

**SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERIA HIDRAULICA**  
**XXVII CONGRESO CHILENO DE INGENIERIA HIDRAULICA**

**CAIDA VERTICAL DE ESFERAS EN SUSPENSIONES POLIMERICAS  
PSEUDOPLASTICAS PURAS**

**FRANCISCO MARTINEZ <sup>1</sup>**  
**PHILIPPE CHANG <sup>2</sup>**  
**CAMILA MARAMBIO <sup>3</sup>**  
**CAMILO MORIS <sup>4</sup>**

**RESUMEN**

Las suspensiones poliméricas participan en diferentes procesos relevantes para la industria, uno de los cuales se relaciona con la estimación de la velocidad de sedimentación de partículas. En este contexto, el presente estudio experimental muestra los resultados obtenidos al medir el movimiento de grandes esferas de diámetro  $d$  que caen vertical y gravitacionalmente en un recipiente cilíndrico de diámetro interno  $D$ , que contiene una solución acuosa de carboximetilcelulosa (CMC) bajo concentraciones masa/volumen ( $c$ ) en el rango 10 a 15 g/L. Las soluciones se comportan reológicamente como fluidos adelgazantes sin tensión de fluencia ( $\tau_y = 0$ ), de modo que su ley constitutiva se describe por la relación  $\tau(\dot{\gamma}) = K\dot{\gamma}^n$ , donde  $K$  y  $n$  son coeficientes reológicos. Se realizaron varias campañas experimentales variando el tamaño de las esferas, monitoreando su trayectoria con técnicas de fotogrametría. Se determinó que la velocidad de sedimentación de estos objetos está influenciada por efectos viscoelásticos del fluido durante la penetración inicial, seguido por un régimen de equilibrio donde la velocidad es constante, que puede expresarse en términos de la velocidad de Stokes introduciendo un factor correctivo dependiente de la concentración y de la relación  $D/d$ .

---

<sup>1</sup> Profesor Auxiliar, Escuela de Ingeniería Civil, PUCV - email: [francisco.martinez@pucv.cl](mailto:francisco.martinez@pucv.cl)

<sup>2</sup> Profesor, Departamento de Ingeniería Civil, UNAL (Colombia) – email: [pchang@unal.edu.co](mailto:pchang@unal.edu.co)

<sup>3</sup> Ingeniera Civil, Escuela de Ingeniería Civil, PUCV – email: [camila.marambio.s@mail.pucv.cl](mailto:camila.marambio.s@mail.pucv.cl)

<sup>4</sup> Ingeniero Civil, Escuela de Ingeniería Civil, PUCV – email: [camilo.moris.r@mail.pucv.cl](mailto:camilo.moris.r@mail.pucv.cl)

# 1. INTRODUCCION

## 1.1 Preámbulo

Los fluidos complejos son sustancias ubicuas en nuestro entorno, de gran interés no solo para la mecánica de fluidos, sino también para los procesos de transporte en la industria y el medioambiente. Entre estos figuran los fluidos adelgazantes (*shear-thinning* en inglés) sin tensión de fluencia ( $\tau_y = 0$ ), también llamados *fluidos pseudoplásticos puros* que, dada su facilidad de aplicación son comunes de encontrar en salsas, jarabes, néctares, yogures, champú, cremas, lociones y geles corporales, e incluso algunas tintas y pinturas. La principal característica de estos fluidos es que su resistencia viscosa ( $\eta$ ) disminuye ante incrementos en la tasa de corte ( $\dot{\gamma}$ ), cuya ley constitutiva viene dada por  $\tau(\dot{\gamma}) = K\dot{\gamma}^n$ , donde  $K, n$  son parámetros accesibles a través de pruebas de reometría convencional, siendo  $n < 1$  (Mezger, 2020; Couarraze y Grossiord, 2000). A partir de esta ley, la viscosidad local se determina como:

$$\eta(\dot{\gamma}) = m\dot{\gamma}^{n-1} \quad (1)$$

Donde  $m$  es otro parámetro empírico. Un problema de gran interés en este contexto es la determinación de la velocidad de sedimentación ( $u_{st}$ ) de sólidos en líquidos, es decir la *velocidad terminal*. Basándose en el equilibrio de fuerzas alrededor del objeto, Stokes determinó  $u_{st}$  para la caída gravitacional de una esfera de radio  $a$  y densidad  $\rho_s$ , en un líquido newtoniano de densidad  $\rho$  y viscosidad  $\eta$ , libre de efectos de paredes (Stokes, 1851), obteniendo:

