

CORRIENTES INERCIALES DE GRAVEDAD SOBRE UNA CAPA POROSA A TRAVÉS DE LA CUAL EL FLUJO NO ES NECESARIAMENTE DARCIANO

B. M. Marino, L. P. Thomas

*Instituto de Física Arroyo Seco, Facultad de Ciencias Exactas, Universidad Nacional del Centro de la Pcia. de Buenos Aires,
Pinto 399, B7000GHG Tandil, Argentina
bmarino@exa.unicen.edu.ar*

Se ha mostrado experimentalmente que la ley de Darcy describe el comportamiento del flujo, a través de un medio poroso profundo, del fluido proveniente de una corriente inercial de gravedad que se desplaza sobre dicho medio. También, se ha mostrado que cuando el lecho poroso es de espesor despreciable la dinámica del flujo a través suyo es caracterizada por un tiempo característico que no satisface el comportamiento Darciano. Presentamos ahora los resultados de experimentos que describen el flujo proveniente de una corriente de gravedad inercial, a través de una capa porosa de espesor intermedio entre los casos límites conocidos, dentro de un marco teórico que proporciona aproximaciones analíticas. El apartamiento del régimen Darciano es asociado al espesor de la capa permeable y a un parámetro relacionado con la velocidad del flujo en su interior.

It has been experimentally corroborated that Darcy's law describes the flows through a deep porous medium, in a situation in which a gravity current evolves over such a bed. Also, for the case of a porous medium of negligible thickness, it has been experimentally confirmed that the dynamics of the flow through the permeable layer is associated with a characteristic time that does not satisfy the Darcian behaviour. Now we present the experimental results describing the flow that is lost by an inertial gravity current when the thickness of the layer is intermediate between both known limits, within a theoretical frame providing analytical approximations. The deviation from the Darcian regime is described as a function of the thickness of the permeable layer and a new parameter associated with the velocity of the flow inside the medium.

I. INTRODUCCIÓN

Muchos flujos naturales en los que un fluido es repentinamente liberado en un medio menos denso se mueven bajo la influencia de la gravedad, y son conocidos como *corrientes de gravedad*. Ejemplos de ellos son los flujos piroclásticos, las avalanchas de nieve tipo "aerosol", las corrientes sedimentarias en el fondo de ríos, lagos y océanos, los frentes de tormenta, y muchos otros descritos por J.E. Simpson⁽¹⁾. Típicamente, la evolución de una corriente de gravedad sobre un lecho impermeable se caracteriza por la ocurrencia de tres distintas etapas. En la primera de ellas el flujo está fuertemente influenciado por las condiciones iniciales y el frente avanza a velocidad constante. Luego sobreviene un régimen intermedio de carácter inercial durante el cual la velocidad del frente y la profundidad disminuyen. Una tercera etapa tiene lugar si los efectos viscosos llegan a dominar el avance de la corriente.

Cuando los flujos dominados por la gravedad ocurren sobre lechos permeables, la pérdida de masa a través del fondo puede afectar tanto la estructura como la evolución espacio-temporal de la corriente. Thomas, Marino y Linden⁽²⁾ estudiaron el derrame repentino de un volumen fijo de agua salada sobre una grilla metálica de espesor despreciable en el interior de un canal de sección transversal rectangular lleno de agua común. Los resultados establecieron que, cuando el flujo a través de la superficie permeable es viscoso, la evolución del volumen de la corriente es dado por

$$V(t) = e^{-t/\tau_D} \quad (1)$$

donde

$$\tau_D = \frac{\nu \varepsilon}{\kappa g'_s} \quad (2)$$

es el tiempo de decaimiento o escala temporal del fenómeno, siendo ν la viscosidad cinemática del fluido denso, ε y κ el espesor y la permeabilidad del lecho respectivamente, y $g'_s = g(\rho_s - \rho_w)/\rho_w$ el valor inicial de la aceleración reducida debida a la gravedad, con g : aceleración gravitatoria, ρ_s : densidad del fluido denso (agua salada en este caso) y ρ_w : densidad del fluido ambiente.

