



## REOLOGÍA Y MECÁNICA DE BARROS Y LODOS

JULIÁN AGUIRRE-PE, ALIX T. MONCADA,  
LUIS GUATARASMA, ALEJANDRA SUÁREZ

Universidad de los Andes, Facultad de Ingeniería  
Laboratorio de Hidráulica, Centro de Investigaciones Hidráulicas y Mecánica de Fluidos (CHIDRA)  
Mérida, A-5101, Venezuela

(Recibido 24 de marzo de 2004, para publicación 22 de junio de 2004)

**Resumen** – En este artículo se analiza el flujo de mezclas homogéneas, de arena y arcilla, saturadas en agua. Se usó el viscosímetro Rheomat 30 para obtener la viscosidad, el esfuerzo cortante y la velocidad de corte para las distintas mezclas. La concentración en volumen varió entre 0,08 y 0,46 para la arena y entre 0,16 y 0,63 para la arcilla. Se midió la variación de las profundidades y velocidades, en una simplificación unidimensional. El flujo se estableció en un canal de plexiglás de 4,0 m de longitud, con pendientes entre 0,046 y 0,160, en el cual se retenía la mezcla mediante una compuerta que se retiraba súbitamente. Las ecuaciones de Navier Stokes no son fácilmente integrables en este flujo de esfuerzos complejos, a excepción de los casos particulares en los que predomina un tipo de esfuerzo. La velocidad de avance del frente de onda se midió mediante filmación con una video-cámara que se desplazaba paralelamente al frente de onda. También se grabó el paso de las ondas de lodo en tres estaciones diferentes. Se encontró que el esfuerzo de cedencia es inversamente proporcional a la concentración de arena y directamente proporcional a la concentración de arcilla. El flujo establecido en el equipo experimental, uniforme y permanente, mostró ser un flujo de Bingham.

### 1. INTRODUCCIÓN

Se sabe que los flujos reales de barros y escombros son principalmente de tipo laminar y la forma de transporte de las partículas sólidas ocurre en sustentación neutra. La energía gravitacional de la fase sólida determina principalmente el movimiento de las partículas. A pesar de que el flujo pueda percibirse globalmente como newtoniano, los esfuerzos predominantes pueden estar determinados por colisiones entre las partículas que forman la fase sólida del flujo de barros y escombros. Los modelos teóricos reológicos son complejos y el uso de los modelos semiempíricos simplificados está limitado a un rango de aplicación restringido. Bagnold (Julien y Lan, [1]) introdujo los parámetros  $D_v^*$  y  $G^*$  para describir los esfuerzos cortantes en función de la tasa de deformación en un volumen de control que contiene una mezcla saturada de partículas sólidas. El primer parámetro expresa la relación entre los esfuerzos inerciales y los esfuerzos viscosos y el segundo parámetro considera la relación entre el esfuerzo cortante promedio y el inercial. Para flujos viscosos de barros se tiene  $D_v^* < 40$  y los flujos inerciales se generan para  $D_v^* > 450$ , por la interacción colisional entre las partículas. El número  $G^*$  de Bagnold equivale al número de Reynolds de las partículas,  $R^*$ , en función de la velocidad de corte del contorno. La transición entre el régimen laminar y el colisional ocurre en el rango  $10 < R^* < 55$ .

### 2. MODELOS REOLÓGICOS

Julien y Lan [1] propusieron un modelo reológico cuadrático para flujos hiperconcentrados. El modelo, probado experimentalmente, incluye cuatro componentes de resistencia: (1) la cohesión entre partículas, (2) la fricción viscosa entre el fluido y las partículas de sedimentos, (3) el impacto de las partículas y (4) la turbulencia. La formulación cuadrática resultante se ajusta muy bien con los experimentos de Bagnold, Savage y McKeown y Govier *et al.* (Julien y Lan, [1]). El modelo cuadrático se puede expresar por la relación:

$$\tau = \tau_y + \mu \frac{du}{dy} + \eta \left( \frac{du}{dy} \right)^2 \quad (1)$$

donde  $\tau$  es el esfuerzo cortante,  $\tau_y$  es el esfuerzo de cedencia,  $\mu$  es la viscosidad dinámica,  $\eta$  es el parámetro turbulento–dispersivo y  $du/dy$  el gradiente de velocidades normal a la dirección del flujo. El primer término del segundo miembro de la ecuación (1), que describe el esfuerzo debido a la cohesión entre las partículas finas de sedimento, es una propiedad del material y no depende de la tasa de deformación. El segundo término describe el esfuerzo viscoso del fluido interactuando con las partículas de sedimento. La suma de los dos primeros términos corresponde a la ecuación de los fluidos de Bingham. El último término expresa los efectos de la turbulencia y los efectos del esfuerzo dispersivo inducido por las colisiones entre las partículas de sedimento. Julien y Lan [1] reescribieron la ecuación (1) en la forma adimensional:

$$\tau^* = 1 + (1 + T_D^*) a_1 D_V^* \quad (2)$$

en la cual  $a_1$  es una constante empírica introducida por Bagnold,  $D_V^*$  es la relación dispersiva–viscosa y  $T_D^*$  es la relación turbulenta–dispersiva. El exceso de esfuerzo cortante adimensional es:

$$\tau^* = \frac{\tau - \tau_y}{\mu \frac{du}{dy}} \quad (3)$$

En la relación dispersiva–viscosa, dada por :

$$D_V^* = \frac{\rho_s \lambda^2 D_S^2}{\mu} \left( \frac{du}{dy} \right) \quad (4)$$

