

# FLUJOS DETRÍTICOS

---

Prof. Aldo Tamburrino Tavantzis  
Departamento de Ingeniería Civil  
Universidad de Chile

Hasta el momento hemos considerado el transporte de material sólido por agua en concentraciones que son bajas, sin que la presencia de sólidos altere las propiedades del fluido.

Ahora trataremos el caso de flujos formados por la mezcla de agua y sólidos tal que sea necesario tomar en cuenta la interacción sólido-sólido (colisiones o fricción) o la alteración de la ley constitutiva de la mezcla de agua y material fino.

La presencia de material fino en suspensión, particularmente arcilla y limo puede hacer que la mezcla con agua forme un fluido equivalente altamente viscoso o, incluso, no-Newtoniano. Las leyes de resistencia de las mezclas agua más sedimentos finos son las del fluido equivalente, por lo que basta conocer la reología de la mezcla para saber cuál será su comportamiento dinámico.

Si, además de limos y arcillas, los sólidos de la mezcla incluyen material grueso, el que puede ir de arenas finas a grandes bolones o rocas, la interacción entre partículas sólidas, ya sea como colisiones o fricción coulombica es relevante en la dinámica del flujo. Las partículas más pequeñas de sedimento no-cohesivo pueden mantenerse suspendidas debido a la turbulencia del flujo o a efectos viscosos.

Takahashi ha dividido los regímenes del flujo en dos grandes grupos: macroviscoso e inercial. Este último, a su vez, está subdividido en flujo de barro, híbrido, inmaduro y pedregoso.

El esfuerzo de corte  $\tau$  actuando en un elemento de mezcla puede dividirse en los siguientes componentes:

$$\tau = \tau_y + \tau_\mu + \tau_c + \tau_k + \tau_k + \tau_s + \tau_m \quad (1)$$

- $\tau_y$  : esfuerzo de fluencia de la mezcla de agua más finos que constituye el fluido equivalente intersticial.
- $\tau_\mu$ : esfuerzo debido al roce viscoso del fluido intersticial.
- $\tau_c$  : esfuerzo de corte asociado a las colisiones inelásticas.
- $\tau_k$  : esfuerzo de corte cinético originado por el paso de partículas sólidas de un nivel a otro de la mezcla.
- $\tau_s$  : esfuerzo de corte debido a la fricción coulombica o roce entre partículas
- $\tau_m$ : esfuerzo de corte debido a la turbulencia.

Del mismo modo, la presión puede escribirse como:

$$p = p_c + p_s \quad (2)$$

Donde  $p_c$  es la presión debido a las colisiones entre partículas y  $p_s$  es la presión estática que se transmite entre partículas, cuando la concentración es mayor que un valor límite  $c_s$  (concentración de empaquetamiento suelto o loose packing concentration).

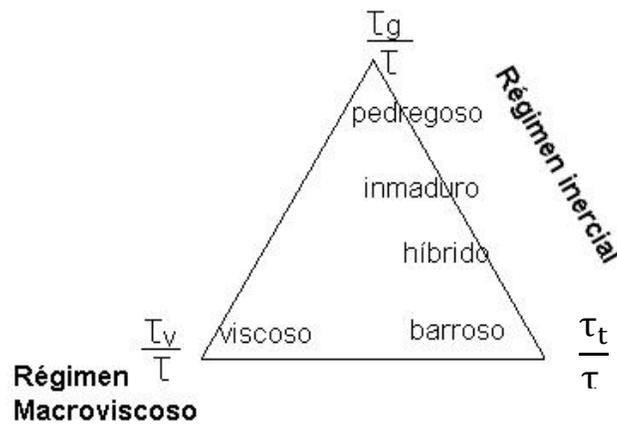
Agrupamos los esfuerzos de corte de la siguiente manera:

$\tau_v = \tau_y + \tau_\mu$  : esfuerzo de corte asociado a la viscoplasticidad de la mezcla.

$\tau_g = \tau_c + \tau_s$  : esfuerzo asociado al contacto entre partículas sólidas.

$\tau_t = \tau_k + \tau_m$  : esfuerzo asociado a la turbulencia y a la migración de las partículas sólidas.

La tríada  $\frac{\tau_v}{\tau}$ ,  $\frac{\tau_g}{\tau}$ ,  $\frac{\tau_t}{\tau}$  permite elaborar un diagrama fase como el indicado en la Fig. 1 (Takahashi y Satofuka).



**FIG. 1: DIAGRAMA DE FASE CON LA CLASIFICACIÓN DE LOS FLUJOS DETRÍTICOS (TAKAHASHI Y SATOFUKA)**

En la Fig. 2 se esquematiza un perfil de un flujo detrítico. A lo largo de la dirección del flujo, pueden identificarse tres tramos: i) el frente o cabeza, donde usualmente se alcanza la mayor concentración de material más grueso (bolones y grandes clastos), ii) el cuerpo que es la parte más larga y iii) la cola, donde la altura del flujo es menor, así como la concentración de sedimentos transportados.

De acuerdo al diagrama de fase de la Fig. 1 en el régimen macroviscoso dominan los esfuerzos asociados a la reología de la mezcla de agua más partículas finas. Esta mezcla puede tratarse como un fluido equivalente, el que puede comportarse como un fluido newtoniano de alta viscosidad, cuya reología está dada por:

$$\tau = \mu \, du/dy \quad (3)$$

Incluso, puede llegar a tener esfuerzo de fluencia, modelándose como un fluido de Bingham (plástico de Bingham o plástico ideal):

$$\tau = \tau_y + k \frac{du}{dy} \quad (4)$$

O como un plástico real, modelado como un fluido de Herschel-Bulkley:

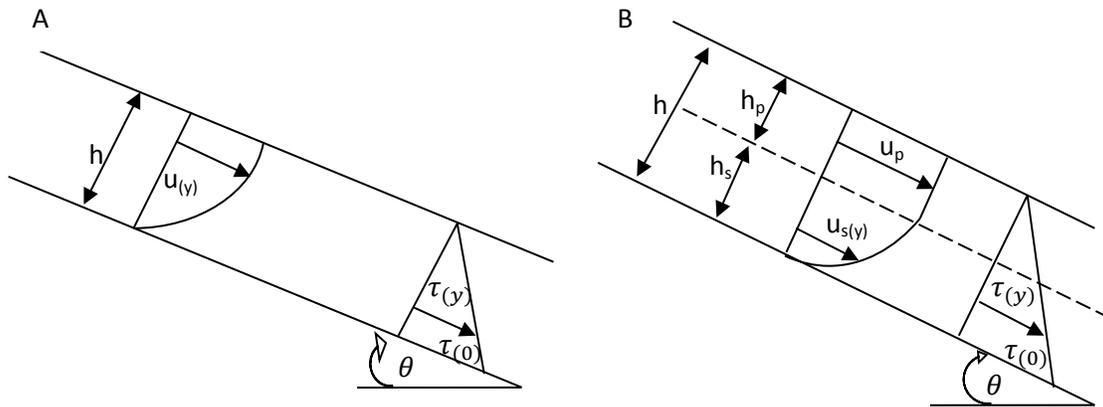
$$\tau = \tau_y + \eta \left( \frac{du}{dy} \right)^n \quad (5)$$

El flujo en régimen macroviscoso se mueve en forma laminar, por lo que, conceptualmente al menos, el problema está completamente resuelto. Sólo es necesario conocer la reología del fluido equivalente, siendo este el mayor problema, ya que es difícil (o imposible) saberlo antes que se haya generado el flujo detrítico. El comportamiento reológico depende de la concentración de partículas finas y su composición mineralógica.



FIG. 2: PERFIL ESQUEMÁTICO DE UNA CORRIENTE DETRÍTICA.

Para el flujo 2-D permanentemente uniforme con superficie libre de un fluido newtoniano, la distribución de velocidades es parabólica, con su máximo en la superficie libre, como se muestra en la figura 3ª. Sin embargo si existe un esfuerzo de fluencia, hay una zona que se mueve en bloque, definida por la región en la cual el esfuerzo  $\tau$  es menor que el de fluencia  $\tau_y$  (recordar que el esfuerzo de corte varía linealmente, siendo nulo en la superficie libre y máximo en el fondo). Este es el caso del flujo de un plástico de Bingham o de Herschel-Bulkley (figura 3b).



**FIG. 3A: PERFIL DE VELOCIDADES DE UN FLUIDO NEWTONIANO. 3B: PERFIL DE VELOCIDADES DE UN FLUIDO CON ESFUERZO DE FLUENCIA.**

La ley de resistencia para un fluido newtoniano está dada por:

$$U = \frac{1}{3} g \frac{h^2}{\nu} \sin \theta \quad (6)$$

Donde  $U$  es la velocidad media del flujo,  $h$  la altura de escurrimiento,  $\theta$  el ángulo de inclinación del canal,  $\nu$  la viscosidad del fluido y  $g$  la aceleración de gravedad. En términos adimensionales, la relación anterior es:

$$Fr^2 = \frac{1}{3} Re \sin \theta \quad (7)$$

$$\text{con: } Fr^2 = \frac{U^2}{gh} \quad \text{y} \quad Re = \frac{uh}{\nu}$$

En el caso de un plástico de Bingham, la velocidad media está dada por:

$$U = U_p \left[ 1 - \frac{1}{3} \frac{h_s}{h} \right] \quad (8)$$

$$\text{donde } U_p = \frac{1}{2} \frac{\rho g}{k} \sin \theta h_s^2 \quad (9)$$

Con  $h_s$  definido en la figura 3.b y está dado por:

$$h_s = h - h_p \quad (10)$$

$$h_p = \frac{\tau_g}{\rho g \sin \theta} \quad (11)$$

$$h_s = h - \frac{\tau_g}{\rho g \sin \theta} \quad (12)$$

En términos adimensionales, la ley de resistencia para el plástico de Bingham está dada por:

$$Fr^2 = \frac{1}{3} Re_k \sin \theta \left[ 1 - Bi \frac{Fr^2}{Re_k \sin \theta} \right]^2 \left[ 1 + \frac{1}{2} Bi \frac{Fr^2}{Re_k \sin \theta} \right] \quad (13)$$

Donde  $Re_k = \rho \frac{Uh}{k}$  y  $Bi$  es el número de Bingham definido como:  $Bi = \frac{\tau_y h}{kU}$

Para un plástico real, modelado como un fluido de Herschel – Bulkley la velocidad media está dada por:

$$U_p = \frac{n}{n+1} \left( \frac{\rho g \sin \theta}{\eta} \right)^{\frac{1}{n}} h_s^{\frac{1}{n}+1} \quad (14)$$

$$U = U_p \left[ 1 - \frac{h_s}{h} \frac{n}{2n+1} \right] \quad (15)$$

Con  $h_s$  dado por la ecuación 12.

De este modo, el flujo en el régimen macroviscoso está completamente definido, siendo necesario solamente caracterizar su reología ( $\mu$  si la mezcla agua más finos se comporta como fluido newtoniano;  $\tau_y$  y  $k$  si se comporta como un plástico ideal y,  $\tau_y, \eta$ , si su reología es la de un fluido de Herschel – Bulkley).

De acuerdo al diagrama de fase de la Fig. 1, en el extremo opuesto al régimen macroviscoso se encuentra el régimen inercial. Generalmente, en este régimen se encuentra una capa o región inferior donde dominan las colisiones entre partículas y una capa o región superior donde domina la suspensión por turbulencia, como se esquematiza en la Fig. 2. El espesor relativo de estas dos capas depende del tamaño de los sedimentos y de la concentración. Si las partículas son grandes y toda la profundidad del flujo está comprometida por la región de colisiones, el flujo se denomina pedregoso. Si en la capa superior prácticamente no hay partículas suspendidas, se denomina flujo detrítico inmaduro. Si la cantidad de partículas suspendidas en la capa superior es importante, con una bien definida región inferior en la que dominan las colisiones, el flujo se denomina híbrido. Por último, si el flujo consiste prácticamente de una suspensión turbulenta de partículas con interacción del tipo friccional o colisional despreciable, se denomina flujo detrítico barroso (o flujo de barro).