Luego, Marino y Thomas⁽³⁾ estudiaron el caso en el que la corriente de gravedad y el flujo a través de la misma superficie permeable usada por Thomas et al⁽²⁾ están dominados por las fuerzas de inercia. Los resultados del modelo analítico propuesto, corroborados por los experimentos, sugieren nuevamente que la masa de la corriente disminuye exponencialmente pero con un tiempo característico dependiente ahora del área lateral inicial $a_0 = x_0 h_0$, la gravedad reducida inicial g'_s y la porosidad ϕ de la superficie, de la siguiente forma

$$\tau_I = \frac{\text{const } a_0^{1/4}}{\phi g_s^{-1/2}} \quad (3)$$

Una situación más realista es aquella en la que el lecho permeable es modelado por un substrato constituido de pequeñas esferas de vidrio. Cuando el espesor de este substrato es lo suficientemente pequeño como para que el régimen del flujo a través suyo pueda considerarse inercial (por ejemplo, $\varepsilon = 1.5$ cm), Marino y Thomas⁽⁴⁾ encontraron que la constante de decaimiento de la ley

exponencial que describe la pérdida de masa de la corriente es dada por

$$\tau_{1.5} = \frac{\text{const } \varepsilon^{1/2} a_0^{1/4}}{\phi \kappa^{1/4} g_s^{1/2}} \quad (4)$$

La disponibilidad de los tiempos característicos (2), (3) y (4) resulta de mucha utilidad teórica y práctica cuando el flujo en una dada situación se ajusta a alguno de los regímenes estudiados. Sin embargo, no se dispone de resultados experimentales que describan el flujo a través del medio ni que provean los parámetros característicos de la corriente de gravedad que lo origina para los casos en los que el espesor del lecho no sea ni muy profundo (régimen Darciano puro) ni muy delgado (régimen inercial puro). Con el objeto de avanzar sobre este tema, estudiamos aquí la evolución de corrientes inerciales de gravedad sobre lechos porosos de espesor $\varepsilon > 1.5$ cm constituidos por pequeñas esferas de vidrio. En primer lugar, introducimos los resultados correspondientes a lechos con espesor suficientemente grande para garantizar la ocurrencia de flujos verticales Darcianos en el interior del medio. Su análisis introduce una corrección en la Ec. (1) debida al tamaño finito del compartimento en el que inicialmente se encuentra el fluido que dará lugar a la corriente de gravedad, que se manifiesta por un corrimiento del tiempo a partir del cual la masa decae exponencialmente. Luego introducimos un parámetro asociado a la magnitud del caudal en el lecho, que es útil para determinar en forma objetiva la validez del régimen Darciano y que permite cuantificar el apartamiento respecto del mismo, para flujos a través de lechos con espesores más pequeños.

II. RESULTADOS EXPERIMENTALES

Las corrientes de gravedad son generadas en un canal de sección transversal rectangular de 300 cm de largo, 20 cm de ancho y 60 cm de profundidad, con paredes de acrílico transparente como el mostrado en la Fig. 1. El lecho poroso está constituido por pequeñas esferas de vidrio de 0.286 cm de diámetro ($\phi = 0.375$) y saturado por agua. Las esferas de vidrio están contenidas en una canasta de acrílico con una red metálica como fondo que se encuentra a 12 cm del piso del canal. El tanque se llena con agua (de densidad ρ_w) hasta una altura h_0 por encima de la parte superior del lecho poroso.

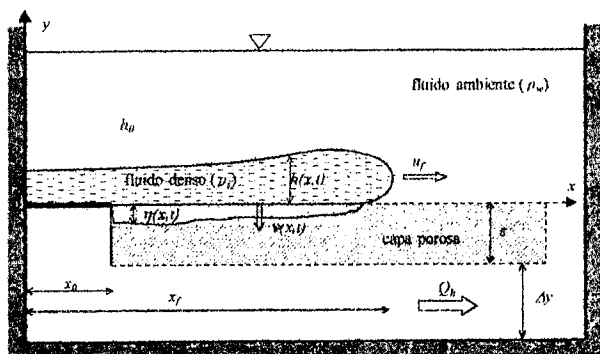


Figura 1: Dispositivo experimental.