$\rho_s$  es la densidad de los sólidos,  $\lambda = ((C^*/C_V)^{1/3} - 1)^{-1}$ , en la cual  $\lambda$  es un coeficiente de concentración propuesto por Bagnold,  $C_V$  es la concentración volumétrica de sedimentos y  $C^*$  la máxima concentración posible que, para sedimentos regulares, es aproximadamente 0,615 y  $D_S$  es el diámetro de las partículas de sedimento. La relación turbulenta–dispersiva se puede expresar como:

$$T_D^* = \frac{\rho_m l_m^2}{a_1 \rho_s \lambda^2 D_S^2} \quad (5)$$

donde la densidad media de la mezcla está dada como  $\rho_m = \rho (1 - C_V) + \rho_s C_V$ , en la cual  $\rho$  es la densidad del fluido y  $l_m$  es la longitud de mezcla turbulenta de la mezcla de agua y sedimentos.

Si el modelo cuadrático se presenta en forma linealizada adimensional, se encuentra que la relación del esfuerzo cortante dispersivo respecto al esfuerzo cortante viscoso juega un papel dominante en la reología de las hiperconcentraciones. Para una relación en el rango  $30 < D_V^* < 400$  el modelo cuadrático se ajusta muy bien a los datos experimentales. El modelo cuadrático se reduce al modelo plástico de Bingham para  $D_V^* < 30$ , y para  $D_V^* > 400$  corresponde al modelo turbulento.

Las suspensiones hiperconcentradas de partículas de arcilla y cuarzo en agua a bajas tasas de corte se comportan como fluidos de Bingham, según refieren O'Brien y Julien [2]. Otros materiales presentan un esfuerzo de cedencia, como en el caso de los fluidos de Bingham, pero exhiben una relación de esfuerzo contra corte que no es lineal. Usualmente, la relación muestra una convexidad en relación con el esfuerzo cortante. A este comportamiento se le puede denominar pseudoplástico cedente, para el cual aún no se ha desarrollado una formulación teórica. Sin embargo, se ha encontrado que el comportamiento pseudoplástico cedente puede expresarse mediante una ecuación empírica del tipo:

$$\tau = \tau_y + a \left( \frac{du}{dy} \right)^n \quad (6)$$

donde  $a$  y  $n$  son parámetros experimentales. Vale la pena considerar que las tasas de corte para flujos de sedimentos hiperconcentrados, en el campo, varían en el rango  $5$  a  $50 \text{ s}^{-1}$ . Yano y Daido [3] obtuvieron tasas de corte menores de  $10 \text{ s}^{-1}$  para flujos de lodos en canales, con concentraciones hasta del 35%. Las tasas de corte en exceso de  $50 \text{ s}^{-1}$  no son comunes en flujos de lodos en canales abiertos.

O'Brien y Julien [2] indicaron que la viscosidad y el esfuerzo de cedencia se incrementan exponencialmente con la concentración volumétrica de sedimentos, según la relación:

$$\mu = \alpha_1 \exp(\beta_1 C_v) \tag{7}$$

y la relación:

$$\tau_y = \alpha_2 \exp(\beta_2 C_v) \tag{8}$$

donde los coeficientes empíricos  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\alpha_2$  y  $\beta_2$  se obtienen por análisis de regresión para cada caso.

O'Brien y Julien [2] señalan que cuanto menor sea el contenido de arcilla en una mezcla de lodo, menor es el esfuerzo de cedencia de la mezcla, aunque esta tendencia no se nota claramente cuando se observa que el esfuerzo de cedencia y la viscosidad se incrementan en tres órdenes de magnitud cuando la concentración volumétrica crece de 0,10 a 0,46. Apuntan que el efecto de agregar partículas de arena a suspensiones de arcilla bentonítica o a matrices de barro es despreciable siempre que la arena permanezca en concentraciones volumétricas menores que el 20%. Sin embargo, la viscosidad de la mezcla se incrementa rápidamente para concentraciones de arena superiores al 20%. El campo de estudios reológicos se puede ahora extender, considerando que Schatzmann et al. [4] desarrollaron un equipo de medición, con esfera, que se emplea para determinar el comportamiento reológico de fluidos con grandes partículas sólidas.

### 3. ECUACIONES QUE RIGEN EL FLUJO DE BARROS

El flujo unidimensional, impermanente que fluye aguas abajo en un canal abierto (ver Fig.1) está regido por un sistema de ecuaciones no lineales, hiperbólicas, en derivadas parciales, que se obtienen por simplificación de las ecuaciones bidimensionales de Navier-Stokes y de continuidad. Para obtener la ecuación unidimensional de cantidad de movimiento debe considerarse que la relación entre la máxima altura  $H$  y la longitud  $L$  de la onda sea menor que  $1/20$  según Aguirre-Pe et al. [5].

