una salida gráfica adosada a la computadora, las que esperamos mostrar en oportunidad del Congreso.

6.- COMENTARIO FINAL

Es posible utilizar la teoría que se presenta en este trabajo para discutir aspectos de la erosión de obstáculos que han sido tratados sólo experimentalmente.

Podemos citar a este respecto los trabajos de LAURSEN [9] y su escuela, los que obtienen valores límites de la socavación en la proximidad de la pila que son una función sólo de la relación entre el tirante de agua h y el ancho de la pila, o sea que la socavación resulta ser independiente de la velocidad media, diámetro y densidad de las partículas del fondo, etc. Experiencias físicas de larga duración en el tiempo realizadas en el Laboratoire Nationale d'Hydraulique de CHATOU [8] y por MAGGIOLO [7] demuestran que al contrario de la suposición de LAURSEN la socavación dependerá de esos factores.

Los resultados analíticos y numéricos obtenidos en éste y anteriores trabajos permiten afirmar que efectivamente el valor asintótico para $t \rightarrow \infty$ de la socavación alrededor del obs-

táculo dependerá de los parámetro mencionados, lo que reafirma la necesidad de realizar ensayos de larga duración para poder obtener así resultados de significación. De ésto se deduce que los valores de las curvas de socavación del tipo de las de LAURSEN, tal como la muestra la figura 31 del trabajo de MAZA [10], deben ser tomadas solo como valores muy aproximados, ya que es posible ubicar en la zona rotulada "zona en que no se presentan socavaciones en la Naturaleza" tantos valores experimentales como valores que resultan de aplicar nuestro planteo analítico, conservando las hipótesis hechas.

REFERENCIAS

- [1] M.H. GRADOWCZYK: "Discusión sobre un modelo matemático para el estudio de los problemas de erosión de lechos móviles", 1^{er} Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Porto Alegre 1964; Publicación N° 3, Instituto de Cálculo, Universidad Nacional de Buenos Aires.
- [2] M.H. GRADOWCZYK y H.C. FOLGUERA: "Modelo matemático para el estudio de la erosión de lechos móviles"; Publicación N° 6, Instituto de Cálculo, Universidad Nacional de Buenos Aires.
- [3] M.H. GRADOWCZYK: "Una teoría matemática del proceso de erosión"; Publicación N° 10, Instituto de Cálculo, Universidad Nacional de Buenos Aires.
- [4] P. DU BOYS: "Le Rhone et les rivieres a lit affouillable"; Annales de Ponts et Chaussées, Ser. 5, 1879.
- [5] M.H. GRADOWCZYK y H.C. FOLGUERA: "Problemas matemáticos de los movimientos no estacionarios en aguas poco profundas sobre fondo móvil"; a publicarse.
- [6] J.V. WEHAUSEN y E.V. LAITONE: Surface Waves; Handbuch der Physik, Volume IX, Fluid Dynamics III, Springer 1960.
- [7] O.J. MAGGIOLO: "Sobre la evolución en el tiempo del proceso de socavación"; 1^{er} Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Porto Alegre 1964.
- [8] LABORATOIRE NATIONALE D'HYDRAULIQUE, CHATOU; "Etude des a-

ffouillements autour des piles de ponts", Chatou 1956.

- [9] E. LAURSEN y A. TOCH: "Scour around bridge piers and abutments; Iowa Highway Research Board, Bulletin n° 4, 1956.

- [10] J.A. MAZA: "Socavación total en las pilas de los puentes"; Tesis de Maestría, Universidad Nacional Autónoma de México, 1966.