En uno de los extremos del canal, se dispone inicialmente un compartimento con piso sólido, de ancho x_0 y altura h_0 , separado del resto por una compuerta que contiene agua salada de densidad ρ_s , y una cantidad conocida de colorante para diferenciarla. Levantando rápidamente una compuerta, el fluido denso contenido en este compartimento es liberado dando lugar a una corriente de gravedad que evoluciona sobre la capa porosa, a la vez que parte de su masa se pierde a través del piso permeable.

Se realizaron varias series de experimentos variando el volumen inicial derramado y la diferencia de densidad relativa entre los fluidos ($0.02\% < \Delta\rho/\rho < 7.50\%$), y usando lechos porosos de espesores $\varepsilon = 12, 9, 6, 4.5, 3$ y 1.5 cm. Después de cada experimento el lecho se lava con agua y se seca con aire tibio para tener siempre las mismas condiciones iniciales.

Un panel lateral de iluminación ubicado detrás de una pantalla difusora y a todo lo largo del canal, provee un fondo uniforme. Una video-cámara colocada a una distancia fija de 6 m del tanque registra la evolución de la corriente; las imágenes son almacenadas en una PC y luego procesadas digitalmente. La atenuación de la luz proveniente del panel debido a la presencia de colorante permite medir la concentración promediada transversalmente de dicho colorante y determinar la densidad promedio en exceso respecto a la del fluido ambiente ⁽²⁾. Integrando la distribución bidimensional de densidad, la masa relativa por ancho unitario, $m(t)$, que se encuentra arriba de la capa porosa

$$m(t) = \int_0^{x_0} \int_0^{h_0} [\rho(x, y, t) - \rho_w] dy dx \quad (5)$$

se obtiene con un error inferior al 2% ⁽⁵⁾.

La Fig. 2(a) muestra la evolución de $M(t) = m(t)/m_0$ para diferentes valores de g'_s , donde t es el tiempo medido desde el levantamiento de la compuerta, $m_0 = m(t=0) = (\rho_s - \rho_w)a_0$ es la masa inicial de fluido denso. La figura sólo muestra la serie de experimentos correspondientes a $\varepsilon = 12$ cm y $a_0 \approx 500$ cm², pero se encuentran resultados similares para otras combinaciones de ε y a_0 . Observar el abanico de curvas resultante que pone en evidencia la dependencia de g'_s .

Es razonable esperar que el decrecimiento exponencial del volumen (y por ende de la masa) de la corriente sugerido por la Ec. (1) se verifique desde el comienzo de cada experimento. Sin embargo, un análisis cuidadoso de los resultados experimentales sugiere que esta ley es válida sólo después de transcurrido un tiempo t_1 desde el colapso del fluido denso ⁽⁶⁾. Excluyendo los valores de la masa de la corriente medidos para $x_f \leq 80$ cm, los puntos correspondientes a cada experimento son ajustados por una curva de la forma

$$M(t) = e^{-(t-t_1)/\tau_{exp}} \quad (6)$$

quedando establecidos para cada caso los valores de los tiempos t_1 y τ_{exp} . La Fig. 2(b) muestra que los puntos correspondientes a los mismos experimentos de la Fig. 2(a) se alinean sobre una única curva y con poca dispersión cuando se representan como sugiere la Ec. (6).

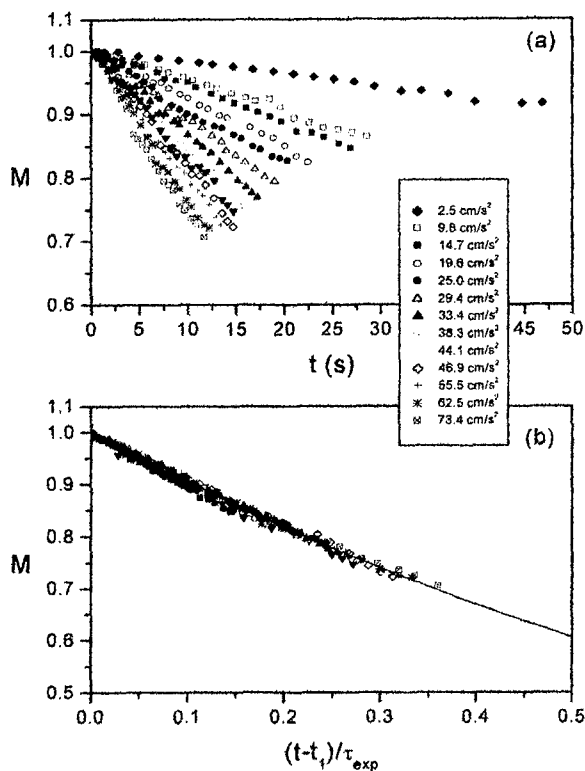


Figura 2: Evolución de la masa de la corriente de gravedad para $\varepsilon=12\text{cm}$, $a_0 \approx 500\text{ cm}^2$ y diferentes valores de g'_* .