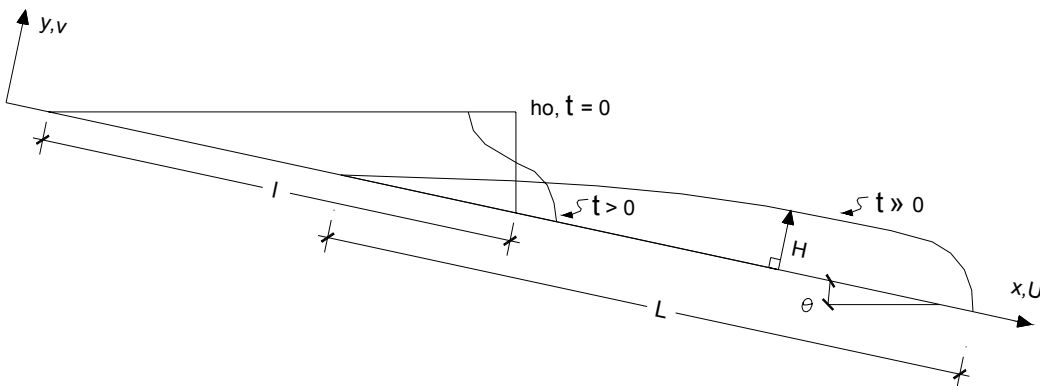


Fig. 1. Esquema de una onda de barro generada por remoción de la pantalla (las distancias verticales están magnificadas).

Esto permite la reducción de términos según su orden de magnitud. Así se tienen las conocidas ecuaciones de Saint Venant:

$$\frac{\partial(h U)}{\partial t} + \frac{\partial(\beta h U^2)}{\partial x} = g h \sin \theta - g h \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\tau_o}{\rho_m} \quad (9)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(h U)}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

donde  $x$  es la coordenada longitudinal en la dirección del canal con un ángulo  $\theta$  respecto a la horizontal;  $g$  y  $\rho_m$  son la aceleración de la gravedad y la densidad media de la mezcla,  $U$  es el valor medio de la componente de la velocidad en la dirección  $x$ ,  $h$  es la profundidad,  $\tau_o$  es el esfuerzo cortante en el lecho,  $t$  es el tiempo y  $\beta$  es el coeficiente de corrección de cantidad de movimiento. En la Fig. 1 y es la dirección perpendicular al lecho.

El último término en el lado de la derecha de la ecuación (9) puede escribirse de nuevo, según O'Brien *et al.* [6] como:

$$\frac{\tau_o}{\rho_m} = g h S \quad (11)$$

donde  $S$  es la pendiente total de la línea de energía dada por:

$$S = S_y + S_v + S_t + S_d + S_p \quad (12)$$

en la cual  $S_y$  es la pendiente de cedencia,  $S_v$  la generada por los esfuerzos viscosos y  $S_p$  la producida por los esfuerzos pseudoplásticos (en general  $S_v$  y  $S_p$  no actúan simultáneamente),  $S_t$  es la pendiente turbulenta y  $S_d$  la dispersiva o colisional. La separación de la pendiente de energía, en sus componentes, también fue propuesta por Jin y Fread [7]. La pendiente viscosa unidimensional puede exponerse como:

$$S_v = \frac{3 \nu U}{g h^2} \quad (13)$$

donde  $\nu$  es la viscosidad cinemática equivalente de la mezcla. La pendiente pseudoplástica se puede escribir como:

$$S_p = \frac{a}{h \rho_m g} \left( \frac{du}{dy} \right)^n \quad (14)$$

donde  $a$  y  $n$  son parámetros experimentales. La pendiente turbulenta y colisional se pueden agrupar como:

$$S_t + S_d = f_d \frac{U^2}{8 g h} \quad (15)$$

en la cual  $f_d$  está dada por:

$$f_d = 50 a_1 \frac{\rho_s}{\rho_m} \lambda^2 \frac{D_s^2}{h^2} \sin \phi_d \quad (16)$$

donde  $\phi_d$  es el ángulo dinámico de fricción interna de las partículas. Los demás símbolos han sido definidos previamente. La sustitución de las pendientes de energía de la ecuación (12), en las ecuaciones (9) y (10), dificulta su integración. Por ello es necesario obtener soluciones en campos limitados y soluciones empíricas que complementen las soluciones aproximadas que puedan obtenerse de las ecuaciones (9) y (10). Estas han sido resueltas por diversos investigadores, entre ellos Zoppou y Roberts [8], quienes estudiaron el comportamiento de veinte esquemas numéricos explícitos para simular el flujo producido por la ruptura de un dique, considerando aguas poco profundas y lecho seco del lado de aguas abajo del frente de onda. Valiani *et al.* [9] simularon la ruptura del dique de Malpasset mediante un flujo bidimensional de

aguas poco profundas, basados en un código numérico en el que introdujeron un esquema de precisión de segundo orden, presentado por Alcrudo y García Navarro [10].

#### 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL

Van Kessel y Blom [11] realizaron cuatro tipos de experimentos para estudiar las características reológicas de sedimentos cohesivos: curvas de flujo en equilibrio, cambios de la tasa de deformación para estudiar cambios estructurales con la escala del tiempo, estudio de las medidas de destrucción de la estructura y experimentos para investigar el comportamiento viscoelástico del lodo a bajos esfuerzos. Lauber y Hager [12] estudiaron flujos generados por la ruptura de una presa en canales de pendientes bajas, registrando los experimentos con un video, lo cual les permitió determinar profundidades y velocidades en función del tiempo. Este tipo de medición permite detectar el proceso continuo para altas y bajas velocidades. Takahashi [13] ha realizado un extenso estudio del flujos de barros y lodos con diversas aplicaciones específicas.