$$u_{st} = \frac{2 \Delta\rho g a^2}{9 \eta} \quad (2)$$

Donde  $\Delta\rho = \rho_s - \rho$  y  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ . Esta fórmula es válida en el rango de número de Reynolds  $Re = \rho u_{st} d / \mu \ll 1$ , donde  $d = 2a$  y  $\mu$  la viscosidad dinámica. Una parte significativa de las formulaciones que estiman la velocidad terminal en líquidos newtonianos en distintos escenarios se basan en introducir factores correctivos a la ecuación (2). Sin embargo, cuando la sedimentación ocurre en fluidos no-Newtonianos el escenario cambia drásticamente.

## 1.2 Sedimentación de sólidos en fluidos adelgazantes

A diferencia del caso newtoniano, la literatura que trata sobre la determinación de la velocidad de sedimentación en fluidos adelgazantes ( $u_t$ ) es muy escasa y se ha limitado a abordar escenarios muy específicos sin converger aún a una visión unificadora. Se han usado distintos enfoques que buscan adaptar la ley de Stokes (ver ecuación (2)) a fluidos cuya viscosidad depende de la tasa de deformación ( $\dot{\gamma}$ ) que es la condición típica de soluciones de carboximetilcelulosa (CMC). Arigo y McKinley (1995), por ejemplo, analizaron la sedimentación de esferas en fluidos viscoelásticos, mostrando que la elasticidad del medio induce estelas negativas tras el objeto (*negative wakes*), contrario a lo observado en líquidos newtonianos. Estas estelas modifican la distribución de presiones alrededor del objeto y, en consecuencia, la fuerza de arrastre. Los autores señalan también que, en ausencia de tensión de fluencia, los efectos de adelgazamiento son determinantes en la reducción de dicha fuerza.

Joseph y Liu (1995), por otro lado, estudiaron la agregación y dispersión de esferas en líquidos viscoelásticos observando importantes alteraciones en la estructura de flujo incluso para partículas aisladas, especialmente cuando se introducen efectos de memoria en el fluido. Chhabra et al. (2006) propusieron una expresión analítica general para calcular  $u_t$  en partículas que caen en fluidos que siguen una ley reológica en ley de potencia, esto es:

$$u_t = \left( \frac{\Delta\rho g d^n}{K} \right)^{\frac{1}{n+1}} f(n) \quad (3)$$

Donde  $d$  es el diámetro de la partícula,  $K, n$  los parámetros de la ecuación (1) y  $f(n)$  una función que da cuenta de la fluidez de la suspensión. La ecuación (3) fue depurada por otros autores, como por ejemplo Betancourt et al. (2015), y ha sido validada mediante simulaciones numéricas (Yang y Khomami, 1999). Esta ecuación ha demostrado además que la proporcionalidad  $u_t \sim d^r$  con  $r = n/(n + 1)$ , captura adecuadamente la influencia de la geometría del objeto y la reología del medio. Datt y Elfring (2018) desarrollaron una solución analítica de carácter asintótico para el caso de esferas que sedimentan en fluidos con leves efectos de adelgazamiento, sin efectos de elasticidad ni de tensión de fluencia, reportando la siguiente relación:

$$u_t = u_{st} (1 + \alpha\zeta + \mathcal{O}(\geq \zeta^2)) \quad (4)$$

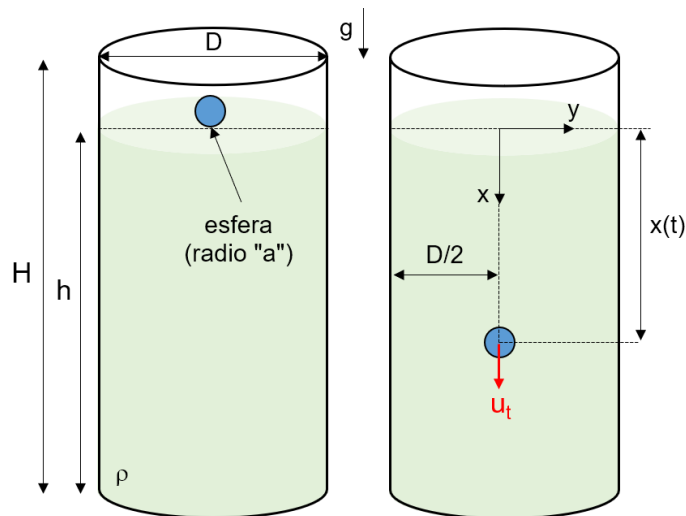
Donde  $\zeta = 1 - n$ ,  $\alpha \approx 0.33$  y  $\mathcal{O}$  denota términos de orden mayor o igual a  $\zeta^2$ . La ecuación (4) ha ayudado a interpretar experimentalmente las desviaciones sistemáticas observadas en la velocidad de sedimentación en suspensiones de CMC a baja concentración. Freire et al. (2019) estudiaron experimentalmente la caída de dos esferas en un fluido viscoelástico adelgazante, reportando que las esferas pueden modificar sus trayectorias por efectos hidrodinámicos amplificadas por la reología compleja lo que fue corroborado por Murch y Shaqfeh (2020). Whorton et al. (2025) investigaron los efectos de la cercanía a paredes laterales sobre la velocidad de sedimentación en mezclas de CMC a alta concentración, revelando que el adelgazamiento del medio puede mitigar tales efectos, estableciendo una diferencia con los fluidos newtonianos donde la velocidad se reduce notoriamente en confinamiento.

Adicionalmente, los modelos en ley de potencia pueden ser insuficientes para representar adecuadamente esta dinámica en rangos amplios de  $\dot{\gamma}$ . Para ello se han propuesto modelos más versátiles que permiten estimar  $u_t$  de manera implícita usando la viscosidad aparente  $\eta_{ap} = \tau(\dot{\gamma})/\dot{\gamma}$  en lugar de  $\eta$ , siendo  $\dot{\gamma} \approx u_t/d$ . Este enfoque ha sido validado por Blackery y Mitsoulis (1997), Mitsoulis (2004) y Despeyroux et al. (2011). Betancourt et al. (2015) y Graham y Jones (1994) han reforzado esta idea, demostrando que el modelo de Carreau o de Cross mejora sustancialmente la precisión de la velocidad terminal y el coeficiente de arrastre ( $C_D$ ), especialmente en suspensiones poliméricas en rangos amplios de  $\dot{\gamma}$ . En este contexto, el presente estudio experimental analiza la caída de macro esferas usando un diseño que permite obtener mediciones reproducibles de la velocidad terminal en soluciones poliméricas de carboximetilcelulosa (CMC), altamente concentrada, sin tensión de fluencia. Esta configuración, muy poco explorada en la literatura, permitiría establecer nuevas correlaciones en condiciones reológicas extremas explorando transiciones en el régimen de caída no reportadas hasta ahora en suspensiones de este tipo.

## 2. DESCRIPCION EXPERIMENTAL

### 2.1 Montaje experimental

El estudio fue conducido en el Laboratorio de Ingeniería Civil (LEIC) de la Pontificia Universidad Católica de Valparaíso (Chile). Se prepararon aproximadamente 20L de soluciones acuosas de CMC de concentraciones masa/volumen  $c = 10.0, 12.5$  y  $15.0$  g/L, en un recipiente plástico no corrosible. Las propiedades de estas suspensiones se indican en la Tabla 1. La ventaja de estas soluciones es su carácter transparente, lo que permite visualizar la caída de la esfera en todo momento. Las mezclas, posteriormente, son vertidas en otro recipiente cilíndrico de 9L de capacidad donde se condujeron todos los experimentos, cuyas paredes son de acrílico, diámetro interior  $D = 150$  mm, altura útil  $H = 525$  mm y espesor  $e = 3$  mm. Este espesor reduce la deformación de paredes cerca de la base del cilindro, aspecto que fue observado en experimentos exploratorios en otras configuraciones dados los volúmenes significativos de mezcla. Los objetos de caída poseen geometría esférica, cuatro (4) de ellas de vidrio, y tres (3) de acero cuyas características se muestran en la Tabla 2.

