

**SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERÍA HIDRÁULICA**

**XVII CONGRESO CHILENO DE HIDRÁULICA**

**CARACTERÍSTICAS DINÁMICAS DE FLUJOS BIFÁSICOS. EL CASO DE FLUJOS  
DETRÍTICOS Y PIROCLÁSTICOS**

**SANTIAGO MONTSERRAT<sup>1</sup>  
ALDO TAMBURRINO<sup>1</sup>  
YARKO NIÑO<sup>1</sup>  
OLIVIER ROCHE<sup>2</sup>,**

**RESUMEN**

La ocurrencia de flujos bifásicos en la naturaleza usualmente tiene consecuencias devastadoras, por lo que su estudio es de gran importancia para la ingeniería. Ejemplos de este tipo de flujos son avalanchas de rocas, flujos detríticos saturados por agua (aluviones), flujos piroclásticos, avalanchas de nieve, etc. En el presente trabajo se discuten los principales procesos físicos involucrados en la dinámica de flujos bifásicos y se comparan dichos procesos mediante el análisis de resultados experimentales obtenidos por los autores acerca de flujos detríticos y piroclásticos.

En el caso de flujos detríticos se realizaron experimentos de mezclas sólidas (bentonita, arena y grava) y agua, las que escurrían por un canal de alta pendiente (15-32%). Datos de velocidad y altura de los flujos fueron obtenidos aguas abajo de la compuerta de salida donde éste alcanzaba condiciones de flujo uniforme. Los experimentos de flujos piroclásticos se representaron por un flujo compuesto por esferas de vidrio, el cual era previamente fluidizado dentro de un reservorio por un flujo de aire inducido desde el fondo. El flujo escurría por un canal horizontal hasta su depositación. Los resultados muestran que ambos flujos pueden ser representados en forma adecuada por la teoría de mezclas continuas, y resaltan los diferentes esfuerzos que se generan en cada uno.

---

<sup>1</sup> División de Recursos Hídricos y Medio Ambiente, Departamento de Ingeniería Civil, Universidad de Chile.  
e-mail: [smontser@ing.uchile.cl](mailto:smontser@ing.uchile.cl), [atamburr@ing.uchile.cl](mailto:atamburr@ing.uchile.cl), [ynino@ing.uchile.cl](mailto:ynino@ing.uchile.cl).

<sup>2</sup> Institut de Recherche pour le Développement, Laboratoire Magmas et Volcans, Université Blaise Pascal, France.  
e-mail: [O.Roche@opgc.univ-bpclermont.fr](mailto:O.Roche@opgc.univ-bpclermont.fr)



## 1. INTRODUCCIÓN

Estudiar y entender la dinámica de flujos bifásicos, compuestos por mezclas sólido-fluido, resulta de gran importancia en la ingeniería actual. Los flujos bifásicos son cada vez más utilizados en procesos industriales, como por ejemplo el transporte de material y residuos mineros. Ellos también pueden ser encontrados en la naturaleza, los que se presentan generalmente como mezclas densas movilizadas por acción de la fuerza de gravedad. Muchas veces las consecuencias de flujos bifásicos naturales son devastadoras, por lo que el estudio de éstos cobra cada vez más importancia. Ejemplos de flujos bifásicos naturales son avalanchas de rocas, flujos detríticos saturados por agua (aluviones), flujos piroclásticos, avalanchas de nieve, etc. (Iverson and Denlinger, 2001).

En Chile, debido a numerosos eventos y sus consecuencias, los flujos detríticos han adquirido un creciente interés. Los flujos detríticos consisten en masas de sedimento, agitadas y saturadas por agua que deslizan por una pendiente por acción de la fuerza de gravedad. La dinámica de los flujos detríticos queda condicionada principalmente por los esfuerzos que surgen debido a la interacción entre partículas y de éstas con el medio fluido, así como por los esfuerzos viscosos o turbulentos originados en la fase líquida (Iverson, 1997).

Aunque menos conocidos, los flujos piroclásticos también son un fenómeno recurrente en el país. Depósitos producto de flujos piroclásticos pueden ser encontrados a lo largo de todo Chile. Un ejemplo lo constituyen los depósitos producidos por la erupción del Volcán Lascar en el año 1993 (Denniss et al., 1998; Calder, 2000). Los flujos piroclásticos consisten en mezclas densas de partículas y gases volcánicos calientes generados por erupciones volcánicas explosivas. Los flujos piroclásticos van desde flujos densos fluidizados por gas hasta flujos diluidos turbulentos dominados por la fase gaseosa (Branney and Kokelaar, 2002). El gas necesario para fluidizar el material sólido puede ser generado en la chimenea como también ser incorporado por el frente del flujo o tomado desde las mismas partículas (Wilson, 1984).

El presente trabajo busca introducir los principales procesos físicos involucrados en la dinámica de flujos bifásicos y comparar dichos procesos mediante resultados experimentales obtenidos por los autores en estudios previos de flujos detríticos y piroclásticos (Roche et al., 2005; Roche et al., 2004; Montserrat et al., 2004).

## 2. REVISIÓN DE ANTECEDENTES

### 2.1 Antecedentes generales

En 1954 Bagnold postuló la existencia de un esfuerzo, el cual denominó dispersivo, asociado a la interacción entre partículas y lo probó realizando un ingenioso experimento. A partir de ensayos consistentes en inducir un flujo rotatorio de una mezcla líquido-sólida en el espacio anular entre dos cilindros concéntricos (flujo de Couette de un fluido no newtoniano con partículas neutralmente boyantes), Bagnold midió el exceso de presión en las paredes del cilindro interior fijo, estableciendo la existencia de un esfuerzo dispersivo producto de la interacción de las partículas sólidas (Seminara and Tubino, 1993; Ayala, 1996).