En esta investigación se hicieron experimentos para determinar la viscosidad, el esfuerzo cortante y la velocidad de deformación, en mezclas de agua, arcilla y arena mediante un viscosímetro rotacional marca Rheomat, modelo 30, de tipo Couette, al cual se imponen velocidades de rotación constantes, en secuencias variadas, y se obtienen las curvas que presentan la viscosidad y el esfuerzo cortante contra la tasa de deformación. En esta investigación se formaron 16 matrices con diferentes concentraciones de arcilla, arena y agua. La arcilla que estaba constituida por caolín (silicato de alúmina), pasó por el tamiz 200 en un 98,57%. Se usó un caolín de tipo comercial que emplean los artesanos y escultores para moldear. El diámetro medio de las partículas de arena, recogida en Ejido, Río Chama, Mérida, Venezuela, fue  $D_m = 0,6$  mm y la desviación media  $\sigma_g = 1,82$ . El coeficiente de curvatura de la arena era  $C_c = 1,21$  y el coeficiente de uniformidad  $C_u = 4,76$ . La arena era, por lo tanto, bien gradada. El límite líquido de la arcilla fue  $LL = 36,85$ ; el límite plástico  $LP = 19,22$  y el índice plástico  $IP = 17,62$ . El material arcilloso se clasifica como CH, lo que corresponde a una arcilla plástica con deformaciones por retracción o expansión. Se consideraron dos tipos de mezcla. En la primera, el contenido de sólidos que varió entre 30% y 32% permitió establecer cinco matrices A1 a A5 para las cuales se obtuvieron los valores de  $\tau_y$  y los valores asintóticos de  $\mu$  y  $\tau$ , presentados en la Tabla 1.

Para las matrices A se obtuvo que el exponente  $n$  de la ecuación (6), de un fluido pseudoplástico cedente, es  $n = 1,02$  que es muy próximo a 1,0. Así, el comportamiento reológico de la mezcla es el de un fluido de Bingham, como se observa en la Tabla 2.

En la Fig. 2 se muestra la calibración de la ecuación (6), con un excelente ajuste a los valores experimentales.

Se hicieron otros experimentos, que dieron lugar a las matrices C1 a C5 y D1 a D3, las cuales mostraban una concentración de sólidos entre 0,604 y 0,808. La razón de que pueda excederse el límite de concentración de sólidos uniformes es que la arcilla ocupa los intersticios desalojando parte del agua de entre los granos de arena.

Para relacionar los valores de  $\tau$  medidos en el reómetro con los generados en el flujo de canales, se formaron ondas físicas de barro en un canal de 4 m de longitud y 0,10 m de ancho. El canal pivota en uno de

Tabla. 1. Características de matrices A.

Matriz	$\tau_y$ (Pa)	M (Pa.s)	$\tau$ (Pa)
A1	0,630	0,040	6,8
A2	0,540	0,037	6,2
A3	0,445	0,035	5,8
A4	0,410	0,032	5,2
A5	0,330	0,030	4,8

Tabla 2. Relación reológica experimental de las matrices A.

N	Matriz A1		Matriz A2		Matriz A3		Matriz A4		Matriz A5	
	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\mu(du/dy)^n$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\mu(du/dy)^n$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\mu(du/dy)^n$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\mu(du/dy)^n$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\mu(du/dy)^n$ (Pa)
2	0,081	0,649	0,069	0,557	0,063	0,486	0,077	0,462	0,076	0,388
8	0,690	1,266	0,678	1,169	0,570	0,997	0,504	0,892	0,482	0,796
10	1,604	2,170	1,389	1,875	1,179	1,601	1,011	1,396	0,888	1,200
16	2,619	3,317	2,303	2,902	1,789	2,257	1,925	2,365	1,701	2,053
18	2,720	3,475	2,506	3,157	1,992	2,480	1,950	2,491	1,904	2,277
20	3,126	3,954	2,709	3,417	2,296	2,808	2,230	2,722	2,107	2,501
24	3,634	4,627	3,318	4,179	2,905	3,478	2,737	3,302	2,614	3,067
26	4,243	5,386	4,638	5,795	4,225	4,929	3,854	4,566	3,020	3,527
30	5,868	7,399	5,552	6,919	5,037	5,825	4,666	5,483	4,340	4,987

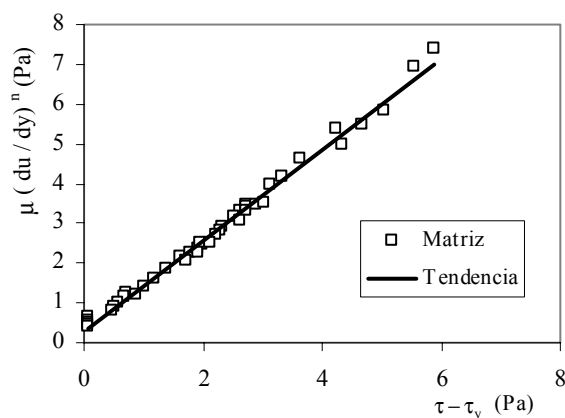


Fig. 2. Relación reológica de Bingham.

sus extremos y posee una compuerta de deslizamiento vertical que permite liberar el barro súbitamente y establecer la onda de avance frontal sobre un lecho seco. Entre las variables dimensionales consideradas en el estudio se encuentran la tasa de deformación  $du/dy$ , el esfuerzo de corte  $\tau$ , la velocidad media  $U$  de avance del frente de onda y la pendiente  $S_0$  del canal. Los experimentos se realizaron para pendientes  $S_0$  entre 0,046 y 0,160 con altura inicial de la masa en reposo  $h_0 = 0,10$  m. El tiempo de remoción de la compuerta vertical fue menor que 1/30 s. Los experimentos se registraron por medio de una video-cámara que se desplazaba paralelamente al frente de onda y a las partes principales del cuerpo del fluido, de tal manera que fuera factible reproducir las principales dimensiones del cuerpo móvil de barro. También se realizaron otros experimentos manteniendo fija la video-cámara en diferentes estaciones para cada una de las ondas generadas. En la Tabla 3 se presentan las matrices de composición de las mezclas empleadas en el viscosímetro, en función de las concentraciones en volumen  $C_v$ , correspondientes a las Figs. 3 y 4.