Antes de revisar las relaciones de cálculo para los distintos subregímenes del régimen inercial conviene referirnos al origen de estos flujos. Los flujos detríticos se encuentran en una posición intermedia entre deslizamientos de laderas y el transporte de sedimentos fluvial. El mecanismo más frecuente de generación de los flujos detríticos es una intensa lluvia que cae sobre un suelo con la pendiente y disponibilidad de material propicios para generar el movimiento del suelo e incorporarlo al flujo. Otros mecanismos son el derretimiento de nieve o el rompimiento de presas.

El volumen de material arrastrado por los flujos detríticos varía enormemente. A modo de ejemplo, en la Tabla 1 se presentan algunas estimaciones del volumen, área de drenaje de la cuenca, pendiente media, etc. para varios eventos en Canadá y Chile.

TABLA 1: VOLUMEN DE MATERIAL Y PRODUCTIVIDAD ASOCIADA A CORRIENTES DE DETRITOS EN CANADÁ Y CHILE.

<b>EVENTO</b>	<b>Volumen miles de m<sup>3</sup></b>	<b>Area Drenaje (km<sup>2</sup>)</b>	<b>Pendiente Media %</b>	<b>Productividad Cuenca miles m<sup>3</sup>/km<sup>2</sup></b>	<b>Productividad Cauce miles m<sup>3</sup>/km</b>
M. Creek, Squamish, Highway B.C., Canadá, 1981	2	3,8	48,8	5,2	6,2
Charles Creek, B.C. Canadá Squamish Highway, 1981	20	1,8	51	11,1	7,8
Alberto Creek, Squamish Highway, B.C. Canadá, 1983	10	1,2	48,8	8,3	5,5
Wahleach A, Fraser Valley, B.C. Canadá, 1983	55	2,1	48,8	23,8	18,4
Pont Alice, Vancouver Island, B.C. Canadá, 1975	22	0,8	42,4	27,5	12,9
Río Coya, VI Región, Chile, 3.05.93	217	22,3	61	3,6	19,7
Queb. Teniente, VI Región, Chile, 3.05.93	22	17,9	49	1,3	3,1
Queb. Teniente + Diablo VI Región, Chile, 3.05.93	206	25,1	50	4,1	16,7
Río Coya, VI Región, Chile, 28.05.91	56,8	22,3	61	2,5	5,2
Queb. Macul, R.M., Santiago, Chile, 3.05.93	540	24,8	74	21,8	62,8
Queb. Club Hípico, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	30	3,2	38,2	9,4	8,6
Queb. Bonilla Norte, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	15	3,4	30,2	4,4	8,8
Queb. Bonilla Sur, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	24	3,3	33,8	7,3	8,6
Queb. Farellones, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	23	3,8	26,3	6,1	4,3
Queb. Salar del Carmen, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	124	33,2	24,4	3,7	17,7
Queb. La Cadena, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	170	21	20	8,1	18,5
Queb. El Ancla Norte, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	6	0,1	13,8	60	6,7
Queb. El Ancla Sur, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	23	1,2	17	19,2	9,6
Queb. Riquelme, Antofagasta, II	13	0,2	24,4	65	18,6

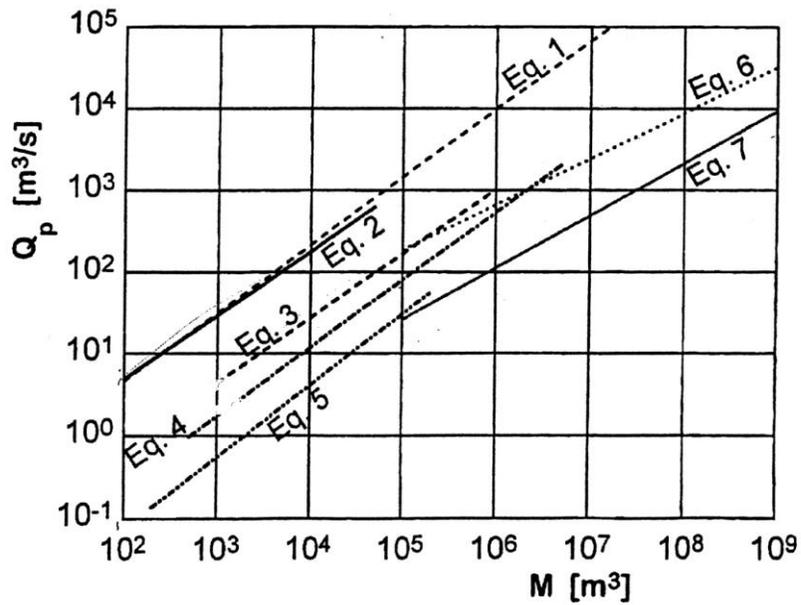
Región, Chile 18.06.91					
Queb. Baquedano, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	43	0,6	30,8	72	53,8
Queb. Uribe, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	33	0,5	27,8	66	36,7
Queb. El Toro, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	49	3,2	30,4	15,3	17,5
Queb. Caliche Norte, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	15	0,2	28,8	75	21,4
Queb. Caliche Sur, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	54	2	20,6	24	36
Queb. La Negra, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	600	255	14,8	2,4	30
Queb. U. de Antofagasta, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	22	1,2	15,6	18,3	15,7
Queb. Jardín del Sur, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	200	9,2	12,7	21,7	32,2
Queb. El Huáscar, Antofagasta, II Región, Chile 18.06.91	36	2,7	9	13,3	10,3

También se ha buscado correlacionar el caudal máximo,  $Q_p$ , con el volumen del material transportado,  $M$ . En la Tabla 2 se presentan algunas de esas correlaciones, donde  $Q_p$  se expresa en  $m^3/s$  y  $M$  en  $m^3$ .