Bagnold en su experimento, eliminó los efectos que tiene la gravedad en la interacción entre partículas debido a que utilizó partículas esféricas de boyancia neutra. De esta manera la interacción partícula-partícula sólo puede darse en forma de colisiones sin existir fricción entre ellas (esfuerzos de Coulomb). Condiciones comparables, donde la fricción Coulómbica puede ser despreciada, pueden ocurrir momentáneamente en flujos geofísicos, siempre y cuando el desarrollo de altos niveles de presión de poros cause una completa fluidización o liquefacción de la mezcla, emulando la condición de Bagnold (Iverson and Denlinger, 2001).

Además de identificar la existencia de esfuerzos dispersivos, los experimentos de Bagnold determinaron también el rol que juega la viscosidad del fluido en el movimiento. Bagnold distinguió la contribución de esfuerzos debido a colisiones entre partículas y esfuerzos debido a la viscosidad del fluido a través de un parámetro adimensional hoy conocido como número de Bagnold ( $Ba$ ):

$$Ba = \frac{\mathbf{r}_s \dot{\mathbf{g}} d^2}{\mathbf{m}_f} \mathbf{I}^{\frac{1}{2}}, \quad \mathbf{I} = \left[ \left( \frac{c_{v \max}}{c_v} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right]^{-1} \quad (1)$$

Donde  $\mathbf{r}_s$  corresponde a la densidad de los sólidos  $\mathbf{g}$  es la tasa de deformación,  $d$  corresponde al diámetro de partículas,  $\mathbf{m}_f$  es la viscosidad dinámica del fluido,  $\lambda$  es un parámetro denominado concentración lineal,  $c_v$  es la concentración de sólidos en volumen y  $c_{v \max}$  es la concentración máxima que pueden alcanzar los sólidos (concentración de empaquetamiento). Valores de  $Ba < 40$  indican que el flujo es dominado por la viscosidad del fluido intersticial, mientras que  $Ba > 450$  indican que el flujo es dominado por colisiones (Iverson, 1997).

En el caso de flujos granulares densos y lentos (movimiento cuasiestático), la interacción entre partículas es dominada por fricción debido al peso de las mismas (esfuerzos de Coulomb). En este caso, el flujo puede ser modelado a través del criterio de Coulomb, el que predice una variación lineal del esfuerzo de corte en el flujo con el esfuerzo normal efectivo. Abundantes datos confirman la validez del modelo de Coulomb (Iverson and Denlinger, 2001; Eames and Gilbertson, 2000).

Sin embargo, en flujos granulares rápidos, más que la fricción debido al contacto prolongado entre granos, son las colisiones las que dominan el intercambio de momentum entre partículas (contacto breve). La influencia relativa entre los esfuerzos de Coulomb y los derivados de las colisiones entre partículas para el caso de flujos granulares movilizados por acción de la gravedad, pueden ser evaluados según el criterio de Savage ( $Sa$ ):

$$Sa = \frac{\mathbf{r}_s \dot{\mathbf{g}}^2 d^2}{(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}_f) g h} \quad (2)$$

donde  $\mathbf{r}_f$  corresponde a la densidad del fluido,  $g$  es la aceleración de gravedad y  $h$  la altura del flujo.  $Sa$  representa la razón entre los esfuerzos debido a colisiones versus esfuerzos de Coulomb. En base a diversos datos se ha determinado que si  $Sa > 0.1$ , las colisiones entre granos pueden afectar significativamente la dinámica del flujo (Iverson, 1997).

Al evaluar  $Ba$  y  $Sa$  hay que tener en cuenta los valores efectivos de densidad y viscosidad de la fase fluida ( $m_f$  y  $r_f$ ), valores que se pueden ver alterados significativamente debido a la presencia de material fino transportado en suspensión. Estas partículas finas deben ser consideradas como parte de la fase fluida y no de la fase sólida. Criterios para determinar si ciertas partículas pertenecen o no a la fase fluida pueden ser encontrados en Iverson (1997). Las variaciones en la densidad y reología de la fase sólida pueden resultar muy importantes dependiendo de las características electroquímicas del material (Montserrat et al., 2004). Fuera de la fase fluida, la cohesividad puede ser generalmente despreciada en mezclas granulares sometidas a grandes deformaciones que rompen los enlaces cohesivos (Iverson and Denlinger, 2001).

En el límite de concentración ( $c_v \rightarrow c_{vmax}$ ) la concentración lineal,  $I \rightarrow \infty$ , indicando que las colisiones entre partículas dominan ampliamente por sobre los esfuerzos viscosos ( $Ba \gg 450$ ). Sin embargo, en flujos geofísicos densos, el término  $gh$  generalmente sobrepasa en forma significativa el valor de  $g^2 d^2$ , de manera que  $Sa < 0.1$ , indicando que realmente es la fricción Coulómbica la que domina el movimiento y  $Ba$  se vuelve irrelevante (Iverson and Denlinger, 2001, Iverson and Vallance, 2001).

La mayoría de los flujos detríticos y avalanchas de rocas parecen tener concentraciones superiores a 0.5, es decir, cercanas a  $c_{vmax}$ , lo que sustenta la hipótesis de que los esfuerzos de Coulomb generalmente generan la mayor resistencia en flujos granulares. De esta manera, se sugiere que la ecuación de Coulomb sin cohesión es la mejor fórmula probada para representar flujos granulares con gran deformación. Una de las ventajas de utilizar un modelo tipo Coulomb frente a otras ecuaciones reológicas típicamente utilizadas en flujos granulares, es que no relaciona el esfuerzo de corte en el flujo con su tasa de deformación. Por el contrario, los esfuerzos normales efectivos entre granos ( $s'$ ) y de corte ( $t$ ) en un flujo granular, simplemente mantienen la proporción de Coulomb (Ec. (3)). Además, este modelo satisface la conservación del momentum (Iverson and Denlinger, 2001, Iverson and Vallance, 2001). De este modo, se cumple la relación:

$$t = s' \tan(f_s) \tag{3}$$

donde  $s'$  corresponde al esfuerzo normal efectivo entre granos y  $\phi_s$  al ángulo de fricción estático de los sólidos presentes en la mezcla. El esfuerzo normal efectivo,  $s'$ , corresponde al esfuerzo normal debido al peso de los granos ( $s$ ) menos el esfuerzo de presión ejercido por el fluido ambiente (presión de poros,  $p$ ), es decir,  $s' = s - p$ .