Tabla 3. Matrices de composición de las mezclas para Figs. 3 y 4.

Denominación	A1	A2	A3	A4	A5	C1	C2	C3
Cv arena	0,080	0,100	0,120	0,145	0,162	0,084	0,164	0,226
Cv arcilla	0,230	0,200	0,180	0,170	0,159	0,508	0,498	0,461
Cv agua	0,685	0,700	0,695	0,690	0,680	0,408	0,338	0,313

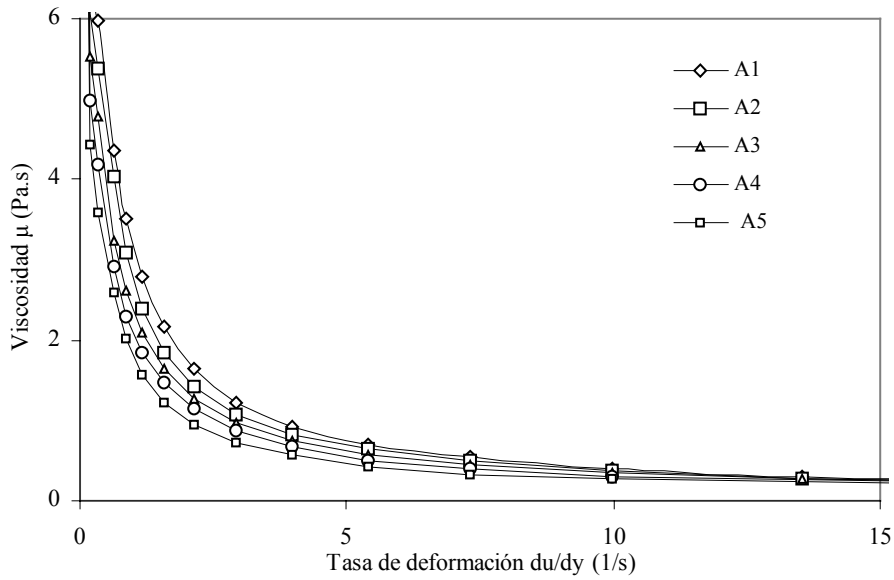


Fig. 3. Viscosidad de la mezcla  $\mu$  en función de la tasa de deformación  $du/dy$ .

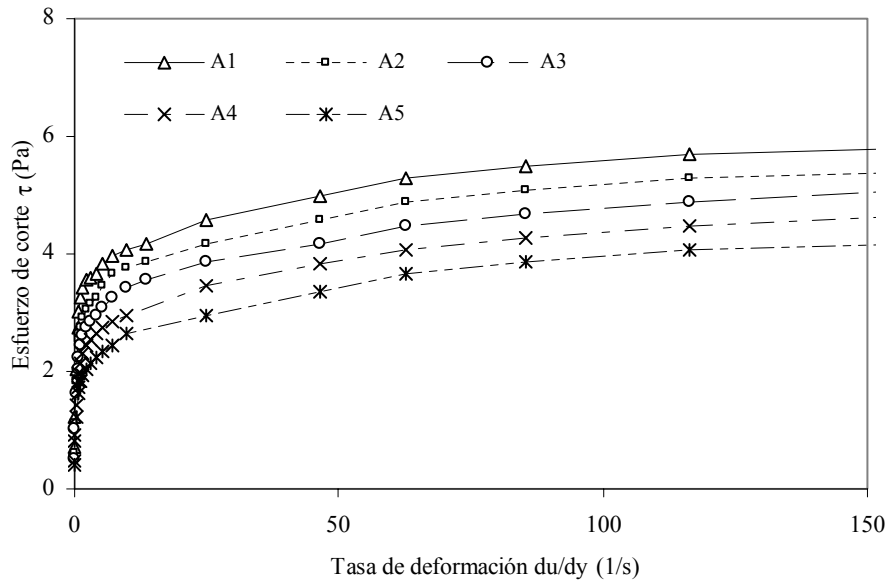


Fig. 4. Esfuerzo cortante en función de la tasa de deformación.

La Fig. 3 muestra que la viscosidad aparente de la mezcla  $\mu$  es inversamente proporcional a la tasa de deformación  $du/dy$  a la cual se somete. Se observa también que, en el rango de concentraciones analizado, la viscosidad es proporcional a la concentración de arena, para una concentración de arcilla aproximadamente constante. En el análisis de la figura se destaca el carácter de la mezcla, en la cual la viscosidad aparente disminuye cuando aumenta la tasa de deformación.

La Fig. 4 evidencia la existencia de los esfuerzos de cedencia, en la intersección de las curvas con el eje que representa el esfuerzo de corte. A partir de una tasa de deformación del orden de  $100 \text{ s}^{-1}$ , el esfuerzo de corte crece con la tasa de deformación en forma atenuada.

