Ingeniería Hidráulica en México. Vol. XIV, Núm. 1, págs. 5-12, enero-abril de 1999

Regímenes en el flujo de barros y escombros

Julián Aguirre Pe
Alix T. Moncada

Universidad de Los Andes, Venezuela

En el presente trabajo se expresan diferentes criterios, de acuerdo con una extensa investigación bibliográfica, para clasificar los aluviones, los flujos hiperconcentrados, los flujos de lodos y los flujos de barros y escombros. Además, se establecen los límites para determinar el tipo de flujo de barros y escombros, el cual puede ser laminar (macroviscoso) o dispersivo, con disipación predominante a partir de una colisión. Se presentan esquemas numéricos de cálculo, mediante los procedimientos de MacCormack, para obtener soluciones de las ecuaciones de continuidad y de conservación de cantidad de movimiento. Los resultados son comparados favorablemente con datos experimentales.

Palabras clave: flujo hiperconcentrado, flujo de barros, flujo macroviscoso, flujo turbulento, flujo inercial, flujo dispersivo, flujo por ruptura de dique.

Introducción

Los flujos de barros y escombros se generan cuando un material sólido que represa una corriente de agua se pone en movimiento por acción de la corriente. La ruptura inicial es violenta y el flujo tiene gran ímpetu y está provisto de gran capacidad destructiva. A este respecto, grandes y pequeños eventos son frecuentes en distintas partes del mundo: en Japón, más de la mitad del territorio es montañoso y las avenidas de barros y escombros son frecuentes. En Sudamérica, en la cordillera de los Andes, todos los años se producen decenas de muertes y pérdidas materiales por el paso devastador de los aludes de barros y escombros. Entre los casos más dramáticos se puede citar el flujo provocado por la erupción del volcán Nevado del Ruiz, Colombia, ocurrido en 1985, el cual causó la pérdida de 21,000 vidas humanas. En la cordillera de la Costa, Venezuela, se produjeron flujos de barros y escombros, causados por grandes precipitaciones asociadas a un huracán, que en 1987 ocasionaron más de trecientas víctimas humanas. Por lo antes descrito, se hace necesario profundizar y ampliar los estudios del fenómeno y las medidas de prevención.

Diversos procesos geofísicos tales como los aludes, deslizamiento de rocas, deslizamiento de taludes y de tierras, flujo de lodos y el flujo de barros y escombros han sido considerados, para efectos de cálculo, como fluidos homogéneos en régimen laminar o como flujo dispersivo que disipa la energía principalmente por choques y rozamientos entre las partículas. Así, para el propósito de su modelación, los flujos reales se idealizan como flujos de medios continuos.

Los flujos de barros y escombros son parte de procesos geológicos en desarrollo asociados a regiones montañosas. Estos procesos han modificado el paisaje y continuarán haciéndolo por un largo periodo. En muchos casos, la mayoría de estos eventos episódicos ocurren en montañas y áreas remotas, y muchas veces no son percibidos ni registrados, a menos que afecten vidas humanas y originen pérdidas económicas importantes.

El flujo de barros y escombros se describe generalmente como el flujo de gravedad de suelos, rocas, agua y mezclas de aire. Se inicia frecuentemente por derrumbes debidos al flujo de caudales extremos. La iniciación del flujo de barros y escombros requiere depósitos de rocas sueltas y suelos, altas pendientes y

flujo de agua proveniente del derretimiento de nieve o por efecto de una tormenta. A medida que un flujo de barros y escombros se desarrolla en el cañón de una montaña de alta pendiente, se produce erosión del material del canal, incrementándose la densidad de la onda.

Se puede establecer diferentes categorías de flujo. El aluvión consiste fundamentalmente en una masa de agua que se desplaza como avenida de caudales extremos, provocando generalmente inundaciones a su paso. El flujo hiperconcentrado de material fino suspendido, generalmente uniforme y viscosidad mayor que la del agua, puede transportar sedimentos gruesos como carga de fondo. Las partículas en suspensión no están en contacto permanente entre sí. En el flujo de barros y escombros existe una saturación del agua por parte del material sólido que presenta una alta gradación de diámetros. Las partículas más finas de arcilla generan una matriz de soporte que ofrece continuidad al elemento sólido, el cual se lubrica con el agua al moverse. El término *flujo de barros y escombros* se aplica normalmente a un flujo no permanente, pulsátil, de una mezcla de agua y sedimentos gruesos y finos.

Como ha observado Enos (1977), el intento de reconocer un flujo de barros y escombros a partir de las matrices y estructuras sedimentarias que ellos dejan en su deposición, puede conducir, con cautela, a la determinación del tipo de flujo.

En regiones donde el esfuerzo cortante no excede al esfuerzo de cedencia, la matriz típica de esfuerzos en flujos de barros y escombros produce una cuña flotante sobre el material activo de transporte. Al detenerse el flujo, las regiones próximas a la cuña parecen "congelarse" a medida que se paran las partículas sólidas, quedando así registrada la naturaleza real del flujo.