Los experimentos realizados por Bagnold, y replicados posteriormente por otros investigadores, muestran que una ecuación idéntica a la de Coulomb sin cohesión describe en forma adecuada la relación entre los esfuerzos medios de corte y normales en flujos dominados por colisiones, es decir, cuando  $Sa \rightarrow \infty$ . Este comportamiento resulta de la fuerte similitud existente entre la ecuación propuesta por Bagnold (Ec.(4)) para la interacción entre partículas y la ecuación de Coulomb (Ec.(3)).

$$t = s' \tan(f_d) \tag{4}$$

donde  $f_d$  corresponde al ángulo de fricción dinámico de las partículas, el que, según Iverson y Vallance (2001), resulta independiente de la tasa de deformación. Según algunos investigadores (Iverson, 1997; Iverson and Denlinger, 2001; Iverson and Vallance, 2001) el ángulo de fricción

dinámico,  $f_d$ , difiere levemente del ángulo de fricción estático,  $f_s$ , con lo que la ecuación de Bagnold se vuelve idéntica a la ecuación de Coulomb sin cohesión. Otros autores prefieren utilizar modelos reológicos y sugieren que las colisiones medidas en el experimento de Bagnold ( $s'$  y  $t$ ) son proporcionales a  $g$  ó  $g^2$ , dependiendo del régimen de flujo. Esta proporción depende del  $Ba$ , es decir,  $\tan(f_d)$  no sería independiente de la tasa de deformación como lo postula Iverson. Un ejemplo conocido, y ampliamente utilizado, lo constituye el modelo de fluido dilatante y el modelo de fluido viscoplástico (Takahashi, 1981).

Una de las ventajas de utilizar un modelo tipo Coulomb frente a modelos reológicos típicos es precisamente el que no es necesario imponer una reología fija para el flujo. Según Iverson (2003), debido a lo complejo del fenómeno, el movimiento de flujos granulares no puede ser modelado por una reología única que relaciona esfuerzos con tasas de deformación, inclinándose este autor por un modelo Coulómbico.

La proporción de Coulomb entre el esfuerzo de corte intergranular y el esfuerzo normal indican que la superficie libre juega un rol importante en los flujos granulares. El esfuerzo normal efectivo ( $s'$ ) en planos de profundidad  $h$ , en flujos granulares con superficie libre movilizadas por gravedad, depende de la densidad de los granos y del fluido, concentración volumétrica de sólidos, ángulo de inclinación del fondo ( $q$ ) y del exceso de presión de poros entre granos,  $p'$ , definido como la presión ambiente, o presión de poros,  $p$ , menos la presión hidrostática debido al peso del fluido:

$$s' = (r_s - r_f)c_v g h \cos(q) - p' \quad (5)$$

El exceso de presión de poros,  $p'$  en conjunto con la temperatura granular  $T$ , que es una medida escalar de la vibración de los granos, juegan un rol fundamental en la dinámica del flujo. Tanto  $p'$  como  $T$  son nulas en el estado de equilibrio estático y ambas pueden aumentar durante el movimiento por conversión de energía potencial y cinética y decrecer debido a disipación térmica. Además  $p'$  y  $T$  pueden transportarse de un lugar a otro debido a procesos difusivos. Altos valores de  $T$  disminuye la rigidez de la mezcla pero incrementa la disipación debido a colisiones inelásticas entre partículas. El exceso de presión de poros por sobre la presión de equilibrio estático juega un rol análogo al de  $T$ , ya que reduce la rigidez de la mezcla facilitando el flujo. Altos valores de  $p'$  reducen el contacto entre partículas de manera que disminuye la disipación de energía por colisiones transfiriendo esfuerzos hacia la fase fluida de la mezcla (Iverson and Vallance, 2001).

Cambios en  $T$ ,  $c_v$  y la altura de la superficie libre  $h$ , permiten la existencia de  $p'$  ( $p' \neq 0$ ), de manera que un valor único de  $Sa$  no es aplicable a todo el flujo. Datos experimentales y observaciones en terreno indican que altos valores de  $p'$  ocurren en el interior del flujo, pero no en el frente ni en los costados. Es decir, los esfuerzos de Coulomb dominan el intercambio de momentum en el frente y costados del flujo, mientras que en la parte central, la viscosidad del fluido y las colisiones entre partículas aumentan en forma significativa. Sin embargo, en cualquier parte del flujo la contribución a la resistencia del flujo debido a la interacción entre partículas resulta del esfuerzo de corte proporcional al esfuerzo normal, el que varía con  $p'$ . Por esto, estudios sobre la distribución de la presión de poros,  $p$ , en flujos granulares constituyen un problema central para el desarrollo de modelos predictivos (Iverson and Vallance, 2001).

## 2.2 Ecuaciones de movimiento

Las ecuaciones de conservación de masa y momentum en flujos granulares bifásicos deben ser satisfechas en forma independiente para cada una de sus fases. Sin embargo estas ecuaciones se encuentran acopladas debido a que las concentraciones de cada especie (sólido y fluido) deben satisfacer la relación  $c_v + c_f = 1$ , donde  $c_f$  corresponde a la concentración de fluido presente en la mezcla. El sistema de ecuaciones acoplado da origen a la denominada teoría de mezclas continuas (*continuum mixture theory*).