TABLA 2: RELACIONES EMPÍRICAS PARA ESTIMAR EL CAUDAL DETRÍTICO MÁXIMO ( $Q_p$ ) EN FUNCIÓN DEL VOLUMEN DE SEDIMENTOS ( $M$ ) O DEL AGUA EMBALSADA ( $M_w$ ).

Base de Datos	Fórmula	Ecuación	N	$r^2$	Fuente
Flujo de detritos granular (Japón)	$Q_p = 0,135 M^{0,780}$	(2)	~50	nn	Mizuyama <i>et al.</i> (1992)
Flujo detrítico de barro (Japón)	$Q_p = 0,0188 M^{0,790}$	(3)	~100	nn	Mizuyama <i>et al.</i> (1992)
Volcán Merapi (Indonesia)	$Q_p = 0,00558 M^{0,831}$	(4)	~200	0.95	Jitousono <i>et al.</i> (1996)
Volcán Sakurajima (Japón)	$Q_p = 0,00135 M^{0,870}$	(5)	~100	0.81	Jitousono <i>et al.</i> (1996)
Deslizamiento por rompimiento de presa	$Q_p = 0,293 M_w^{0,56}$	(6)	9	0.73	Costa (1988b)
Deslizamiento por rompimiento de presa glaciar	$Q_p = 0,0163 M_w^{0,64}$	(7)	20	0.80	Costa (1988b)

Las relaciones de la Tabla 2 se grafican en la Fig. 4, junto a una relación presentada por Rickenmann (1999), definida como Eq. 1 y que corresponde a  $Q_p = 0,1 M^{5/6}$ .



**FIG. 4: RELACIONES EMPÍRICAS PARA ESTIMAR EL CAUDAL MÁXIMO DETRÍTICO ( $Q_p$ ) EN FUNCIÓN DEL VOLUMEN DE SEDIMENTOS ( $M$ ) O DEL VOLUMEN DE AGUA EMBALSADA ( $M_w$ ) EN EL CASO DE ROMPIMIENTO DE PRESAS (ECUACIONES 6 A 7 DE TABLA 2).**

En la Fig. 5 se presenta la relación  $Q_p$  en función del volumen de material para datos de Canadá. En la Fig. 6 se muestran datos de Japón y China, los que han sido caracterizados por las siguientes relaciones:

$$\text{Japón: } V_d = 2,05 \times 10^3 Q_p^{0,639} \quad (16)$$

$$\text{China: } V_d = 1,58 \times 10^3 Q_p^{0,724} \quad (17)$$

donde el volumen detrítico transportado está en  $m^3$  y el caudal máximo en  $m^3/s$  (líquido). Notar que la dispersión de los datos puede ser de 2 o 3 ciclos logarítmicos para un caudal dado.

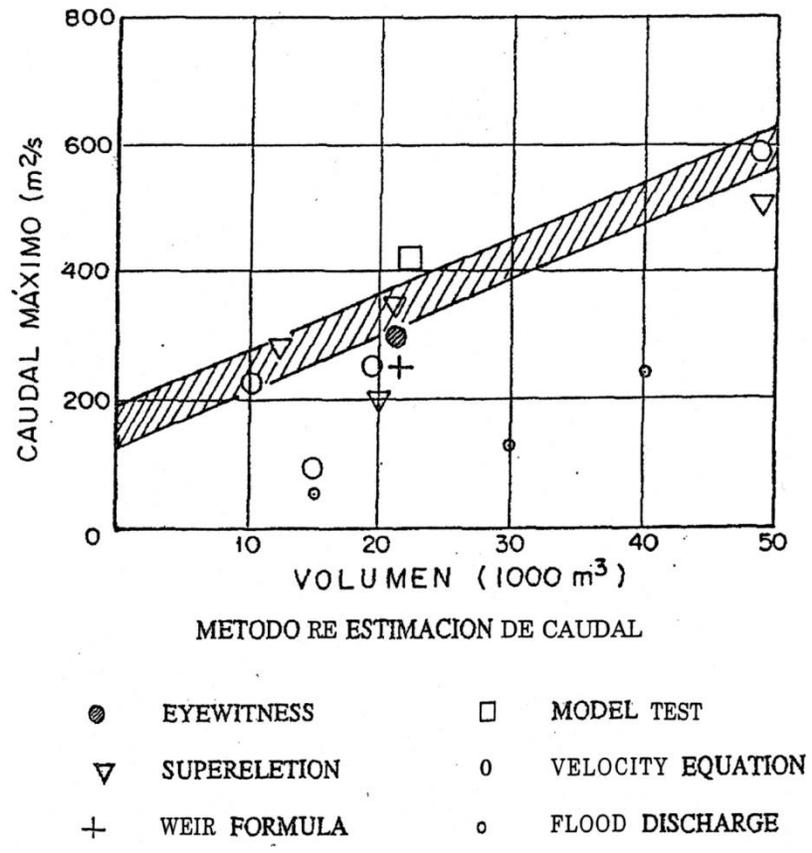


FIG. 5: CORRELACIÓN ENTRE CAUDALES MÁXIMOS Y VOLÚMENES DETRÍTICOS (DATOS DE CANADÁ)