El estudio de la orientación de las partículas en los depósitos de barros y escombros merece especial atención. Se ha observado (Enos, 1977) que los depósitos de barros y escombros pueden contener fragmentos alargados con una alineación paralela al flujo.

No está completamente claro, aún, si las estructuras de partículas dispuestas al azar o las de apariencia laminar indican diferencias apreciables en los tipos de flujo. Sin embargo, parece plausible afirmar que la mayor parte de los flujos de barros y escombros son laminares y que incluso la distribución de partículas dispuestas al azar en ciertas regiones del flujo se corresponde con las regiones de cuñas flotantes.

Considerando únicamente la concentración de sólidos, en peso C_w, Costa (1984) estimó que para $C_w < 0.40$ el flujo resultante es un aluvión de agua, que para $0.40 < C_w < 0.70$ se tiene un flujo hiperconcentrado y que si $C_w > 0.70$ se presenta un flujo de barros y escombros. Como indican Jan y Shen (1993), Beverage y Culbertson en 1964, habían indicado que, para sólidos muy finos, si $C_w > 0.80$ se produciría un flujo de lodos.

Desde una consideración física fundamental –aunque las clasificaciones no coinciden en diversos autores–, en los aluviones de agua, en el flujo hiperconcentrado y en los lodos, la fase sólida y la líquida fluyen separadamente, mientras que en flujo de barros y escombros el agua y la fase sólida se desplazan juntas, como lo haría una sustancia homogénea. Los experimentos de Fei (1983) permitieron precisar que, además de la concentración de sólidos en el comportamiento de la mezcla, es determinante el componente de partículas finas de diámetro menor que 0.01 mm. Según estiman Wan y Wang (1994) el flujo de barro y escombros es un tipo especial de flujo hiperconcentrado. En éste, las características del líquido y su movimiento controlan el movimiento y la deposición del sedimento. La energía que consume el movimiento del sedimento proviene principalmente de la fase líquida. Se acepta que el flujo de barros y escombros contiene una fase líquida de aproximadamente el 30% del contenido en volumen, limos y arcillas, arenas y gravas y también piedras y peñascos que parecen presentar una sustentación gravitacional nula en el seno de la mezcla heterogénea.

Caracterización de regímenes en el flujo de barros y escombros

Para aplicar los modelos reológicos apropiados, a las condiciones particulares de un flujo, es necesario determinar los parámetros que caracterizan los diferentes modelos de comportamiento.

En el flujo de barro y escombros el movimiento es principalmente laminar y la forma de transporte del sedimento ocurre en sustentación neutra. La energía gravitacional de la fase sólida determina principalmente el movimiento de las partículas. El flujo de barros y escombros, en condiciones especiales, puede estar determinado por esfuerzos predominantes generados por colisiones entre las partículas que forman la fase sólida de la onda.

Wan y Wang (1994) han encontrado que existe un límite que separa los flujos hiperconcentrados de los flujos de barros y escombros, expresado por medio de la energía E_d, proporcionada ésta por la fase sólida, por la unidad de volumen y por la unidad de distancia en la dirección de aguas abajo. Este valor límite, en forma adimensional, está dado por

$$\frac{E_d}{\gamma_s} = C_v S = 0.004 \qquad (1)$$

en la cual γ_s es el peso específico de la parte sólida, C_v su concentración en volumen y S la pendiente de la línea de energía. En la ilustración 1, en la cual se representa (1), están incorporados puntos de prototipo recabados por Wan y Wang.

Bagnold (1954) introdujo el concepto de "presión dispersiva" y propuso dos parámetros adimensionales (N y G^2) para describir los esfuerzos cortantes en función de la tasa de deformación. El primer parámetro expresa la relación entre los esfuerzos inerciales y los esfuerzos viscosos en la forma

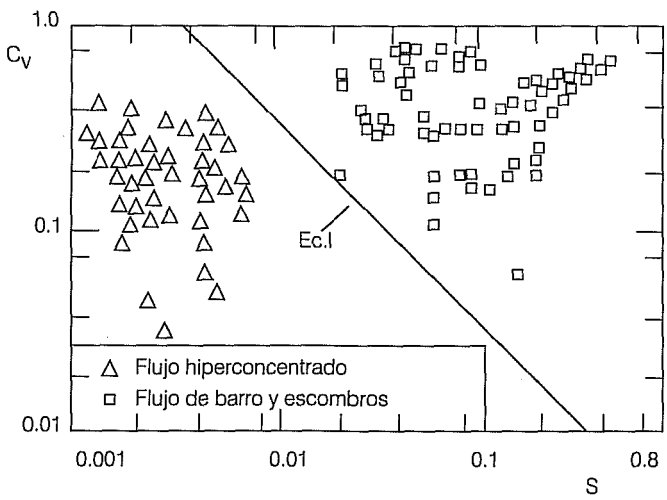
$$N = \frac{\rho_s d_{50}^2 \lambda^{1/2}}{\mu} \left(\frac{du}{dy}\right) \qquad (2)$$