Según esta teoría de mezclas, las ecuaciones de momentum para cada una de las fases se escriben como:

$$\mathbf{r}_s c_s \left( \frac{\partial v_s}{\partial t} + v_s \cdot \nabla v_s \right) = \nabla \cdot T_s + \mathbf{r}_s c_s g + f_{gs} \quad (6)$$

$$\mathbf{r}_f c_f \left( \frac{\partial v_f}{\partial t} + v_f \cdot \nabla v_f \right) = \nabla \cdot T_f + \mathbf{r}_f c_f g + f_{fg} \quad (7)$$

donde  $v_s$  y  $v_f$  corresponden a la velocidad de la fase sólida y fluida respectivamente,  $T_s$  y  $T_f$  corresponden a los tensores de esfuerzos en cada fase y  $f_{gs}$  y  $f_{fg}$  corresponden a fuerzas por unidad de volumen que resultan del intercambio de momentum entre una fase y otra. Se debe notar que  $f_{gs} = -f_{fg}$  (Iverson, 1997; Iverson and Denlinger, 2001).

Al sumar las Ecs. (6) y (7), se obtiene la ecuación de momentum para la mezcla:

$$\mathbf{r} c \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = \nabla \cdot (T_s + T_f + T') + \mathbf{r} g \quad (8)$$

siendo  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s c_s + \mathbf{r}_f c_f$ ,  $v = (\mathbf{r}_s c_s v_s + \mathbf{r}_f c_f v_f) / \mathbf{r}$  y  $T'$  un término que aparece al sumar las componentes convectivas de las ecuaciones para cada fase, las que no suman exactamente  $v \cdot \nabla v$ , y que está dado por:

$$T' = -\mathbf{r}_s c_s (v_s - v)(v_s - v) - \mathbf{r}_f c_f (v_f - v)(v_f - v) \quad (9)$$

De no ser por el término  $T'$ , la Ec. (8) tendría la misma forma que la ecuación de un flujo monofásico continuo. La presencia de  $T'$  indica que los esfuerzos que se originan en un flujo bifásico son más complejos que la simple suma de esfuerzos que actúan por separado en cada fase.

La Ec.(9) muestra que el esfuerzo adicional  $T'$  que resulta en la ecuación de la mezcla se debe al intercambio de momentum producto del movimiento relativo de cada fase respecto del movimiento de la mezcla, es decir,  $T'$  es similar a un esfuerzo de arrastre. En la mayoría de los flujos geofísicos las velocidades de cada fase y de la mezcla resultan similares de manera que  $T'$  puede ser despreciado (Iverson and Denlinger, 2001). Sin embargo este esfuerzo se vuelve relevante en el caso de flujos granulares fluidizados donde la suspensión de las partículas en la mezcla se debe principalmente al esfuerzo de arrastre viscoso que ejerce el fluido sobre las partículas. Este caso se da, al menos, durante las primeras etapas de desarrollo de flujos

piroclásticos, donde la mezcla es fluidizada por el gas volcánico que se origina en el proceso eruptivo.

Analizando el intercambio de momentum sobre las partículas, Ec.( 6), se observa que el parámetro  $f_{gs}$  muestra explícitamente la influencia de la fuerza de arrastre viscoso del gas sobre las partículas en el caso de mezclas fluidizadas debido al movimiento relativo del fluido intersticial. En el caso de mezclas fluidizadas desde el fondo, la condición de fluidización se logra cuando el peso de las partículas es completamente soportado por el arrastre inducido por el flujo de fluido, es decir,  $s^* \rightarrow 0$ . De esta manera se obtiene que para mezclas fluidizadas la interacción entre partículas se desvanece, ya que, según el modelo de Coulomb, esta interacción resulta siempre proporcional a  $s^*$  (Eames and Gilbertson, 2000). Si el flujo de fluido intersticial se detiene, la condición de fluidización se mantiene por un tiempo, mientras la presión de poros se difunde y disipa y las partículas entran nuevamente en contacto. A partir de este momento, las fuerzas de interacción entre partículas se vuelven relevantes.

Estudios sobre las escalas de tiempo de difusividad del exceso de presión de poros,  $t_{dif}$ , indican que éste depende de las características de la mezcla, del fluido intersticial y de la escala o tamaño del flujo (Iverson, 1997; Iverson and Denlinger, 2001):

$$t_{dif} = \frac{h^2}{D}, \quad D = \frac{kE}{m} \quad (10)$$

donde  $D$  es el coeficiente de difusividad del exceso de presión de poros,  $k$  la permeabilidad hidráulica de la mezcla y  $E$  el coeficiente de compresibilidad de la mezcla. En la Ec. ( 10), se observa que  $t_{dif}$  aumenta con el tamaño del flujo ( $h$ ), y que la difusividad ( $D$ ) disminuye para altos valores de la viscosidad. Es decir, fluidos más viscosos pueden mantener altos valores de  $p$  por más tiempo.

### 3. ESTUDIOS EXPERIMENTALES

#### 3.1 Flujos detríticos

Con el fin de cuantificar algunas de las leyes de comportamiento que rigen el movimiento de flujos detríticos (mezclas granulares agua-sedimento), se realizaron experimentos en un canal de pendiente variable, de 6 m de largo por 20 cm de ancho. Una de las paredes del canal es de acrílico transparente de 12 mm de espesor. El fondo del canal fue recubierto por la misma arena utilizada en la mezcla sólido – líquido, o por un lecho de gravillas de tamaño aproximado 4 mm, dependiendo del experimento. Los experimentos se realizaron para dos valores de la pendiente ( $S_0$ ): 15% y 32%. En cada experimento, una mezcla específica de arena, bentonita, gravilla y agua fluye al canal desde un estanque de carga ubicado aguas arriba, debido a la apertura repentina de una compuerta, cuyo ancho es igual al del canal. La apertura de la compuerta es de 1 o 2 cm. El volumen total de la mezcla se mantuvo constante para todos los experimentos, siendo de 130 litros. La gravilla se agregó al flujo inmediatamente después de la salida de la mezcla del estanque. No se agregó en el estanque de carga debido a su tendencia a sedimentar y bloquear la salida del flujo desde el interior del estanque. La mezcla de arena, bentonita y agua era mezclada