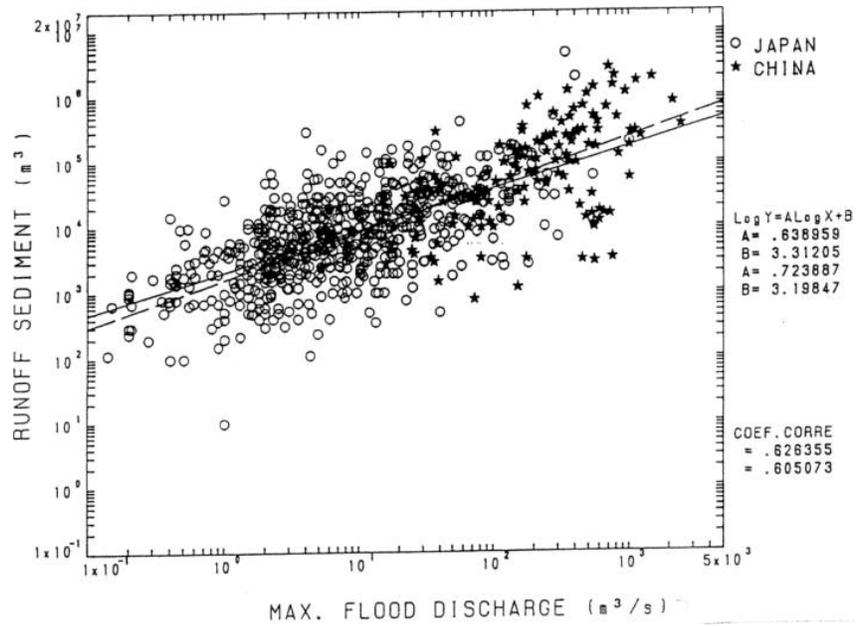


FIG. 6: VOLUMEN DE SEDIMENTO EN FUNCIÓN DEL CAUDAL MÁXIMO. DATOS DE JAPÓN Y CHINA.

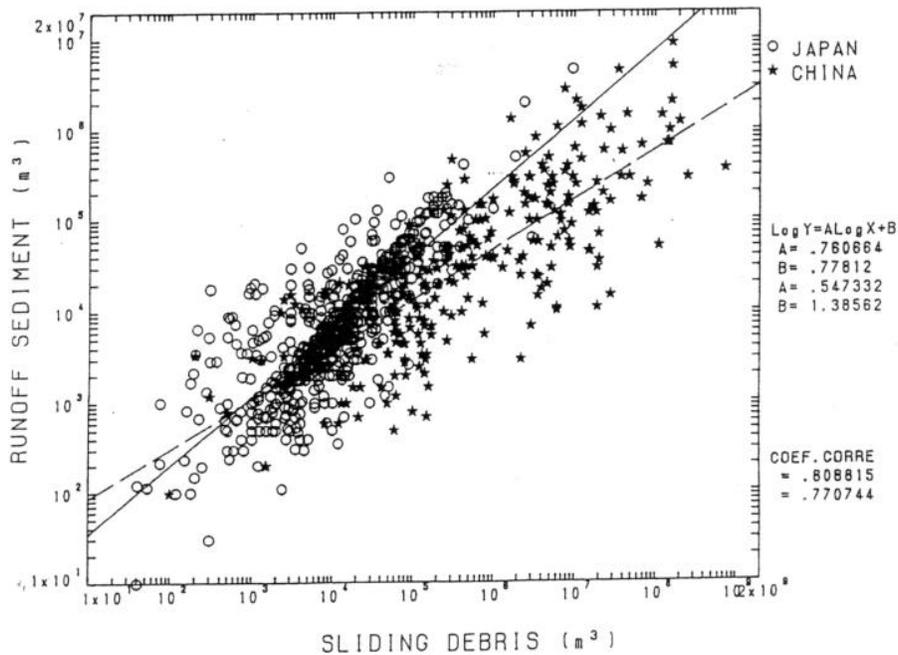


FIG. 7: RELACIÓN ENTRE EL VOLUMEN DE SEDIMENTO TRANSPORTADO POR EL FLUJO Y EL VOLUMEN DE DESLIZAMIENTO DE TALUDES. DATOS DE JAPÓN Y CHINA.

Para el caso de flujos detríticos generados por deslizamiento de taludes, las relaciones propuestas a partir de eventos registrados en Japón y China son:

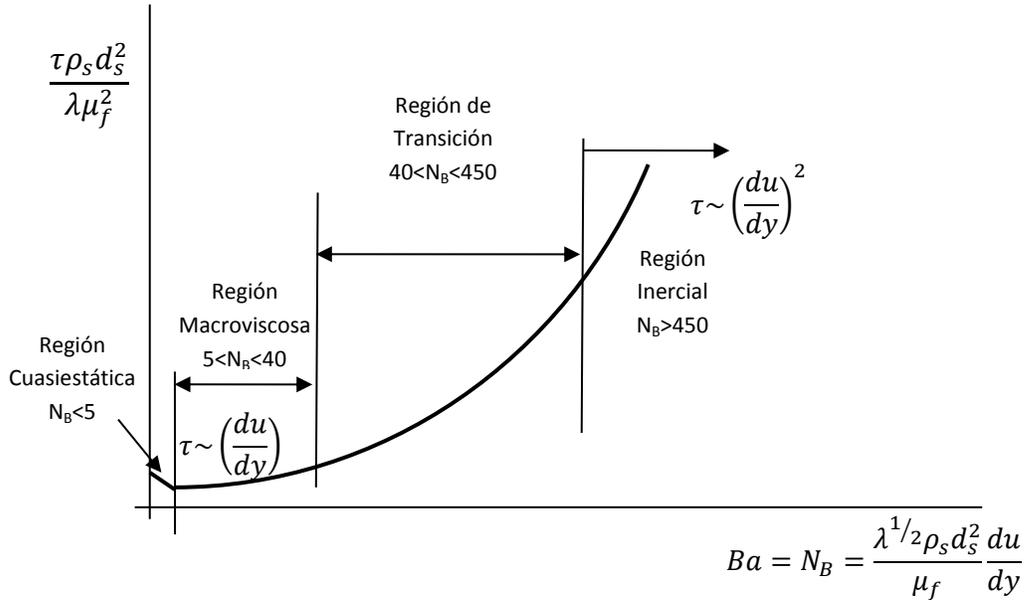
$$\text{Japón: } V_d = 6 V_s^{0,761} \quad (18)$$

$$\text{China: } V_d = 24,3 V_s^{0,547} \quad (19)$$

Donde  $V_d$  es el volumen de sedimento transportado por el flujo ( $\text{m}^3$ ) y  $V_s$  es el volumen del deslizamiento ( $\text{m}^3$ ). Los datos se presentan en la Fig. 7 y muestran tanta dispersión como en la relación entre volumen de sedimento y caudal máximo.