donde ρ_s es la densidad de las partículas de sedimento, μ es la viscosidad dinámica, d_{50} es el diámetro del 50% del material, du/dy es la tasa de variación de la velocidad u (en la dirección x) respecto a la dirección y, $\lambda = d_{50}/e$ es una concentración lineal, donde e es la distancia entre partículas. La relación lineal de concentraciones está dada como

$$\lambda = \left\{\left(\frac{C_{vm}}{C_v}\right)^{1/3} - 1\right\}^{-1} \qquad (3)$$

donde C_v es la concentración volumétrica de sólidos, a la cual corresponde λ, y C_{vm} es la concentración volumétrica máxima de las partículas ($C_{vm} \cong 0.69$).

1. Criterio de clasificación de los flujos hiperconcentrados y de barros y escombros (Wan y Wang, 1994)



El segundo parámetro considerado por Bagnold es

$$G^2 = \frac{\rho_s d_{50}^2}{\mu^2 \lambda} \tau \qquad (4)$$

en el cual τ es el esfuerzo cortante promedio.

Para el flujo de barros y escombros laminar o macroviscoso, se verifica que N es proporcional a G^2. Si A es el coeficiente numérico de proporcionalidad tal que $A\,N = G^2$ ($A \cong 2.25$), entonces, para el flujo macroviscoso, el cual ocurre aproximadamente para $N < 40$ (Bagnold, 1954), se tiene que

$$\tau_{xy} = \mu_m \left(\frac{du}{dy}\right)^2 \qquad (5)$$

donde la viscosidad dinámica efectiva de la mezcla $\mu_m = \rho_m \nu_m$ (ρ_m es la densidad de la mezcla y ν_m su viscosidad cinemática) está dada como

$$\mu_m = A\,\lambda^{3/2}\,\mu \qquad (6)$$

Para el flujo de barros y escombros en régimen predominantemente inercial, en el que aproximadamente $N > 450$, la relación entre N y G es lineal. Así $B\,N = G$, donde B es una constante de proporcionalidad. En la región inercial en la cual el esfuerzo cortante es debido a la presión dispersiva, generada por la interacción colisional entre las partículas, el esfuerzo cortante está dado por (Bagnold, 1954)

$$\tau_{xy} = a_i\,\rho_s \lambda^2 d_{50}^2 \left(\frac{du}{dy}\right) sen\,\alpha \qquad (7)$$

donde α es el ángulo interno de fricción dinámica y a_i una constante numérica. En la ilustración 2, según esquema de Scotton y Armanini (1993), se identifican las regiones de flujo laminar y de flujo inercial.

Es interesante señalar que el número adimensional G de Bagnold tiene la forma de un número de Reynolds. En efecto, se puede escribir que

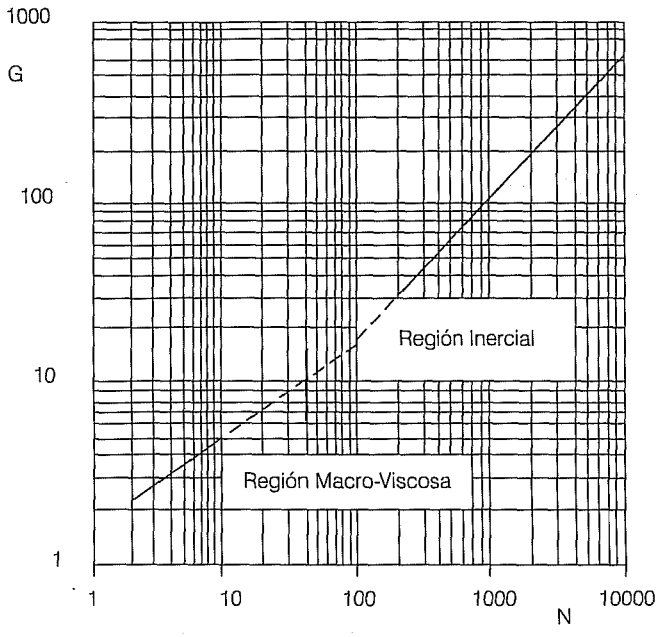
$$G = \frac{d_{50}\,(\tau/\lambda\rho_s)^{1/2}}{\mu/\rho_s} \qquad (8)$$

el cual se semeja al número de Reynolds de la velocidad de corte u, definido como

$$R^* = \frac{d_{50}\,u_*}{\mu/\rho_s} \qquad (9)$$

Según el análisis de Bagnold (1954), la transición correspondiente entre el régimen laminar o macroviscoso y el régimen inercial ocurre en el rango $10 < R^* < 55$.

2. Regímenes en el flujo de barro y escombros (Scotton y Armanini, 1993)



Luego de definir si el tipo de flujo es laminar o dispersivo, se pueden resolver, en forma numérica, las ecuaciones diferenciales que rigen el movimiento de la onda, incorporando la pendiente de la línea de energía que corresponda al patrón de flujo previamente definido.