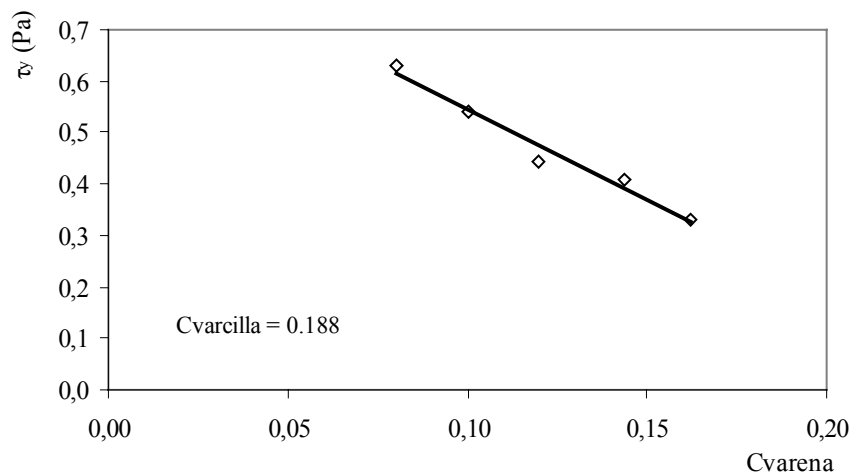


Fig. 5. Esfuerzo de cedencia en función de la concentración de arena.

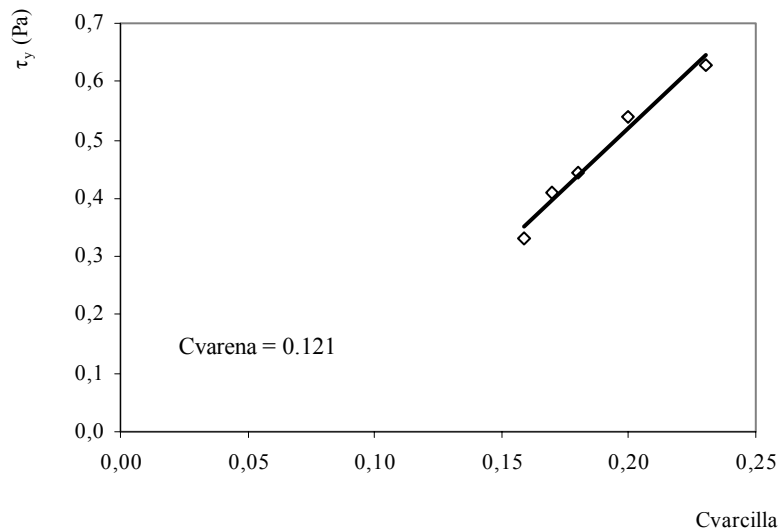


Fig. 6. Esfuerzo de cedencia en función de la concentración de arcilla.

A las mezclas de la Tabla 3 también se les practicó el examen reológico y se obtuvieron las Figs. 5 y 6 que muestran que el esfuerzo de cedencia disminuye cuando se incrementa la concentración de arena y se incrementa cuando aumenta la concentración de arcilla.

La Fig. 5 indica que para una concentración de arcilla constante,  $C_{\text{varcilla}} = 0,188$ , el esfuerzo cortante de cedencia es inversamente proporcional a la concentración de arena.

En la Fig. 6 se observa que para una concentración de arena constante,  $C_{\text{varena}} = 0,121$ , el esfuerzo de cedencia es linealmente proporcional a la concentración de arcilla. En las Figs. 7 y 8 se presentan gráficos de la posición adimensional  $X^*$  y de la velocidad adimensional de desplazamiento del frente de onda  $U^*$  en función del tiempo adimensional  $T^*$ . La presentación del flujo impermanente, de avance de la onda



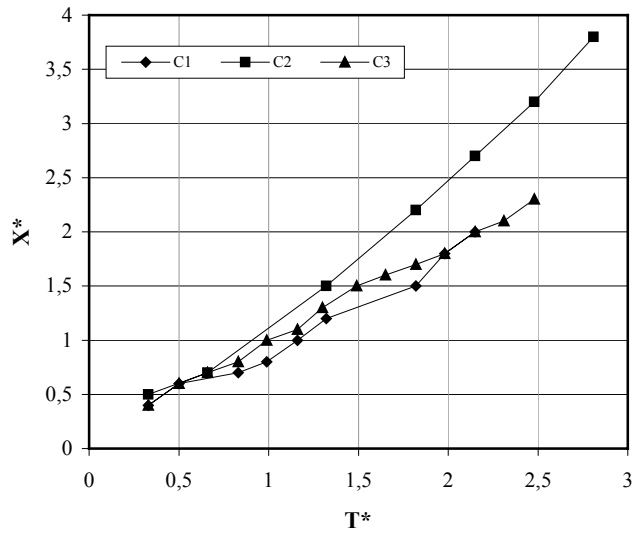


Fig. 7. Desplazamiento del frente de onda.