Los valores del tiempo de decaimiento τ_{exp} , obtenidos tras ajustar los puntos experimentales de M vs. t con una curva de la forma de la Ec. (6), para todos los experimentos realizados, se muestran en función de g'_*/ε en la Fig. 3. Como era de esperar, se observa un buen acuerdo entre la curva teórica sugerida por la Ec. (2) y los resultados de laboratorio para $g'_*/\varepsilon \leq 5$ en general y para $\varepsilon = 12, 9$ y 6 cm en particular.

III. ANÁLISIS Y CÁLCULO DEL TIEMPO t_1

El exceso de presión sobre el lecho poroso, considerado hidrostático^(7,8), es

$$\Delta p(x, y=0) = \int_0^{h_0} (\rho - \rho_w) g dy = \rho_w (h_* g'_*) \quad (7)$$

donde g'_* es un valor promediado verticalmente de $g(\rho - \rho_w)/\rho_w$ entre $y=0$ e $y=h_0$, que se puede definir si se determina el valor de h_* por medio de otra condición; por ejemplo, asumiendo que es la altura a la cual la diferencia de densidad $(\rho - \rho_w)$ es una dada fracción de $(\rho_s - \rho_w)$. Sin embargo, lo que importa en la Ec. (7) es el producto entre paréntesis y no g'_* ó h_* por separado. Esto permite incluir los casos en los que el mezclado en la corriente es importante puesto que la dilución del líquido que forma la corriente reduce la diferencia de densidad (es decir, g'_*) pero aumenta el volumen del fluido denso (es decir, h_*) en aproximadamente la misma cantidad. Por simplicidad en lo que sigue h_* y g'_* se representan sin el subíndice.

El exceso de presión originado por la presencia de la corriente genera un movimiento del fluido ambiente hacia abajo que es canalizado horizontalmente en el espacio libre de altura Δy debajo del medio poroso (ver Fig. 1). El flujo volumétrico horizontal por ancho unitario, Q_h , está

relacionado con el gradiente de presión horizontal, ∇p_h , en la forma

$$Q_h \approx \frac{\Delta y^3}{12\nu} |\nabla p_h|, \quad (8)$$

de acuerdo con un flujo laminar (o Poiseuille). Igualando Q_h con el flujo volumétrico vertical medio a través del medio poroso, se encuentra que $|\nabla p_v|/|\nabla p_h| \approx 10^4$ para los experimentos reportados. Bajo esta condición, en primera aproximación el flujo a través del medio se puede considerar vertical.

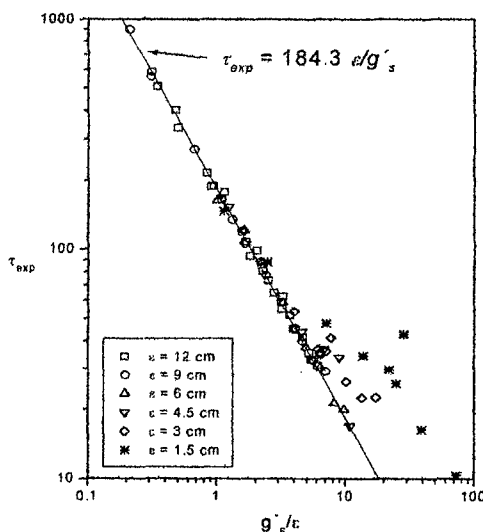


Figura 3: Tiempo de decaimiento de la masa de la corriente obtenido experimentalmente para distintos ε , a_0 y g'_* .