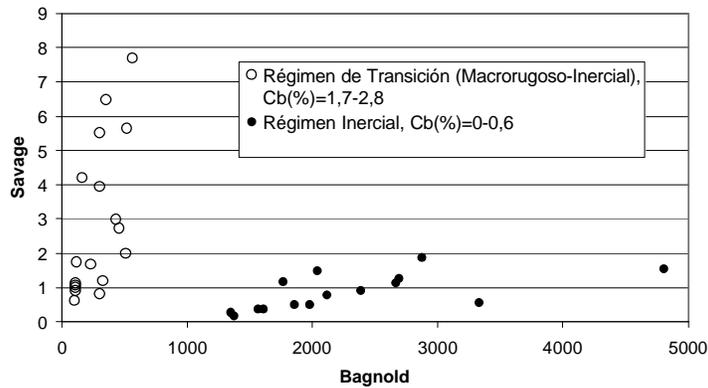
mecánicamente dentro del estanque con el fin de mantener condiciones de mezcla homogénea. La cantidad de gravilla se mantuvo constante en los experimentos con una concentración del 10 % en peso del total de los sólidos, mientras que la arena variaba entre 85 y 90% dependiendo de la cantidad de bentonita agregada. La concertación volumétrica de sólidos en la mezcla agua-sedimento se varió entre 25 y 35 %.

Dos cámaras de video fueron utilizadas para registrar los experimentos: una de ellas, ubicada frente a la pared de acrílico, permitía registrar la altura del flujo y la otra, ubicada en dirección normal a la superficie libre, se usaba para determinar la velocidad de la superficie libre. La velocidad superficial corresponde a la medida de velocidad utilizada en el cálculo de la tasa de deformación y parámetros adimensionales en general. Las cámaras fueron ubicadas suficientemente aguas abajo de la compuerta con el fin de registrar valores correspondientes a la condición de flujo uniforme, es decir, en el tramo de medición, el flujo era independiente del mecanismo de generación.

Los flujos generados muestran una gran interacción de las partículas de mayor tamaño. Este comportamiento no es bien representado por los adimensionales antes mencionados ( $Ba$  y  $Sa$ ) si se considera como tamaño representativo de la mezcla el diámetro medio de los sedimentos, ya que la inercia aportada al flujo por las partículas de mayor tamaño debe ser considerada explícitamente. De esta forma se decidió ponderar la inercia del flujo según los distintos tamaños de partículas presentes en la mezcla. Esta metodología entregó resultados acordes a lo observado en los experimentos (Montserrat et al., 2004).

Los resultados muestran que los flujos detríticos generados presentan  $Sa > 0.1$ , indicando que las colisiones entre partículas dominan por sobre los esfuerzos de Coulomb. Este resultado se explica en parte debido a que la concentración máxima utilizada en los experimentos alcanzó el 35% en volumen, límite bastante inferior a la concentración máxima estimada en 65%. Al calcular el  $Ba$  se observa que éste presenta valores del orden de 100 a 5000, por lo que los flujos se sitúan en el régimen de transición macroviscoso-inercial o en el inercial, según la clasificación de Bagnold (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.**). Los menores  $Ba$  corresponden a los flujos con mayor concentración de bentonita, mostrando el incremento de los esfuerzos viscosos en la fase fluida debido a la incorporación de bentonita a la mezcla. La mezcla agua-bentonita conforma un fluido equivalente con propiedades reológicas distintas a las del agua pura. De esta forma, y con el fin de estimar en forma correcta los valores de  $Sa$  y  $Ba$  discutidos anteriormente, fue necesario cuantificar la reología del fluido intersticial (mezcla agua-bentonita) en forma experimental. En particular, fue necesario definir la viscosidad equivalente del fluido intersticial,  $h$ , valor que reemplaza  $m$  en el cálculo de los números adimensionales con el fin de considerar las variaciones de viscosidad producto de la incorporación de bentonita a la mezcla.

En forma experimental se demostró que un modelo reológico plástico de Bingham con esfuerzo de fluencia representa de buena forma la reología de la mezcla agua-bentonita, y que los parámetros involucrados en el modelo dependen fuertemente de la concentración de bentonita incorporada a la mezcla (Montserrat et al., 2004).