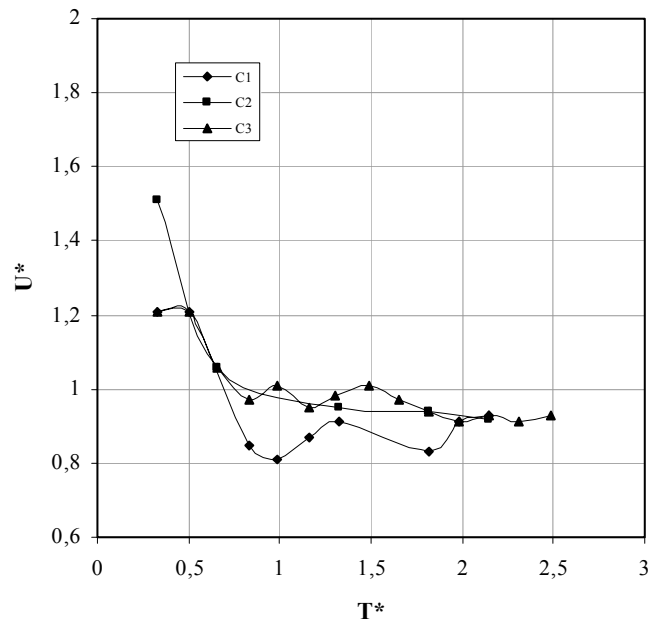


Fig. 8. Velocidad de desplazamiento del frente de onda.

frontal de lodo, luego de la liberación de la mezcla; se puede ilustrar como se muestra en las Figs. 7 y 8, en forma adimensional. Esto permite generalizar los resultados de los experimentos realizados, a otras escalas. En las Figs. 7 y 8,  $T^* = t (g/h_0)^{1/2}$  es el tiempo adimensional y  $X^* = x/h_0$  es la distancia adimensional.

Los resultados presentados en las Figs. 7 y 8 corresponden a registros cinemáticos valiosos que muestran tendencias similares en el desplazamiento de tres frentes de onda. La Fig. 8 también indica que, luego

Tabla 4. Contraste entre valores experimentales y calculados de  $\tau - \tau_y$ .

							Calculado	Experimental
Matriz	$\gamma_m$ (N/m <sup>3</sup> )	h (m)	S <sub>o</sub>	$\mu$ (Pa.s)	$\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	U (m/s)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)
A1	14994	0,025	0,080	0,040	1530,074	1,18	5,6357	5,868
A2	14672,9	0,025	0,080	0,037	1497,244	1,20	5,3488	5,5515
A3	14822,5	0,027	0,080	0,035	1512,434	1,14	4,4392	5,0374
A4	14951,6	0,030	0,080	0,032	1525,664	1,05	3,4276	4,6663
A5	15064,7	0,025	0,080	0,030	1537,228	1,16	4,1203	4,3402
Matriz	$\gamma_m$ (N/m <sup>3</sup> )	h (m)	S <sub>o</sub>	$\mu$ (Pa.s)	P <sub>m</sub> (kg/m <sup>3</sup> )	U (m/s)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)
A1	14994	0,029	0,120	0,040	1530,074	1,50	6,1759	5,8676
A2	14672,9	0,032	0,120	0,037	1497,244	1,48	5,2398	5,5515
A3	14822,5	0,030	0,120	0,035	1512,434	1,49	5,1703	5,0374
A4	14951,6	0,032	0,120	0,032	1525,664	1,48	4,4479	4,6663
A5	15064,7	0,028	0,120	0,030	1537,228	1,51	4,7889	4,3402
Matriz	$\gamma_m$ (N/m <sup>3</sup> )	h (m)	S <sub>o</sub>	$\mu$ (Pa.s)	P <sub>m</sub> (kg/m <sup>3</sup> )	U (m/s)	$\tau - \tau_y$ (Pa)	$\tau - \tau_y$ (Pa)
A1	14994	0,034	0,160	0,040	1530,074	1,60	5,6188	5,8676
A2	14672,9	0,036	0,160	0,037	1497,244	1,50	4,7017	5,5515
A3	14822,5	0,034	0,160	0,035	1512,434	1,60	4,8988	5,0374
A4	14951,6	0,036	0,160	0,032	1525,664	1,52	4,0213	4,6663
A5	15064,7	0,032	0,160	0,030	1537,228	1,62	4,4955	4,3402

$\gamma_m$  es el peso específico de la mezcla.

de transcurrido cierto tiempo, los frentes de onda tienden a adquirir una velocidad de avance uniforme cuando se alcanza el equilibrio entre las fuerzas de gravedad y las fuerzas disipativas.

La Fig. 7 muestra que las pendientes de tres casos típicos analizados, tienden a ser próximas entre sí, lo que indica que la velocidad de avance del frente de la onda de lodo es próxima para los tres casos presentados. En efecto, en la Fig. 8, para un tiempo  $T^* > 1,5$  se aprecia que el valor constante de la velocidad de avance del frente de onda adimensional  $U^* = U/(g h_0)^{1/2}$  se acerca a  $U^* = 0,95$ , para los tres casos representativos mostrados.

Los valores de las Figs. 3 a 8, del presente trabajo, son próximos a los obtenidos por Suárez [14]. Con el fin de comparar el esfuerzo cortante obtenido con el reómetro y el correspondiente en el lecho, en la Tabla 4 se muestra la proximidad entre los valores medidos y calculados de  $\tau - \tau_y$ . Los valores calculados se obtienen de la ecuación (17), la cual corresponde a la solución unidimensional para flujo uniforme del flujo de lodos en un canal, y se expresa mediante la relación funcional:

$$\tau - \tau_y = 3 \mu \frac{U}{h} \quad (17)$$

## 5. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En la Fig. 3 se observa que la viscosidad es una función decreciente de la concentración de arena para una concentración constante de arcilla. El esfuerzo cortante varía en forma importante con la concentración de arena, como se observa en la Fig. 4, en la cual se presenta el esfuerzo cortante para cinco casos de la matriz A. En las Figs. 5 y 6 se muestra que el esfuerzo de cedencia es inversamente proporcional a la concentración de arena y linealmente proporcional a la concentración de arcilla. El flujo establecido, uniforme e impermanente mostró ser un flujo de Bingham cuyo esfuerzo cortante en el lecho es similar al obtenido con el reómetro para valores de  $D_v^*$  menores que 30.