## REGÍMENES DEL FLUJO DETRÍTICO

### REOLOGÍA DE LA MEZCLA AGUA-SEDIMENTOS



**FIG. 8: REOLOGÍA (RELACIÓN ESFUERZO DE CORTE – TASA DE DEFORMACIÓN) PARA UNA MEZCLA DE AGUA Y SÓLIDOS**

En la Fig. 8,  $\lambda$  es la concentración lineal, dada por:

$$\lambda = \left[ \left( \frac{c_{max}}{c} \right)^{1/3} - 1 \right]^{-1} \quad (20)$$

siendo  $c_{max}$  la máxima concentración de sólidos (concentración de empaquetamiento) y  $c$  la concentración de sólidos en el flujo detrítico.

Es clara la analogía entre la relación esfuerzo de corte y tasa de deformación (adimensionales) del flujo detrítico con la que se tiene para el flujo de agua. En efecto, para un fluido newtoniano se tiene la relación indicada en la Fig. 9. En ambos casos, para tasas de deformación  $\frac{du}{dy}$  bajas se tiene una relación lineal entre  $\tau$  y  $\frac{du}{dy}$ , mientras que para tasas de deformación altas  $\tau \sim \left( \frac{du}{dy} \right)^2$ .

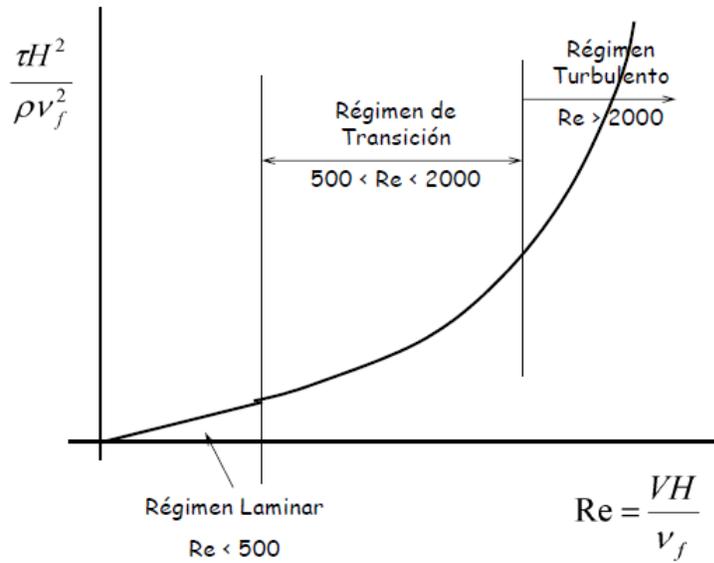


FIG. 9: RELACIÓN ESFUERZO DE CORTE – TASA DE DEFORMACIÓN PARA UN FLUIDO NEWTONIANO

#### SUBRÉGIMENES DEL RÉGIMEN INERCIAL ( $Ba > 450$ )

Takahashi divide el régimen inercial en cuatro subregímenes, los que se muestran en la Fig. 10 y cuyos límites se dan a continuación.

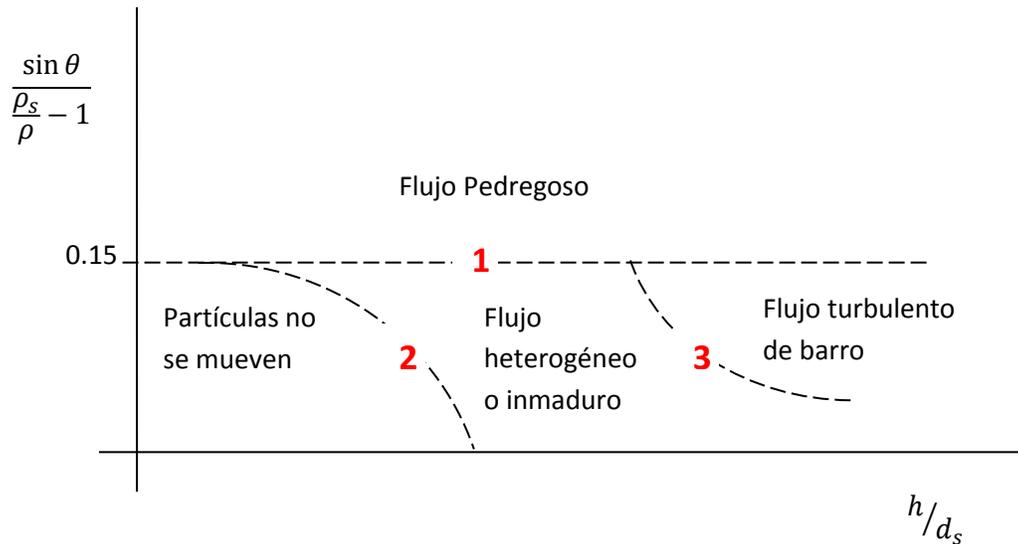


FIG. 10: SUBRÉGIMENES DEL RÉGIMEN INERCIAL.