Solución numérica de las ecuaciones diferenciales de una onda de barro y escombros

La forma más general de las dos ecuaciones diferenciales que rigen el flujo de barro y escombros, considerándolo equivalente a un fluido homogéneo e incompresible en su desplazamiento en forma de onda, es la ecuación de conservación de masa

$$\nabla . \boldsymbol{u} = 0 \qquad (10)$$

y la ecuación de conservación de cantidad de movimiento

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}.\nabla)\,\boldsymbol{u} - \nabla . \frac{\sigma}{\rho} = \frac{1}{\rho_m}\boldsymbol{f} \qquad (11)$$

en las cuales $\boldsymbol{u}$ denota el vector velocidad, ∇ es el operador nabla, t es el tiempo, σ es el tensor de esfuerzos, ρ_m la densidad media de la masa fluida en movimiento y $\boldsymbol{f} = \rho_m \boldsymbol{g}$ la fuerza externa correspondiente al vector de gravedad.

Tanto en la solución de flujo puramente viscoso como en la de flujo turbulento y dispersivo modelado en condiciones de laboratorio, así como en la reproducción matemática de la onda de flujo de barros y escombros, se han simplificado exitosamente (10) y (11) a sus formas unidimensionales (Aguirre-Pe *et al.*, 1995; Quisca *et al.*, 1995; Quisca y Aguirre-Pe, 1995, y Hunt, 1994, entre otros), en la dirección x de desplazamiento,

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial (hU)}{\partial x} = 0 \qquad (12)$$

$$\frac{\partial (hU)}{\partial t} + \frac{\partial (\beta h U^2)}{\partial x} = g\,h\,sen\,\theta - g\,h\,cos\,\theta\,\frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\tau_o}{\rho_m} \qquad (13)$$

en las cuales U representa la velocidad media en una sección de profundidad h para la posición x, en el instante de tiempo t; τ_0 es el esfuerzo cortante en el contorno sólido; ρ_m es la densidad de la mezcla; g es la aceleración de gravedad, y β el coeficiente de corrección de cantidad de movimiento.

El último término de (13) puede expresarse como $\tau_0/\rho_m = g\,h\,S$, donde S es la pendiente de fricción. El régimen de flujo determina la forma de disipación de la energía y por tanto la estructura de la pendiente de fricción.

Para el flujo laminar de barros y escombros ($N < 40$) en el denominado régimen macroviscoso, la pendiente de fricción $S \equiv S_v$ está dada por

$$S_v = \frac{3\,\nu_m\,U}{g\,h^2} \qquad (14)$$

donde ν_m es la viscosidad cinemática correspondiente a la mezcla. El número de Reynolds medio del flujo debe satisfacer que

$$R = \frac{U\,h}{\nu_m} < 500 \qquad (15)$$

Para el flujo dispersivo en régimen predominantemente inercial, aproximando un valor medio de $du/dy = U/h$, se debe cumplir que

$$\frac{\rho_s\,d_{50}^2\,\lambda^{1/2}\,U}{h\,\mu} > 450 \qquad (16)$$

En este caso, la pendiente de fricción dispersiva $S \equiv Sd$ puede expresarse como

$$Sd = \frac{U^2\,n_d^2}{k^2\,h^{4/3}} \qquad (17)$$

en la cual $K = 1$ m$^{1/3}$/s en el sistema internacional de unidades y n_d es una rugosidad dispersiva adimensional, equivalente a la de Manning en flujo turbulento. A partir de la relación para el esfuerzo cortante dada por (7), en la que $\tau_{xy} = \tau_0 = \rho_m\, g\, h\, Sd$, se puede obtener, igualando la expresión para S_d con (17), que

$$n_d = \left(\frac{50}{8}\frac{\rho_s}{\rho_m}\, a_i \,\text{sen}\,\alpha\right)^{1/2} \lambda\, \frac{K\, d_{50}}{h^{5/6}\, g^{1/2}} \qquad (18)$$

en la cual los valores de a_i y *sen* α medios, considerados por Bagnold (1954), son 0.042 y 0.32, respectivamente.

Ahora, la solución numérica de (12) y (13) se puede lograr por medio del esquema explícito de segundo orden de MacCormack (1969). En este esquema, primero, se calcula una predicción con diferencia espacial hacia adelante, y luego se corrigen las variables con una diferencia espacial hacia atrás.