Cuando el número de Reynolds del flujo a través del medio, Re_{PMb} , es menor que la unidad, la filtración resulta proporcional al exceso de presión sobre la superficie superior de la capa permeable, y el flujo en su interior es descrito por la ley de Darcy^(9,10). Entonces, el flujo de volumen por área unitaria en el interior de la matriz porosa, q , es

$$q(x, t) = \frac{\kappa}{\rho\nu} |\nabla p_v + \rho g| \approx \frac{\kappa \cdot g'(x, t) \cdot (h(x, t) + \eta(x, t))}{\varepsilon \cdot \nu} \quad (9)$$

$$q(x, t) = \frac{(h(x, t) + \eta(x, t))}{\tau_D}$$

donde la componente vertical del gradiente de presión ∇p_v es considerada como el gradiente de presión hidrostático (Ec. 7), $h(x, t)$ es la altura de la corriente y $\eta(x, t)$ la profundidad de la interfase entre el fluido denso y el fluido ambiente en el medio poroso. Por simplicidad, se desprecia la influencia del peso del agua salada dentro del medio poroso en el cálculo del caudal, es decir, se supone $h \gg \eta(x, t)$ en Ec. (9).

Asumiendo que el fluido denso atrapado en los poros del lecho tiene densidad inicial $\rho(x, y=0, t) \cong \rho_s$, la conservación de la masa impone que

$$\frac{dm(t)}{dt} = - \int_{x_0}^{x_f(t)} (\rho(x, y=0, t) - \rho_w) q(x, t) dx \quad (10)$$

Usando las Ec. (9) y (2),

$$\frac{dm(t)}{dt} = -\frac{[m(t) - m_1(t)]}{\tau_D} \quad (11)$$

siendo $m_1(t)$ la masa que permanece encima del piso impermeable del compartimento donde inicialmente se encontraba el fluido denso ($0 \leq x \leq x_0$).

Dividiendo ambos miembros de la Ec. (11) por m_0 y usando la Ec. (5), sigue que

$$\frac{dM(t)}{dt} = -\left[1 - \frac{M_1(t)}{M(t)}\right] \frac{M(t)}{\tau_D} \quad (12)$$

Como $M_1 \ll M(t)$ para $x_f(t) \gg x_0$, la integración de esta ecuación conduce a

$$M = e^{-t/\tau_D} \quad (13)$$

Notar que la evolución del volumen $V(t)$ dado por la Ec. (1), como fuera obtenido por Thomas et al.⁽²⁾ y Ungarish & Huppert⁽⁶⁾, es válida sólo si no hay mezclado y para tiempos tardíos de la evolución de la corriente. Del proceso aplicado para obtener las Ecs. (12) y (13) sigue que $M(t)$, más que $V(t)$, resulta ser la variable apropiada para tener en cuenta, debido a que:

a) las Ecs. (12) y (13) valen aún si hay mezclado (especialmente para fluidos que se desplazan sobre el lecho poroso con altos números de Reynolds) y

b) los valores de $M(t)$ se obtienen directamente de los experimentos.

Las pocas suposiciones necesarias para obtener la relación integral (12) sugieren que esta ecuación describe bien el flujo desde el comienzo del derrame. Para encontrar una solución analítica se requiere conocer la evolución de la posición del frente $x_f(t)$ y los perfiles de altura $h(x,t)$, los cuales pueden determinarse por integración numérica como fuera hecho por Ungarish & Huppert⁽⁶⁾. Sin embargo, del punto de vista práctico es también importante determinar relaciones analíticas simples, o mejor aún las leyes de escala, que caracterizan al régimen inicial. A continuación, proponemos una forma empírica de hacer esto.

La principal característica de la etapa inicial es que la masa de la corriente no disminuye significativamente por el drenaje a través del lecho poroso. Por lo tanto, es razonable suponer que $M \approx M_0 = 1$, o bien $dM/dt \approx 0$, cuando t es menor que un cierto tiempo t_1 ; esta etapa corresponde a la bien conocida *slumping stage* de las corrientes de gravedad que se desarrollan sobre lechos impermeables⁽⁷⁾. Puesto que la velocidad del frente es $u_f = dx_f(t)/dt = Fx_0/t_c$ (\approx constante), con F : número de Froude en el frente de la corriente y $t_c = x_0/(h_0g'_s)^{1/2}$: tiempo característico de la etapa inercial de las corrientes de gravedad sobre piso sólido, la evolución de la posición del frente es obtenida por integración:

$$\frac{x_f(t)}{x_0} = 1 + F \frac{t}{t_c} \quad (14)$$

Por otro lado,

$$\frac{M_1(t)}{M(t)} = \frac{((\rho - \rho_w)h)_{x_0} x_0}{((\rho - \rho_w)h)_{x_f(t)} x_f(t)} \approx \frac{\xi(t)}{F \frac{t}{t_c} + 1} \quad (15)$$

donde $\langle \rangle$ indica el promedio a lo largo de la superficie permeable cubierta por la corriente, es decir entre $x = x_0$ y $x = x_f(t)$, en el caso general. El subíndice x_0 indica que este promedio se realiza hasta $x = x_0$.

El factor $\xi(t)$ es igual a 1 para $t = 0$, y mantiene aproximadamente este valor para $t \leq t_c$; luego alcanza un mínimo cuando x_f es unas pocas veces x_0 , y finalmente tiende a 0 para $t \rightarrow \infty$. Entonces, insertando la Ec. (15) en la Ec. (12) y resolviéndola con $\xi = 1$, se obtiene una expresión para describir la evolución inicial de la masa

$$M(t) \approx e^{-t/\tau} (Ft + t_c)^{c/F\tau_D} \quad (16)$$

que vale para $0 \leq t \leq t_c < \tau_D$.

Como se aprecia en la Fig. 2(b), la etapa inicial puede ser tomada en cuenta empíricamente introduciendo el tiempo de corrimiento t_1 incluido en la Ec. (6). Comparando las Ecs. (16) y (6), sigue que

$$\frac{\ln(Ft + t_c)}{F} t_c \rightarrow \alpha t_c = t_1 \quad (17)$$

donde α tiende a una constante cuando $t \gg t_c$ debido al comportamiento de $\xi(t)$ para $t \geq t_c$. Esto explica la relación lineal entre t_1 y el tiempo característico t_c de la aproximación de aguas poco profundas como muestra la Fig. 4 para $\varepsilon = 9$ y 12 cm. La misma dependencia se observa cuando se utilizan substratos porosos con otros espesores.

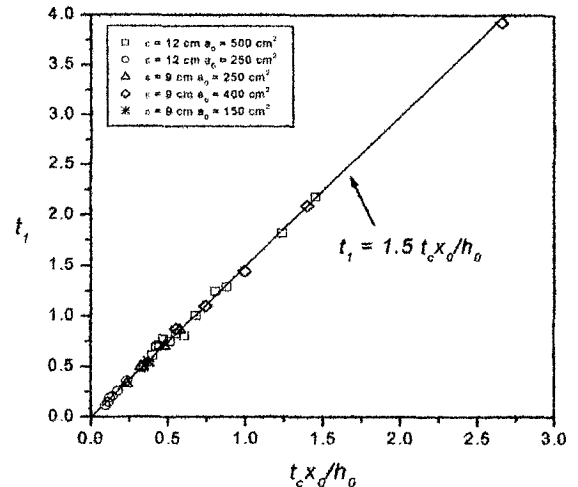


Figura 4: Tiempo t_1 a partir del cual comienza la etapa de decrecimiento exponencial de la masa. La línea es la que mejor ajusta los puntos experimentales representados, en concordancia con la Ec. (17).

IV. RÉGIMEN DE DARCY

Las mediciones de la masa $M(t)$ se pueden emplear para obtener el valor promedio del flujo vertical por unidad de área a través del substrato poroso del agua salada, q , para luego compararlo directamente con el dado por la Ec. (9). Asumiendo que el fluido denso atrapado en los poros del lecho tiene densidad inicial $\rho(x,y=0,t) \approx \rho_s$, la Ec. (10) para la conservación de la masa se puede escribir como:

$$\frac{dm(t)}{dt} = (\rho_s - \rho_w) \cdot \langle q(t) \rangle \cdot [x_f(t) - x_0] \quad (18)$$

De aquí se obtiene

$$\langle q(t) \rangle = -a_0 \frac{dM(t)/dt}{[x_f(t) - x_0]} \quad (19)$$

El valor de $\langle q \rangle$ determinado experimentalmente permite a su vez calcular el número de Reynolds $Re_{PM} = \langle q \rangle d / \nu$ del flujo a través del lecho, donde d es el diámetro de las esferas de vidrio que lo constituyen.