Límites:

$$(1) \frac{\sin \theta}{\frac{\rho_s}{\rho} - 1} = 0.15 \quad (21)$$

$$(2) \tau_* = \cos \theta \left[ \left( c_{max} + \frac{q_{s*}}{8.5} \right) (\tan \phi - \tan \theta) - \left( \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \tan \theta \right] \quad (22)$$

donde:

$$\tau_* = \frac{\tau_0}{(\rho_s - \rho)gd_s} : \text{Esfuerzo adimensional de Shields.}$$

$$q_{s*} = \frac{q_s}{u_*d} : \text{gasto s\u00f3lido adimensional.}$$

$$u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$$

$$q_{s*} = \frac{2}{3} \frac{4,2 - 0,75c_l}{\cos^2 \theta (\tan \phi - \tan \theta)^2} \tau_*^2$$

siendo  $\phi$  el \u00e1ngulo de reposo del sedimento,  $\theta$  \u00e1ngulo del lecho respecto a la horizontal y  $c_l \approx 0,4 c_{max}$ .

$$(3) u_{*f} = v_s$$

donde  $v_s$  es la velocidad de sedimentaci\u00f3n y  $u_{*f}$  es la velocidad friccional del fluido intersticial, la que se calcula a partir de:

$$u_{*f} = \sqrt{\tau_{0f}/\rho}$$

$$\tau_{0f} = \rho gh \sin \theta \left[ \left( \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) c + 1 \right]$$

$$\tan \alpha = 0,6$$

La ley constitutiva de un flujo detr\u00edtico es (Bagnold, 1954):

$$\tau = -P \tan \alpha \quad (23)$$

donde  $\tau$  es el esfuerzo de corte en la mezcla de sedimentos m\u00e1s agua y  $P$  es el esfuerzo normal en la mezcla.

En general  $\tan \alpha = f(Ba)$ , siendo  $\alpha$  el \u00e1ngulo de fricci\u00f3n din\u00e1mica interna.

Considerando una distribuci\u00f3n de concentraci\u00f3n uniforme, la condici\u00f3n de concentraci\u00f3n para que un flujo detr\u00edtico permanente y uniforme contin\u00fae fluyendo es:

$$c = \frac{\rho}{\rho_s - \rho} \frac{\tan \theta}{\tan \alpha - \tan \theta} \quad (24)$$

Datos experimentales muestran que un mayor valor de esta concentraci\u00f3n l\u00edmite se obtiene cuando se utiliza  $\phi$  en lugar de  $\alpha$ .

$$c_\infty \equiv \frac{\rho}{\rho_s - \rho} \frac{\tan \theta}{\tan \phi - \tan \theta} \quad (25)$$

Si  $\tan \theta$  es muy grande, puede resultar  $c_\infty > c_{max}$ , lo que no es físicamente posible. Experimentalmente se ha encontrado que  $c_\infty \leq 0.9 c_{max}$  siempre.

## LEYES DE RESISTENCIA PARA LOS DISTINTOS SUBREGÍMENES

RÉGIMEN INERCIAL, FLUJO PEDREGOSO:

$$Fr = \frac{2}{5} \frac{1}{d_s} \left[ \frac{\sin \theta}{a \sin \alpha} \left( c + (1-c) \frac{\rho}{\rho_s} \right) \right]^{1/2} \left[ \left( \frac{c_{max}}{c} \right)^{1/3} - 1 \right] \frac{h}{d_s} \quad (26)$$

$$a \approx 0.042, \alpha \approx 30^\circ \text{ (material granular bien graduado)}$$

RÉGIMEN INERCIAL, FLUJO HETEROGÉNEO (O INMADURO)

Aunque se han derivado relaciones a partir del concepto de longitud de mezcla ellas son tediosas y poco prácticas, por lo que usualmente se utilizan relaciones empíricas del tipo:

$$\frac{U}{u_*} = K \left( \frac{h}{d_s} \right)^n \quad (27)$$

donde  $K$  y  $n$  se han determinado empíricamente. Algunos valores son:

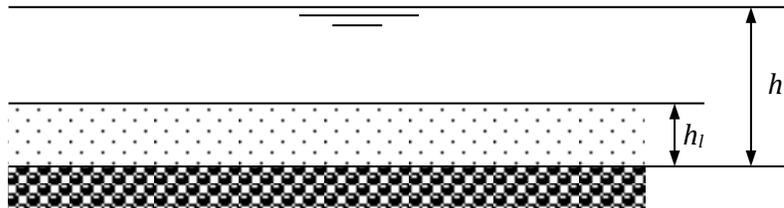
	$K$	$n$
Takahashi (1987)	1,5	0,56
Takahashi (1991)	0,4	1
Hashimoto <i>et al.</i> (1986)	0,5	1

Las concentración media del flujo considerando las leyes de resistencia de Takahashi (1991) o Hashimoto *et al.* (1986) es:

$$c_{s\infty} = \frac{1}{K^2} (4,2 - 0,75c_l) c_{\infty}^2 \quad (28)$$

Mizuyama propone:

$$c_{s\infty} = 5,5 \tan^2 \theta \quad (29)$$



**FIG. 11: FLUJO HETEROGÉNEO (INMADURO). LOS SÓLIDOS TRANSPORTADOS SE CONCENTRAN EN LA REGIÓN DE ESPESOR  $h_i$  CON UNA CONCENTRACIÓN  $c_l$ . LA REGIÓN SUPERIOR PRÁCTICAMENTE NO CONTIENE SEDIMENTOS.**

### RÉGIMEN INERCIAL, FLUJO TURBULENTO DE BARRO ( $\lambda > 12$ )

En este caso son importantes tanto los esfuerzos dispersivos de Bagnold como los turbulentos:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{1 + \sqrt{1 + \Phi^2}}{Y_0 + \sqrt{Y_0^2 + \Phi^2}} \right) - \sqrt{1 + \Phi^2} + \Phi \right] \quad (30)$$

donde  $Y_0 = \frac{y_0}{h}$  ,  $\Phi^2 = \frac{\lambda^2}{\kappa^2} a \sin \alpha \frac{\rho_s}{\rho_m} \left( \frac{d_s}{h} \right)^2$

$Y_0$  depende del tipo de pared:

Pared lisa:  $Y_0 = \frac{1}{9,025} \frac{v_{agua}}{u_*}$  (31)

Pared rugosa:  $Y_0 = \frac{1}{30} k_s$  (32)

$k_s$ : tamaño de la aspereza.