Si se escriben (12) y (13) en la forma conservativa

$$\boldsymbol{F}_t + [\boldsymbol{G}(\boldsymbol{F})]_x = \boldsymbol{S}(\boldsymbol{F}, x, t) \qquad (19)$$

en la cual $\boldsymbol{F}$ es un vector que tiene las componentes (h, hU), $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{F})$ tiene las componentes (hU, $\beta\, h\, U^2 + 1/2\, g\, h^2\, cos\,\theta$) y $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{F}, x, t)$ las componentes (0, $g\, h\, sen\,\theta - g\, h\, S$). La pendiente de fricción S adquiere la forma de (14) o (17) según se modele un flujo laminar macroviscoso o un flujo dispersivo. Quisca *et al.* (1994) escribieron el algoritmo de predicción como

$$\tilde{\boldsymbol{F}}_i = \boldsymbol{F}_i^k - \frac{\Delta t}{x_{i+1} - x_i}\left(\boldsymbol{G}_{i+1}^k - \boldsymbol{G}_i^k\right) + \Delta t\, \boldsymbol{S}_i^k \qquad (20)$$

y el de corrección

$$\boldsymbol{F}_i^{k+1} = \frac{1}{2}\left[\boldsymbol{F}_i^k + \tilde{\boldsymbol{F}}_i - \frac{\Delta t}{x_i - x_{i+1}}\left(\tilde{\boldsymbol{G}}_i - \tilde{\boldsymbol{G}}_{i+1}\right) - \Delta t\, \tilde{\boldsymbol{S}}\right] \qquad (21)$$

donde los índices i, k indican la ubicación de las variables en un plano $x - t$ de coordenadas x_i, t_k.

La solución numérica de (20) y (21) se aplica, en este trabajo, a masas de barros y escombros inicialmente en reposo, cuyo movimiento se genera por la remoción súbita de una pantalla de retención ubicada en x_c, donde la altura inicial para $t = 0$ es h_0 por la izquierda y 0 por la derecha.

Para alisar la discontinuidad inicial se considera la solución teórica de Ritter referida por Quisca *et al.* (1994). En el contorno izquierdo se considera un contorno ficticio $\boldsymbol{F}_0$ que permite calcular $\boldsymbol{F}_{izq}^{k+1}$ y para el contorno derecho se considera un lecho seco tal que $h_{der}^{k+1} = 0$. El procedimiento numérico se presenta con más detalle en otras publicaciones (Quisca *et al.*, 1994, 1995 y Aguirre *et al.*, 1995).

Es interesante señalar que la pendiente de fricción, en el rango de transición para $40 < N < 450$, puede obtenerse de la suma de la pendiente viscosa y la pendiente dispersiva, según proposición de O'Brien *et al.* (1993).

Instalación experimental y generación del banco de datos

Primero, Aguirre-Pe *et al.* (1992) y Aguirre-Pe y Quisca (1994) establecieron un modelo físico para flujo viscoso mediante la construcción de un canal de vidrio de 7 m de longitud, 1 m de ancho y 0.1 m de altura, el cual pivotea en un extremo. La estructura metálica de soporte permite variar la pendiente del canal mediante desplazamiento del extremo libre con una grúa. Este extremo se fija mediante pasadores de acero, en soportes laterales, que evitan el movimiento del canal. A éste se le adaptó una compuerta plana de superficie lisa, la cual puede retener un fluido en depósito, del lado de aguas arriba. La compuerta puede ser retirada súbitamente, en forma manual, mediante aplicación de un fuerte momento de giro, el cual permite que ella se desplace aguas abajo, pivoteando alrededor de un eje superior externo a mayor velocidad que la de avance del fluido que se libera.

Una de las paredes del canal fue provista de una cuadrícula que permitía ubicar espacialmente el frente de onda en cualquier instante y registrar la huella máxima que tal frente dejaba. El fluido empleado fue un aceite comercial de viscosidad $\mu = 1210$ cp a 20°C y densidad $\rho = 904.2$ kg/m^3. La información generada en los experimentos se registró mediante una cámara de video de 8 mm con frecuencia de desplazamiento de las imágenes de 1/30 de segundo.

Los experimentos realizados con el aceite viscoso comprendieron las siguientes situaciones:

1. Longitud de depósito de 1 m y profundidad máxima del aceite en el depósito de 10 cm, para pendientes S_0 variables entre 0.00 y 0.10, cada 0.01.
2. Longitud de depósito de 2 m y pendientes S_0 de 0.01, 0.06 y 0.07.
3. Longitud de depósito de 1 m, pendiente del canal $S_0 = 0.01$ y profundidades máximas en el depósito de 4, 6, 8 y 10 cm.

A fin de calibrar la solución numérica del flujo turbulento y comparar su solución física con la del flujo viscoso, Aguirre-Pe *et al.* (1992) y Aguirre-Pe y Quisca (1994) hicieron experimentos complementarios con

agua, para una longitud de depósito de 1m, profundidad máxima y_0 = 10 cm y pendientes S_0 variables entre 0.00 y 0.05 cada 0.01.

Segundo, Quisca y Aguirre-Pe (1995) y Quisca (1995) implementaron, en un canal de sección transversal rectangular de lecho fijo y pendiente pronunciada, un modelo físico del proceso de desarrollo del flujo temporal de una onda bifásica. Aguas arriba del tramo superior del canal se almacenó un volumen finito de mezcla bifásica, que al ser liberada repentinamente generaba una onda, la cual se desplazaba aguas abajo hasta a una zona de deposición.