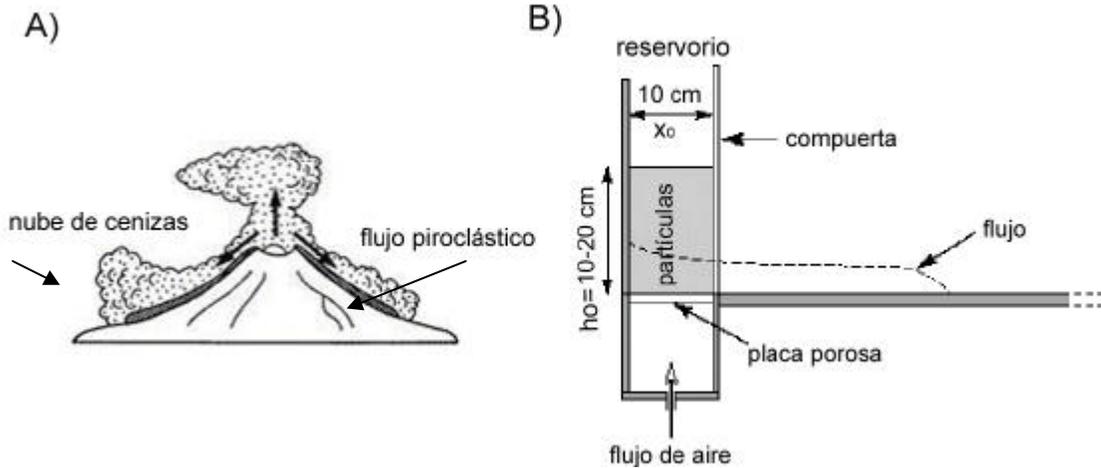


**Figura 1. Número de Bagnold en función del Número de Savage.  
Cb= Concentración volumétrica de bentonita**

### 3.2 Flujos Piroclásticos

Los flujos piroclásticos se generan en erupciones volcánicas violentas debido a que el gas producido en la erupción es capaz de fluidizar el material particulado incandescente expulsado desde el cráter (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.-A**). El material fluidizado genera una mezcla gas-partículas capaz de desplazarse a través de las laderas del volcán por acción de la fuerza de gravedad. Roche et al. (2005) representaron experimentalmente el fenómeno mediante una instalación consistente en una canal de acrílico de 3 m de largo y 10 cm de ancho de pendiente variable, y un reservorio del mismo ancho y altura variable donde el material granular es fluidizado al introducir un flujo de aire a través de una placa porosa ubicada en el fondo (**¡Error! No se encuentra el origen de la referencia.-B**). El flujo se genera al remover en forma repentina una compuerta (modelo de rompimiento de presa) que separa el reservorio del canal, propagándose a lo largo de éste. No existe incorporación de aire desde el fondo del canal, por lo que el flujo pierde su fluidización a medida que se propaga hasta su depositación. El material sólido utilizado en los experimentos consiste en partículas de vidrio, prácticamente esféricas, con densidad de 2500 kg/m<sup>3</sup> y diámetros que varían entre 45 y 90 µm.

Dentro del reservorio, la mezcla puede ser fluidizada en un rango de  $U_g/U_{mf}$  entre 0 y 25, siendo  $U_g$  la velocidad del gas (definida como la razón entre caudal de aire y el área transversal del reservorio) y  $U_{mf}$  la mínima velocidad de fluidización de las partículas, es decir, el valor de  $U_g$  para el cual el peso de las partículas es completamente soportado por el flujo de aire, desapareciendo así la fricción interna entre partículas. Los experimentos acá presentados corresponden a la condición de fluidización incipiente donde la expansión del lecho es despreciable ( $U_g \gg U_{mf}$ ). Experimentos muestran que la expansión inicial de la mezcla tiene poca influencia en el desarrollo posterior del flujo. Para rangos de  $U_g/U_{mf}$  entre 0 y 25, y para una altura inicial fija en el reservorio, la distancia máxima de propagación que alcanza el flujo (hasta su depositación) permanece prácticamente constante a pesar de que la expansión de la mezcla resulta importante para altos valores de fluidización. Sin embargo, mezclas no fluidizadas sólo se desplazan la mitad de la distancia que las mezclas fluidizadas (Roche et al., 2004).

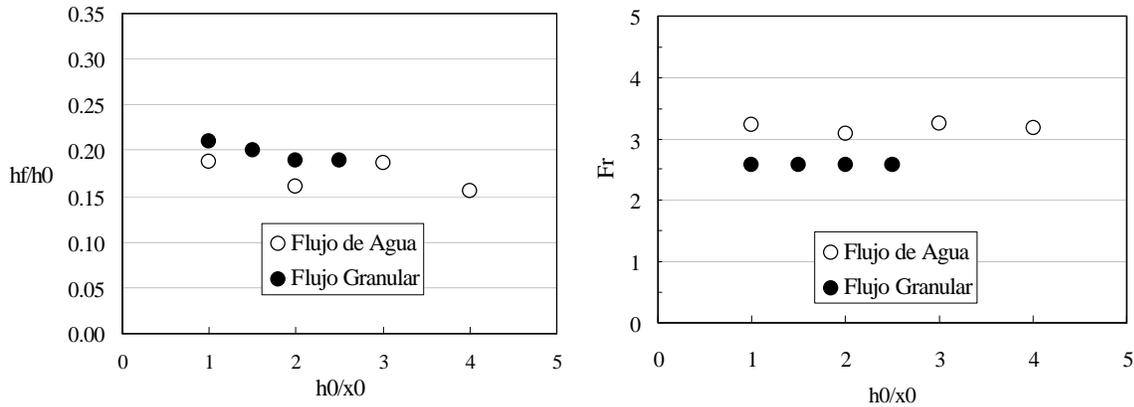


**Figura 2. A) Esquema interpretativo de un flujo piroclástico  
B) Esquema de la instalación experimental**

Los experimentos son registrados utilizando dos cámaras de video, una de ellas posee una resolución de 30 Hz y la otra de 90 Hz. Las imágenes de video fueron digitalizadas utilizando un programa computacional desarrollado especialmente para este propósito, el que automáticamente detecta la posición del frente y la altura del flujo en toda su extensión para así determinar las propiedades cinemáticas más importantes.

Removida la compuerta, el flujo compuesto por la mezcla de partículas fluidizadas desarrolla un frente el que avanza por el canal. El flujo se desarrolla en tres etapas. La primera etapa ocurre mientras el flujo se genera desde la parte inferior de la mezcla fluidizada. La altura del frente del flujo decrece rápidamente y su aceleración horizontal es cercana a  $g$ . Luego comienza una segunda etapa, en la que el flujo se propaga con altura y velocidad del frente constantes y la mezcla fluidizada dentro del reservorio colapsa.

Durante esta etapa, y a través del tratamiento de las imágenes de video, se estima la altura del flujo ( $h_f$ ), como un promedio de alturas en la zona de altura constante aguas arriba del frente, y la velocidad de propagación del frente ( $u_f$ ). A partir de estos datos es posible determinar el número de Froude,  $Fr = u_f / (g h_f)^{1/2}$  y la altura adimensional,  $h_f / h_o$ , donde  $h_o$  corresponde a la altura inicial de partículas en el reservorio (**Figura 3**). Durante la segunda etapa, la que dura apenas algunas décimas de segundo,  $h_f / h_o$  varía entre 0.19-0.22, independientemente del valor inicial de  $h_o$ , y la velocidad del frente,  $u_f$ , entre 0.9 y 1.6 m/s para valores de  $h_o$  de 10 y 20 cm respectivamente. Los valores obtenidos para  $Fr$  son del orden de 2.58 independiente del valor de  $h_o$ . Experimentos idénticos realizados con agua (sin partículas) confirman que hasta esta etapa, el flujo de partículas se comporta en forma similar al de un fluido Newtoniano, con algunas diferencias relacionadas con los mecanismos de disipación de energía que operan en cada caso. La menor disipación de energía que experimentan los flujos de agua se manifiesta en los valores de  $Fr$ , los que en este caso alcanzan valores cercanos 3.1. De igual forma, la relación  $h_f / h_o$  decrece a valores cercanos a 0.16-0.19, levemente menores a los registrados en los flujos granulares (**Figura 3**).