Con el fin de presentar la trayectoria temporal de los frentes de onda de las matrices C, se presenta en la Fig. 7 el desplazamiento del frente de onda en función de las variables adimensionales de distancia  $X^* = x/h_0$  y de tiempo  $T^* = t/(g h_0)^{1/2}$ , en la cual t es el tiempo transcurrido desde la liberación de la onda. Se observa en la Fig. 7 que el cambio de concentración de arena entre el 8,4 y el 22,6 % no afecta en forma apreciable el recorrido del frente de onda si la arcilla permanece constante cerca de  $C_v = 0,50$ . En la Fig. 8 se observa que la velocidad de desplazamiento del frente de onda  $U^* = U/(g h_0)^{1/2}$  decrece rápidamente a un valor adimensional casi uniforme  $U^* = 1,0$ , sin que el cambio de concentración de arena altere las condiciones de flujo para valores de  $T^*$  mayores que 1,5.

## RECONOCIMIENTO

Los autores agradecen al CDCHT de la Universidad de los Andes, por el financiamiento a través del Programa CVI-ADG-I-07-95. También reconocen el apoyo de Proyecto Milenio del Instituto de Mecánica de Fluidos de la Universidad Central de Venezuela.

## BIBLIOGRAFÍA

- [1] P. Y. Julien y Y. Lan, "Rheology of Hyperconcentrations", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 117, No. 3, 346-353 (1991).
- [2] J. S. O'Brien y P. Y. Julien, "Laboratory Analysis of Mudflow Properties", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 114, No. 8, 877-887 (1988).
- [3] K. Yano y A. Daido, "Fundamental Study on Mudflow", Publicación anual, *Disaster Prevention Research Institute*, Kyoto University, Kyoto, Japón, 7, 340-347 (1965).
- [4] M. Schatzmann, P. Fischer y G. R. Bezzola, "Rheological Behavior of Fine and Large Particle Suspensions", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 129, No. 10, 796-803 (2003).
- [5] J. Aguirre-Pe, S. Quisca y F. P. Plachco, "Tests and Numerical One-dimensional Modelling of a High Viscosity Fluid Dam-break Wave", *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol.33, No.1, 17-26 (1995).
- [6] J. S. O'Brien, P. Y. Julien y W. T. Fullerton, "Two-Dimensional Water Flood and Mud Flow Simulation", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 119, No. 2, 244-261 (1993).
- [7] M. Jin y D. L. Fread, "1D Modeling of Mud/Debris Unsteady Flows", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 125, No. 8, 827-834 (1999).
- [8] C. Zoppou y S. Roberts, "Explicit Schemes for Dam-Break Simulations", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 129, No. 1, 1-33 (2003).
- [9] A. Valiani, V. Caleffi y A. Zanni, "Case Study: Malpasset Dam-Break Simulation Using a Two-Dimensional Finite Volume Method", *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 128, No. 5, 460-472 (2002).
- [10] F. Alcrudo y P. García-Navarro, "A High-resolution Godunov-tipe Scheme in Finite Volumes for 2D Shallow-water Equations", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 16, 489-505 (1993).
- [11] T. Van Kessel y C. Blom, "Rheology of Cohesive Sediments: Comparison Between a Natural and an Artificial Mud", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 36, No. 4, 591-611 (1998).
- [12] G. Lauber y W. A. Hager, "Experiments to Dambreak Wave: Sloping Channel", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 36, No. 5, 761-773 (1998).
- [13] T. Takahashi, "Debris Flow", IAHR Monograph Series, IAHR, Edit Balkema, Rotterdam, The Netherlands, 165 pp. (1991).
- [14] A. J. Suárez, "Movimiento de Masas en Canales Inclinados Usando Mezclas de Arcilla, Arena y Agua", Tesis de Maestría en Obras Hidráulicas, Laboratorio de Hidráulica-CHIDRA, Facultad de Ingeniería, Universidad de los Andes, Mérida, Venezuela, 190 pp. (2004).

## RHEOLOGY AND MECHANICS OF DEBRIS AND MUDS

**Abstract** – In this paper, homogeneous flows of sand and clay saturated in water are studied. A Rheomat 30 was the viscosimeter used to obtain rheological properties of mixtures: viscosity, shear stress and shear velocity. Volumetric concentration varied from 0,08 to 0,46 for sand and from 0,16 to 0,63 for clay. Different experiments were run to determine depth and velocity variations in a one-dimensional approach. Flow was generated in a plexiglass open channel, 4,00 m long, with slopes between 0,046 and 0,16, in which the mixture was retained by a gate that was suddenly removed to generate the flow. The Navier Stokes equations are not easily solved, with the exception of particular cases in which a kind of stress predominates. Velocity of the wave front of the released flow was measured through filming with a video-camera which moved downstream at about the wave front velocity. The displacement of the flow was also measured maintaining the video camera at rest, while the mixture flowed downstream. It was found that yield stress varies inversely with sand concentration and that it is linearly proportional to clay concentration. Established flow at the experimental set up, which reaches an uniform and stationary state, showed the characteristics of a Bingham flow.