Para la mezcla bifásica, Quisca y Aguirre-Pe (1995) y Quisca (1995) emplearon mezclas de partículas cilíndricas de material plástico en agua y partículas elipsoidales de polietileno en agua. Ellos realizaron experimentos para la etapa del proceso de desarrollo en un canal de vidrio de sección rectangular de 8.20 m de longitud, 0.10 m de ancho y 0.20 m de altura. El canal estaba colocado sobre una estructura metálica de soporte, la cual pivoteaba en su extremo inferior y permitía variar la pendiente del canal mediante el desplazamiento vertical del extremo superior con una grúa.

Aguas arriba del canal estaba ubicada una compuerta plana que permitía retener un volumen finito de fluido. La compuerta de retención se removía rápidamente en la dirección vertical, liberando súbitamente la mezcla almacenada, para formar el flujo de la onda. Con el objeto de facilitar los registros experimentales, Quisca (1995) cubrió una pared de vidrio del canal con una lámina muy delgada de plástico transparente, sobre cuya superficie trazó cuadrículas paralelas y perpendiculares al lecho.

En las pruebas experimentales Quisca (1995) usó dos mezclas fluidas bifásicas: experimentó con una mezcla de agua y partículas sólidas bajo diferentes concentraciones volumétricas de sólidos. La fase sólida consistió de partículas cilíndricas de material plástico, cuya dimensión promedio oscilaba alrededor de 2.5 mm, y su densidad era de 1,310 kg/m³. Las concentraciones consideradas fueron 0.15, 0.30, 0.45 y 0.55. Complementariamente, experimentó con la mezcla de agua y partículas elipsoidales de polietileno, con diámetro promedio de 3 mm y 890 kg/m³ de densidad. Consideró concentraciones volumétricas de sólidos de 0.45 y 0.55. Las combinaciones de pendiente, altura inicial de la cuña bifásica y las concentraciones utilizadas se presentan en el cuadro 1.

En el extremo superior del canal estaba ubicada la cuña de la mezcla bifásica en reposo, la cual era agitada mecánicamente antes de su liberación súbita para alcanzar un estado de homogeneidad, especialmente en las concentraciones de 0.45 y 0.55

1. Parámetros de experimentación de las mezclas bifásicas, Quisca (1995)

Pendiente del canal S_i	Ángulo de inclinación del canal θ_i	Concentración volumétrica de sólidos C_i	Altura inicial h_0
S_2 = 0.0502	θ_2 = 2°52'27.8"	C_1 = 0.15	0.10 m
S_5 = 0.1086	θ_5 = 6°11'53.2"	C_2 = 0.30	0.15 m
S_7 = 0.1475	θ_7 = 8°23'26.2"	C_3 = 0.45	
S_8 = 0.1010	θ_2 = 11°23'33.1"	C_4 = 0.55	

En general, los experimentos para los diferentes fluidos se realizaron siguiendo el mismo procedimiento. El tiempo de remoción tr de la compuerta de retención de la cuña fluida de volumen finito era entre 1/30 y 2/30 segundos que, aunque cercano al tiempo de captura de imágenes, permitía registrar las condiciones iniciales de desplazamiento del flujo. El proceso de desarrollo del flujo de la onda se registró mediante filmación en video para el posterior procesamiento y análisis de información. Se empleó una cámara de video de 8 mm, con frecuencia de imágenes de 30 cuadros por segundo.

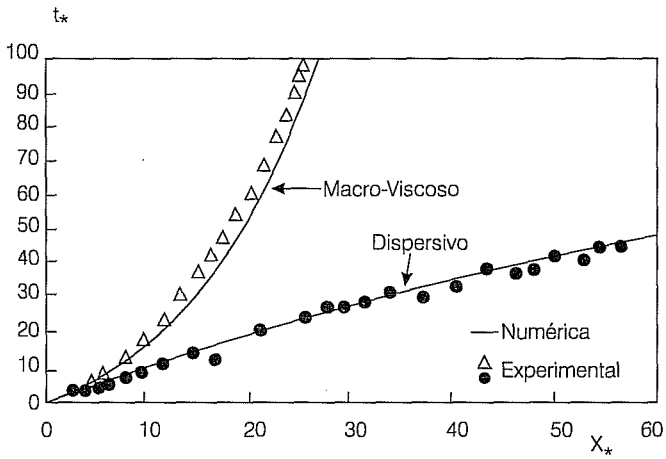
Para minimizar los efectos de la distorsión óptica y evitar los efectos de filaje se utilizaron, durante la filmación del movimiento de la onda fluida, técnicas de iluminación y desplazamiento adecuadas, así como amplios rangos de velocidades de filmación (de 1/60 a 1/2000). Las imágenes se procesaron digitalmente.

Resultados y conclusiones

La simulación física de flujos de barros y escombros con modelos de laboratorio simplificados, en los cuales se producen los esfuerzos resistentes que corresponden a los de los regímenes predominantes, se valida mediante la contrastación de los resultados de los modelos numéricos, que por su parte corresponden a los flujos reales, con los modelos físicos a escala reducida que generan esfuerzos de la misma naturaleza.