**Figura 3. Altura dimensional,  $h_f/h_o$ , y número de Froude en función de la relación de aspecto del inicial al interior del reservorio.  $x_o$ : Largo del reservorio (Figura 2).**

Una vez que la altura en el reservorio ha disminuido hasta una altura igual a la del flujo, ocurre la tercera etapa en donde el flujo desacelera. Esta etapa corresponde a la fase de depositación en la cual el flujo se detiene rápidamente. En esta etapa la presión de poros ha sido prácticamente disipada en su totalidad, de manera que el contacto entre granos debido a la gravedad se hace muy importante, por lo que la fricción de Coulomb domina el movimiento. Debido a que los experimentos se realizan en un canal horizontal, no es posible que el flujo desarrolle esfuerzos o presión de poros por conversión de energía, de manera que el flujo se detiene y deposita.

Los experimentos acá presentados corresponden a casos de fluidización incipiente, donde la expansión del lecho es despreciable,  $c_v \approx c_{vmax}$ , lo que se traduce en altos valores de  $Ba$ . Considerando una expansión de 1% ( $c_v/c_{vmax}=0.99$ ), se obtienen valores de  $Ba$  que varían entre 420 a 840, lo que indicaría que las colisiones dominarían la interacción entre partículas. Sin embargo, los valores de  $Sa$  se encuentran en el rango de  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  indicando que más que colisiones, es la fricción la que domina la interacción entre partículas. Esto se explica por la alta densidad que presenta la mezcla. Sin embargo los esfuerzos de Coulomb sólo se hacen importantes en una etapa posterior, debido que en un primer momento el flujo está dominado por el arrastre viscoso que ejerce el gas sobre las partículas, el que desvanece los esfuerzos normales y por lo tanto la interacción entre partículas (modelo de Coulomb).

#### 4. DISCUSIÓN

La multiplicidad de esfuerzos que se originan debido al movimiento de flujos bifásicos compuestos por mezclas fluido-partículas, y los complejos mecanismos de interacción entre ellos, revelan las dificultades de modelar y predecir el comportamiento de estos flujos. Si bien es cierto existen parámetros adimensionales que cuantifican la importancia de estos esfuerzos en el flujo, los resultados pueden ser engañosos y su interpretación depende de un conocimiento acabado del flujo que se desea estudiar.

Por ejemplo, flujos aireados completamente fluidizados pero sin expansión importante del lecho presentan  $Ba$  sumamente elevados sólo por su alta concentración. Sin embargo, generalmente  $Sa$

es pequeño ( $<0.1$ ), lo que indica que es la fricción entre partículas lo que domina la resistencia al movimiento en el flujo. Sin embargo, si la fluidización es completa, el esfuerzo de arrastre que ejerce el fluido sobre las partículas compensa el peso de éstas, de manera que  $s^* \rightarrow 0$ . Según el modelo de Coulomb, válido tanto para colisiones como fricción Coulombica entre partículas, si no hay esfuerzo normal la interacción entre partículas desaparece. De esta manera, y a pesar de los valores de  $Ba$  y  $Sa$  encontrados, se concluye que en el caso de mezclas aireadas completamente fluidizadas, es el arrastre viscoso debido al movimiento relativo del fluido a través de las partículas el que domina en el movimiento de la mezcla.

En el caso de mezclas de granulometrías extendidas, una mala elección del diámetro característico de los sólidos conduce a errores en la cuantificación de los esfuerzos que gobiernan al flujo. Por ejemplo, en el caso de los experimentos de flujos detríticos acá presentados, utilizar el diámetro medio como diámetro característico clasifica a los flujos en el rango macroviscoso-cuasiestático, en el que la fricción entre partículas domina ampliamente la resistencia del flujo. Sin embargo, estos resultados son contradictorios con lo que se observa de la experimentación y valores de  $Ba$  y  $Sa$  ponderados según las distintas fracciones granulométricas representa mejor la dinámica del flujo. Lo anterior se explica debido a que la inercia asociada a la grava incorporada en la mezcla es de suma importancia en el flujo.

Independientemente del mecanismo de generación, la continuidad del flujo depende de la tasa de difusión y generación del exceso presión de poros,  $p^*$ , y temperatura granular,  $T$ . La generación de  $p^*$  y  $T$  depende de la capacidad que tenga o no el flujo de convertir energía de traslación de la mezcla en energía de fluctuación de los granos debido a la interacción de las partículas con superficies irregulares. En el caso de bajas pendientes, el flujo no es capaz de aportar energía suficiente, de manera que la disipación de  $p^*$  y  $T$  resulta mayor que su generación y el flujo deposita. En el caso de pendientes pronunciadas la disipación y generación de  $p^*$  y  $T$  se encuentra en equilibrio (flujo uniforme) y el flujo continua su movimiento. Estos casos se pueden observar en los resultados experimentales acá presentados.

En el caso de los experimentos relativos a flujos detríticos, la pendiente del canal permitía el movimiento continuo del flujo sin que éste depositara. Por el contrario, en los experimentos de flujos piroclásticos, realizados en un lecho horizontal, prácticamente no existía generación de  $p^*$  y  $T$ , salvo en el reservorio, de manera que el flujo solo podía existir mientras se difundían estas cantidades.

Como se ve en los experimentos de flujos piroclásticos, la duración de éstos alcanzaba menos de un segundo hasta su depositación. La fase fluidizada, donde el flujo se comportaba en forma similar a un fluido Newtoniano, duraba apenas a unas décimas de segundo. Lo anterior indica la rapidez con que es disipada el exceso de presión de poros, al menos a escala de laboratorio. Esto parece contradecir lo observado en la naturaleza donde tanto flujos detríticos como piroclásticos pueden avanzar varios kilómetros por terrenos de baja pendiente antes de su depositación. Sin embargo, algunos estudios revelan que la escala de tiempo de la difusividad del exceso de presión de poros,  $t_{dif}$ , depende en forma importante del tamaño del flujo, así como también de las características del fluido intersticial. En flujos de grandes dimensiones  $t_{dif}$  es pequeño, de manera que flujos a escala natural difunden  $p^*$  mucho más lento que flujos a escala de laboratorio, lo que explica la facilidad con que éstos escurren incluso en terrones de bajas pendientes (Iverson, 1997).