$\kappa$ : constante de von Kármán.  $\kappa \sim 0.3$  para concentraciones entre 20 y 30%.

$\rho_m$ : densidad de la mezcla sedimentos más agua.

$$\rho_m = c\rho_s + (1 - c)\rho \quad (33)$$

### RÉGIMEN INERCIAL, FLUJO HÍBRIDO BARRO-PEDREGOSO

En la región superior del flujo la turbulencia es importante y es causa de la suspensión de las partículas. Bajo esta región dominan los esfuerzos dispersivos:

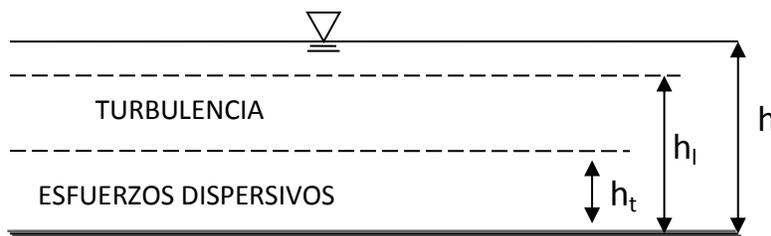


FIG. 12: REGIONES DEL FLUJO HÍBRIDO BARRO-PEDREGOSO

Las relaciones de cálculo derivadas para este régimen de flujo son complejas y no tiene sentido presentarlas en este curso.

### RELACIONES EMPÍRICAS

Para los distintos tipos de regímenes se han deducido algunas relaciones empíricas para ser aplicadas a flujos detríticos. Algunos de ellos son: ( $Q_p$  en  $m^3/s$ )

*FLUJO LAMINAR NEWTONIANO:*

$$U = \frac{1}{3} \rho g \frac{H^2}{\mu} \sin \theta \quad (34)$$

$$\mu = 20Q_p^{3/5} \quad (35)$$

*FLUJO DILATANTE:*

$$U = \frac{2}{3} \xi H^{3/2} \sin \theta \quad (36)$$

$$\xi = 150Q_p^{-2/5} \quad (37)$$

*FLUJO TURBULENTO NEWTONIANO*

Manning:  $U = \frac{1}{n} H^{2/3} \sin \theta^{1/2} \quad (38)$

$$n = 0,077Q_p^{1/15} \quad (39)$$

Chézy:  $U = cH^{1/2} \sin \theta^{1/2} \quad (40)$

$$c = 22$$

*FRENTES IMPERMANENTES (“unsteady debris-flow surges”)*

$$U = c_1 H^{0.3} \sin \theta^{1/2} \quad (41)$$

$$c_1 = 10Q_p^{2/25} \quad (42)$$

En la Fig. 13 se presenta la altura de escurrimiento en función del caudal detrítico por unidad de ancho de algunas de las relaciones antes indicadas.

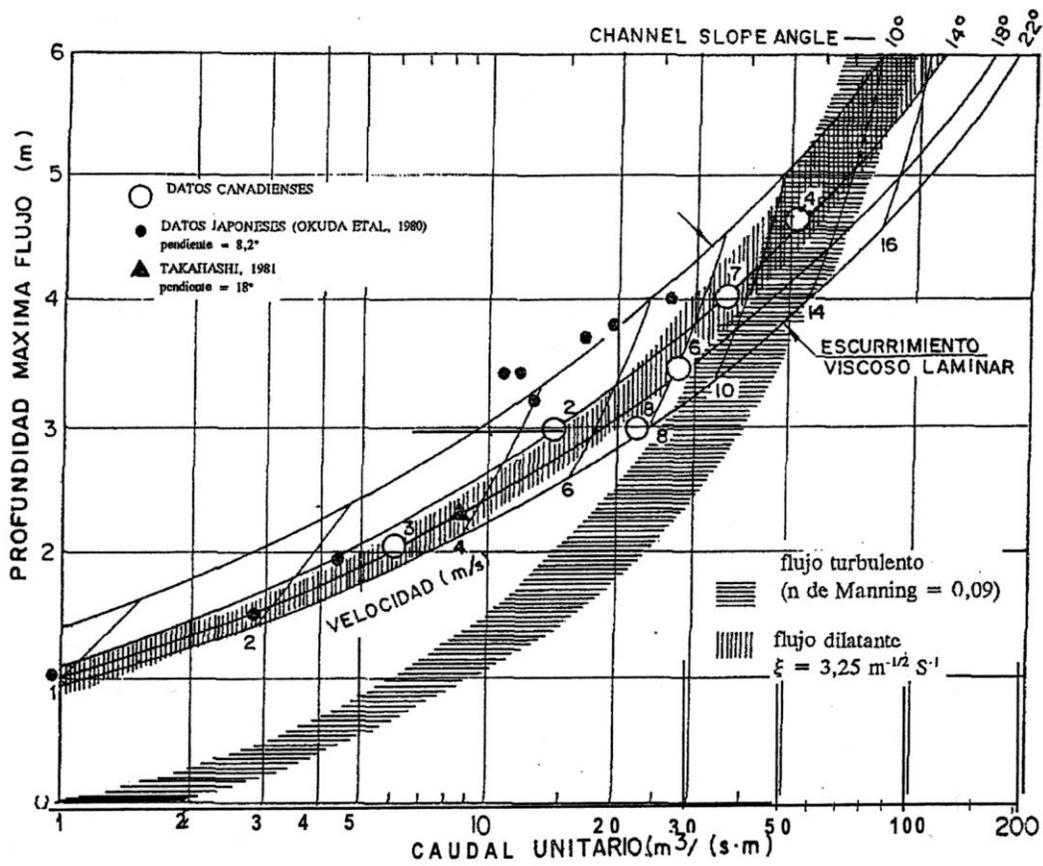


FIG. 13: RELACIONES ALTURA DE ESCURRIMIENTO EN FUNCIÓN DEL CAUDAL UNITARIO PARA ALGUNAS RELACIONES DE CÁLCULO