El esquema explícito de diferencias finitas de Mac Cormack (1969) se puede emplear exitosamente para reproducir las variables de profundidad y velocidad en una onda transitoria de barro y escombros, tanto en la condición de flujo laminar macroviscoso como en la de flujo dispersivo. En la ilustración 4 se presentan los desplazamientos de los frentes de onda para los dos regímenes de flujo, en modelos físicos experimentales, con su correspondiente predicción numérica, empleando el mencionado esquema.

4. Desplazamiento de un frente de onda bifásico dispersivo (senθ = 0.14, λ = 7.7, h_0 = 10 cm) y de un frente de onda viscoso (S_0 = 0.10, h_0 = 10 cm)



Las coordenadas de la ilustración 4 expresan la distancia adimensional de recorrido x^*, en las abscisas, como la relación de la distancia real recorrida respecto a la altura inicial de la mezcla en el depósito de retención h_0, contra el tiempo adimensional de recorrido t^* dado por la expresión $t^* = t\ (g\ cos\ \theta/h_0)^{1/2}$. Es obvio que en el régimen dispersivo, la velocidad del frente de onda se mantiene casi constante en el rango estudiado, tanto física como numéricamente. Por el contrario, pasados los primeros momentos de liberación de la mezcla viscosa, la velocidad del frente de onda tiende a disminuir en forma rápida.

Los experimentos físicos que se presentan en la ilustración 4 indican que en el régimen viscoso la solución numérica sobreestima ligeramente la velocidad de avance de la onda a partir de $x^* = 15$; pero Aguirre-Pe *et al.* (1995) han mostrado que tal tendencia sólo se mantiene hasta $x^* = 50$, para este caso:

Las formas de las ondas generadas también se reproducen adecuadamente pormedio del esquema numérico de MacCormack. En la ilustración 5a, en la cual $h^* = h/h_0$, se observa que en la onda viscosa decrece la máxima profundidad en forma continua, mientras que la longitud de la onda se incrementa a medida que transcurre el tiempo. En general, los resultados experimentales y numéricos de la ilustración 5a muestran buena concordancia, indicando así que el método numérico empleado en la solución viscosa unidimensional arroja resultados cercanos a los valores físicos reales.

La solución dispersiva presentada en la ilustración 5b ofrece la forma de dos ondas generadas por la remoción de una pantalla, misma que inicialmente retenía una mezcla bifásica de volumen finito en un canal inclinado.

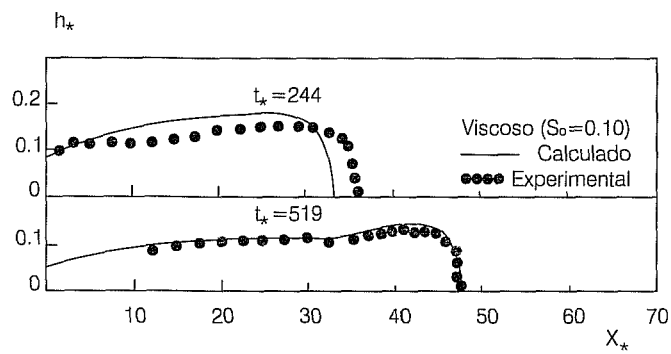
En esta ilustración se presentan resultados experimentales de una onda en dos momentos distintos y se grafican soluciones numéricas de un modelo unidimensional que considera los esfuerzos dispersivos como la fuente predominante de disipación de energía. El cálculo numérico, expuesto por Quisca *et al.* (1995), usa los esquemas de MacCormack. Las formas cambiantes de las ondas presentan una notable similitud con los valores experimentales, mostrando que el modelo dispersivo simula apropiadamente el tránsito de una onda bifásica. Los esfuerzos predominantes de Bagnold (1954) corresponden a los esfuerzos dispersivos causados por colisiones de las partículas.

Recibido: 20/11/97
Aprobado: 12/05/98

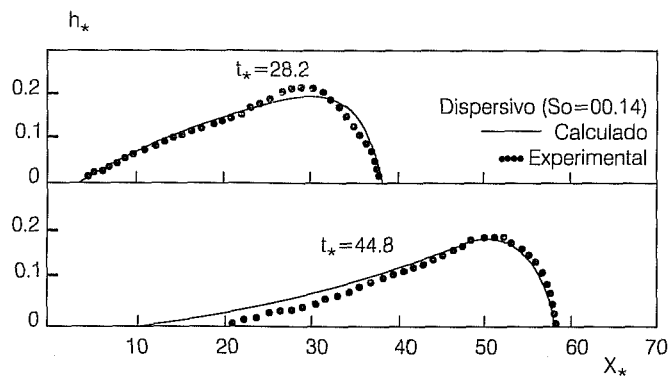
Agradecimientos

Los autores desean expresar su agradecimiento al Consejo de Desarrollo Científico, Humanístico y Tecnológico (CDCHT) de la Universidad de Los Andes, por su apoyo financiero para hacer posible la realización de este trabajo a través de los Proyectos I-567-97-02-B e I-566-97-02-C.