Por otra parte, si el flujo unidireccional a través de la capa porosa es viscoso (régimen de Darcy) cumple con la Ec. (9), y

$$\langle q \rangle = \frac{1}{(x_f - x_0)} \int_{x_0}^{x_f} q \cdot dx = -\frac{\kappa}{\nu \cdot \varepsilon} ((h + \eta) \cdot g') \quad (20)$$

La conservación de la masa total indica que

$$\langle g'(h + \phi\eta) \rangle \cdot x_f = g'_s x_0 h_0 = g'_s a_0 \quad (21)$$

Asumiendo que

$$\langle g'(h + \eta) \rangle \approx \langle g'(h + \phi\eta) \rangle = \frac{g'_s a_0}{x_f} \quad (22)$$

y reemplazando esta expresión en la Ec. (20), se obtiene

$$\langle q(t) \rangle = \frac{A}{x_f(t)} \quad (23)$$

donde

$$A = a_0 \frac{\kappa g'_s}{\nu \varepsilon} = \frac{a_0}{\tau_D} \quad (24)$$

es un parámetro relacionado directamente con la magnitud del flujo vertical.

Si el modelo describe apropiadamente la física del problema estudiado, las Ecs. (19) y (23) deben concordar para las diferentes combinaciones de g'_s , a_0 y ε de los experimentos. Los valores de $\langle q(t) \rangle$ calculados usando Ec. (19) a partir de los datos experimentales se aproximan entonces por medio de la curva sugerida por Ec. (23), permitiendo obtener el valor de A_{exp} que mejor ajusta en cada caso. De este proceso resulta que la posición del frente $x_f(t)$ juega un papel secundario cuando $x_f \gg x_0$. Como muestra la Fig. 5, los puntos resultantes para $\varepsilon = 9$ y 12 cm caen sobre la línea recta dada por la Ec. (24). Además, el coeficiente de la recta que mejor ajusta estos puntos sugiere un valor de la permeabilidad $\kappa = 6 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$, lo cual concuerda bien con el estimado usando la ecuación de Kozeny-Kármán ($\kappa = 6.14 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$)^(6,9). Estos resultados confirman que el flujo a través de dicho medio es gobernado por la Ley de Darcy. Por el contrario, los valores de A_{exp} se alejan de la recta a medida que el valor de la combinación $g'_s a_0 / \varepsilon$ aumenta.

V. APARTAMIENTO DEL RÉGIMEN DE DARCY

Las Figs. 3 y 5 confirman que para $\varepsilon = 9$ y 12 cm la ley de Darcy vale para el flujo a través del medio poroso, y que se verifica un apartamiento progresivo de este comportamiento a medida que ε disminuye especialmente para los valores más grandes de g'_s . El cálculo de Re_{MP} arroja valores mayores a la unidad para estos últimos casos, señalando la ausencia del régimen viscoso que da

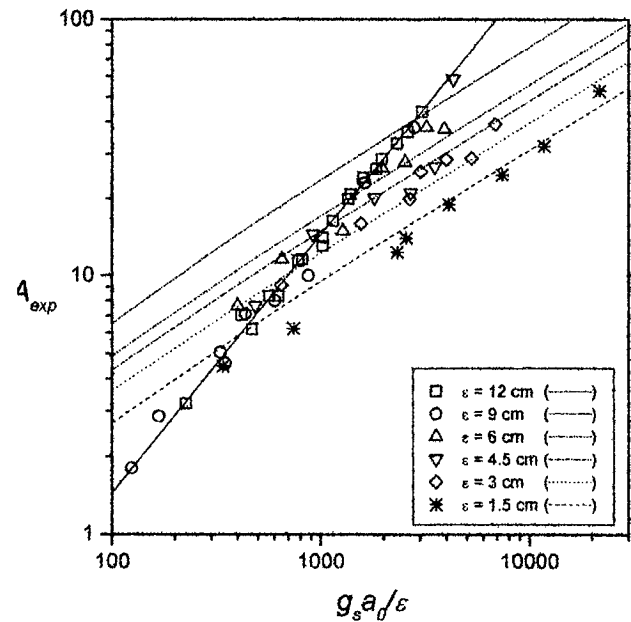


Figura 5: Valores experimentales de la constante relacionada con la magnitud del flujo vertical promedio a lo largo de la superficie permeable afectada por la corriente.