Estimaciones sobre la escala de difusividad de  $p'$  en los experimentos relacionados a flujos piroclásticos de las mismas características que los acá presentados, arrojan valores para  $t_{dif}$  del orden de  $10^{-1}$ s, es decir un orden de magnitud menor a la duración del flujo. Este resultado indica que la presión de poros puede ser mantenida en el flujo apenas unas décimas de segundos después de su inicio (Roche et al., 2004).

## 5. CONCLUSIONES

En este trabajo se presentan resultados experimentales sobre el comportamiento de flujos bifásicos granulares. Los resultados muestran la complejidad de los esfuerzos que se desarrollan en su movimiento y lo difícil de su modelación. Muchas veces un modelo tipo Coulomb resulta adecuado para la caracterización de estos flujos, ya que ellos tienen la ventaja que en su formulación no es necesario incorporar la reología de la mezcla. Generalmente, no resulta claro definir la reología de la mezcla debido al carácter impermanente de los flujos y características no continuas de la mezcla, donde la definición de reología no se ajusta en forma adecuada (Iverson, 2003).

No obstante, un modelo reológico adecuado puede resultar útil en la modelación de flujos bifásicos granulares debido al actual conocimiento del tema y el escaso desarrollo de modelos numéricos computacionales capaces de resolver el flujo a partir de la formulación de Coulomb. De esta manera, es común modelar flujos bifásicos granulares adaptando modelos desarrollados para flujos monofásicos de fluidos y reologías determinadas. Sin embargo, adaptar modelos de este tipo a flujos bifásicos obliga a un conocimiento acabado del fenómeno de manera de poder representar en forma adecuada los parámetros necesarios para la modelación.

Por ejemplo, estudios anteriores, sobre los experimentos de flujos detríticos acá presentados, muestran que no existe una clara dependencia entre la dinámica del flujo y el material constitutivo del lecho, por lo que el intercambio de momentum queda condicionado principalmente por la interacción entre partículas y su interacción con la fase líquida. De esta manera se concluye que una ley de resistencia típica de flujos en ausencia de mezclas sólidas, la cual relaciona el intercambio de momentum del flujo con el esfuerzo de corte actuando sobre el lecho (ej: relación de Manning o de Chezy) no describe adecuadamente la física del movimiento. Así, este tipo de leyes de resistencia deberán ser debidamente calibradas y su utilización quedará restringida al caso específico para el cual fueron calibrados sus coeficientes.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo de MECESUP en la forma de una beca de doctorado para el primer autor, del Proyecto Fondecyt 1040494, de IRD, Francia, y de los Departamentos de Ingeniería Civil y Geología de la Universidad de Chile.

## REFERENCIAS

Ayala, L. Hidráulica de los Fenómenos de Remoción en Masa: Corrientes de Detritos y Flujos de Barro. Curso Pre- XVII Congreso Latinoamericano de Hidráulica, Guayaquil, Ecuador, 1996.

Branney, M.J. & Kokelaar, P. 2002. Pyroclastic Density Currents and the Sedimentation of Ignimbrites. *Mem. Geol. Soc. London*, 27, 152 pp.

Beven, K. 1995. Linking parameters across scales: Sub-grid parameterizations and scale dependent hydrological models. *Hydrological Processes*, 9, 507-525.

Calder, E.S., Sparks, R.S.J. & Gardeweg, M.C. 2000. Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 104, 201–235.

Denniss, A.M., Harris, A.J.L., Rothery, D.A., Francis, P.W. & Carlton, R.W. 1998. Satellite observations of the April 1993 eruption of Lascar volcano. *Int. J. Remote Sensing*, 19(5), 801-821.

Eames, I. & Gilbertson, M.A. 2000. Areal granular flow over a horizontal rigid surface. *J. Fluid. Mech.*, 424, 169-195.

Iverson, R. 1997. The Physics of Debris Flows, *Review of Geophysics*, (35)3: 245-296.

Iverson, R. 2003. The Debris-Flow Rheology Myth. *Third International Conference on Debris-Flow Hazards Mitigation: Mechanics, Prediction, and Assessment*. Davos, Switzerland.

Iverson, R.M. and Denlinger, R.P. 2001. Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory. *J. Geoph. Res.*, 106(B1), 537-552.

Iverson, R. and Valance, J. 2001. New Views of Granular Mass Flows. *Geology*, 29 (2): 115-118.

Montserrat, S. Tamburrino A. & Niño, Y. 2004. Relaciones Friccionales de Mezclas de Agua y Sedimentos. *XXI Congreso Latinoamericano de Hidráulica*, São Pedro, Brasil.

Roche, O., Gilbertson, M.A., Phillips, J.C. & Sparks, R.S.J. 2004. Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement. *J. Geoph. Res.*, 109, doi: 10.1029/2003JB002916.

Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y. & Tamburrino, A. 2005. Propagation and final deposition of granular flow: dam-break experiments with water and gas-fluidized grains. *4th Conference on River, Coastal, and Estuarine Morphodynamics*, Urbana-Champaign, USA, October 2005.

Seminara, G. & Tubino, M. 1993. *Debris Flows: Meccanica, Contollo e Previsione*. Monografia delle Unità Operativa del Guppo Nazionale per la Difesa dalle Catastrofi Idrogeologiche, Istituto di Idraulica, Universidad de Genova.

Takahashi, T. 1981. Debris Flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 13: 57-77.

Wilson, C.J.N. 1984. The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows, 2, Experimental results and their interpretation. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 20, 55–84.