5a. Desarrollo de la onda viscosa, (μ = 1.2N s/m²)



5b. Desarrollo de la onda dispersiva, (λ = 7.7)



Referencias

Aguirre-Pe, J., R. Usubillaga, R. Fuentes y S. Quisca. 1992. Modelación del flujo repentino de un fluido real generado por remoción de una pantalla. *Memorias del XV Congreso Latinoamericano de Hidráulica*, Cartagena, Colombia, Vol.2, pp. 57-67.

Aguirre-Pe, J. y S. Quisca. 1994. Simulación numérica de una onda viscosa de superficie libre. *Memorias del XVI Congreso Latinoamericano de Hidráulica*, Santiago, Chile, Vol. 1, pp. 1-11.

Aguirre-Pe, J., S. Quisca y F. P. Plachco, 1995. Test and numerical one dimensional modelling of a high-viscosity fluid dam-break wave. *J. Hydraulic Research, IAHR* 33(1):17- 26.

Bagnold, R. A. 1954. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London*, Ser. A, 225, pp. 49-63.

Costa, J. E. 1984. Physical geomorphology of debris flows. En:. J. E. Costa y P. J. Fleisher (Eds.) *Developments and applications of geomorphology*. pp. 268-317.

Enos, P. 1977. Flow regimes in debris flow. *Sedimentology* 24:133-142.

Fei, X. 1983. Grain composition and flow properties of heavily concentrated suspensions. *Proceedings 2nd International Symposium on River Sedimentation*. Nanjing, China, pp. 265- 273.

Hunt, B. 1994. Newtonian fluid mechanics treatment of debris flows and avalanches. *J. Hydraulic Engineering,* ASCE 120(12):1350-1363.

Jan, C. D. y H. W. Shen. 1993. A review of debris flow analysis. *Proceedings XXV International Congress of the IAHR*, Tokio, Japón, Vol. III, pp. 25-32.

MacCormack, R. W. 1969. *The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering.* AIAA Journal, Paper No. 69.

O'Brien, J. S., P. V. Julien y W. T. Fullerton. 1993. Two-dimensional water flood and mud flow simulation. *J. Hydraulic Engineering*, ASCE 119(2):244-261.

Quisca, S. y J. Aguirre-Pe. 1995. Unsteady propagation of a quasi two-phase wave on a dry steep channel. *Proceedings XXVI International Congress, IAHR*, London, U. K., Vol. 2, pp. 208-213.

S., Quisca, J. Aguirre-Pe y F. P. Plachco. 1994. Modelo numérico unidimensional de una onda viscosa en un canal de alta pendiente. En: M. Cerrolaza y A.Guillén (Ed.). *Solución de problemas en ingeniería con métodos numéricos.* SVMNI, Vol. 1, pp. MF-1 a MF-10.

Quisca, S. J., Aguirre-Pe y F. P. Plachco. 1995. One dimensional viscous wave propagation on a dry bed channel. *Proceedings III-CCFD y III-LASFM*, Caracas, Venezuela, Vol. 1, pp. Q-1 a Q-6.

Quisca, S. I. 1995 *Modelos numéricos del flujo de una avalancha de barro y escombros.* Tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias Aplicadas. Universidad de Los Andes, Fac. de Ingeniería, Mérida, Venezuela, p. 281.

Scotton, P. y A. Armanini. 1993. Effects of bed roughness on debris flows. *Proceedings XXV International Congress, IAHR*, Tokyo, Japón, Vol. III, pp. 63-70.

Wan, Z. y Z. Wang. 1994. *Hyperconcentrated flow.* IAHR. Monograph Series. Rotterdam: A. A. Balkema. 290 p.

Abstract

Aguirre, J. & A.T. Moncada, "Flow regimes of mud and debris" . Hydraulic Engineering in Mexico (in Spanish). Vol. XIV. Num. 1, pages 5-12. January-April, 1999.

In this paper a variety of criteria, from a wide bibliographic review, are presented for the classification of alluvia, hyperconcentrated flows, mud flows and debris flows which may be laminar (macroviscous) or dispersive (with predominant collisional dissipation). Limits to determine the type of hyperconcentrated flows are given. Numerical calculations to obtain solutions of the fundamental equations using MacCormack schemes are presented. Numerical results are in good agreement with experiments carried out in laboratory.

Key words: hyperconcentrated flow, debris flow, macroviscous flow, turbulent flow, inertial flow, dispersive flow, dam-break flow.

Dirección Institucional de autores:

Julián Aguirre Pe, Alix T. Moncada

Universidad de Los Andes, Venezuela
Mérida A-5101, Estado de Mérida, Venezuela
Teléfono: 58 74 40 28 12
Email: chidra@ing.ula.ve