lugar a la aproximación de Darcy. En consecuencia, es necesario emplear la aproximación de Forchheimer que tiene en cuenta los efectos inerciales del flujo en un medio poroso⁽¹¹⁾:

$$|\nabla p_v + \rho g| = \frac{\mu}{\kappa} q + c_1 \frac{\sqrt{k}}{\nu \cdot \phi^{3/2}} q^2 \quad (25)$$

(c_1 es una constante). Como se puede observar, para $\langle q \rangle$ pequeños (es decir, $Re_{PM} \rightarrow 0$) la Ec. (25) tiende a la relación (9) y la Ec. (23) es una buena aproximación. Pasos matemáticos similares a los realizados en las Ecs. (20)-(23) permiten obtener

$$\langle q(t) \rangle = c_2 \cdot \sqrt{\frac{g'_s a_0}{\varepsilon} \frac{(x_f - x_0)}{x_f}} \quad (26)$$

(c_2 es otra constante). La Fig. 5 muestra los valores de A_{exp} para cada experimento, calculados con (19) y (23) a partir de los datos experimentales, en función de $g'_s a_0 / \varepsilon$, junto con las rectas de pendiente 1/2 proporcionadas por (26) (trazos no continuos) para cada ε . Observar el buen acuerdo alcanzado cuando los puntos experimentales se apartan de la tendencia sugerida por la Ec. (24), que responde a la aproximación de Darcy (línea de trazo continuo), para alinearse con las líneas de trazos discontinuos.

VI. CONCLUSIONES

Se estudia la evolución de la masa de las corrientes inerciales de gravedad que se desplazan sobre lechos porosos para varios espesores. Se muestra que el efecto sobre la corriente de gravedad del tamaño finito del dique que contiene inicialmente el fluido denso (agua salada) se puede considerar a través de un corrimiento del tiempo, de magnitud t_1 , transcurrido el cual comienza a regir la ley de decaimiento exponencial de la masa de la corriente. El valor de este corrimiento se halla considerando el

tiempo característico t_c relacionado con la configuración inicial y con la *slumping stage* de las corrientes que se desplazan sobre un piso sólido.

Los experimentos muestran que el flujo de fluido denso en el interior del medio es gobernado por el régimen de Darcy para $g', a_0/\varepsilon$ pequeños, pero se observa un apartamiento del mismo para valores grandes del parámetro g' , y del volumen derramado. En forma complementaria, el valor del parámetro A_{exp} experimentalmente determinado permite conocer el tipo de flujo en el interior del medio poroso a la vez que sirve para manifestar la presencia de efectos inerciales.

VII. REFERENCIAS

- 1- Simpson, J. E., *Gravity currents in the environment and the laboratory*, Cambridge University Press, RU (1997).
- 2- Thomas, L. P., Marino, B. M. y Linden, P. F., *J. Fluid Mech.* **366**, 239-258 (1998).
- 3- Marino, B. M. y Thomas, L. P., *J. Hydraul. Eng.* **128**, 527-533 (2001).
- 4- Marino, B. M. y Thomas, L. P., *Anales AFA* **12**, 107-110 (2000).
- 5- Dalziel, S. B., *DigImage: System overview*, Cambridge Environmental Research Consultants, Cambridge, RU (1995).
- 6- Ungarish, M. y Huppert, H. E., *J. Fluid Mech.* **418**, 1-23 (2000).
- 7- Huppert, H. E. y Simpson, J. E., *J. Fluid Mech.* **99**, 785-799 (1980).
- 8- Rottman, J.W. y Simpson, J.E., *J. Fluids Mech.* **135**, 95-110 (1983).
- 9- Bear, J., *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Elsevier, New York (1972).
- 10- Duillen, F. A. L., *Porous media. Fluid transport and pore structure*, Academic, New York (1979).
- 11- Fand, R. M., Kim, B. Y. K., Lam, A.C., Phan, R. T., *J. Fluid Eng.* **109**, 268-274 (1987).