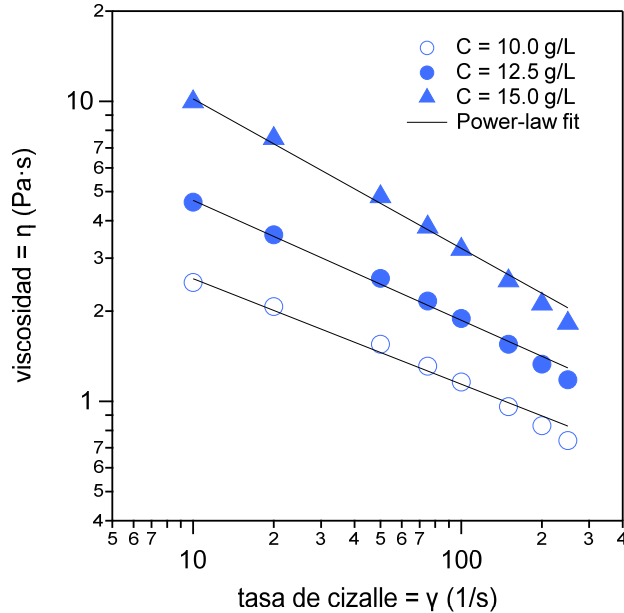


**Figura 1.** Esquema experimental adoptado para el estudio. Se define el sistema de referencia y las dimensiones principales de la configuración. El lanzamiento de la esfera ocurre en el centro y la velocidad terminal ( $u_t$ ) se mide lejos de las condiciones de borde de entrada y de fondo.

### 2.2 Reometría de las suspensiones

Los reogramas de viscosidad fueron medidos con un viscosímetro rotacional modelo B-One Plus, fabricado por Lamy Rheology ubicado en el mismo laboratorio. Las curvas obtenidas se observan en la Figura 2 para distintas concentraciones, y se pueden caracterizar *grosso modo* por la ecuación (1). Si bien existen otros modelos de ajuste para esta respuesta como el modelo de Carreau o de Cross, no se alcanzan a observar con claridad efectos de *plateau* en la parte inicial y final de la curva que justifiquen, por ahora, introducirlos con mayor certeza. Los coeficientes reológicos obtenidos a partir de ellas se muestran en la Tabla 1. También se exploró la concentración  $c = 20$  g/L, pero fue descartada del estudio por las complejidades asociadas a su manipulación. Una de las complejidades de manipular

soluciones de CMC es la inestabilidad de sus propiedades físicas en el tiempo. Para mitigar estos efectos se realizaron controles de la viscosidad de cada mezcla antes de cada campaña experimental actualizando sus valores cada vez que fue necesario, realizando 5 mediciones de viscosidad por cada tasa de corte y muestras.



**Figura 2.** Reograma de viscosidad,  $\eta$  versus  $\dot{\gamma}$ , de las suspensiones de CMC para diferentes concentraciones. Las líneas continuas representan la ecuación (1).

**Tabla 1.** Parámetros físico-mecánicos de las suspensiones de CMC para distintas concentraciones

$c$ (g/L)	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$m$	$n$	Fecha de experimentación
10.0	1.001	5.75	0.648	23/09/2024
12.5	1.002	11.74	0.600	09/09/2024
15.0	1.003	32.10	0.502	04/09/2024

**Tabla 2.** Características de las esferas

Esfera	Material	$a$ (mm)	$\rho_s$ (g/cm <sup>3</sup> )
1	Vidrio	14.2	2.41
2	Vidrio	16.4	2.48
3	Vidrio	26.2	2.50
4	Vidrio	35.4	2.43
5	Acero	8.0	7.93
6	Acero	10.0	7.88
7	Acero	12.1	7.78

### 2.3 Protocolo experimental y postproceso de mediciones

La preparación de las suspensiones es ardua especialmente para altas concentraciones, consecuencia de la elevada viscosidad del fluido resultante. Esto obligó recurrir a un taladro de gran potencia que suele usarse para mezcla de betones. Durante este proceso se pueden generar numerosos aglomerados y burbujas que quedan atrapadas en el medio obligando a

realizar largos intervalos de mezcla. Luego de unos 5 minutos se verifica la homogeneidad de la sustancia, repitiendo el proceso cuantas veces sea necesario hasta lograr esta condición. Una vez terminado el proceso de preparación, la mezcla se vierte lenta y cuidadosamente dentro de la columna usando un embudo de gran longitud que llega hasta el fondo del recipiente sin tocar la base, generando un flujo ascendente hasta alcanzar la profundidad de llenado  $h \approx 477$  mm (ver Figura 1). Este método puede ser bastante extenso, pero garantiza la reducción en la generación de aglomerados y burbujas que podrían ocasionar no solo cambios en la viscosidad local de la suspensión, sino también alteraciones en la trayectoria de la esfera. Se hace notar que el espesor del tubo no afecta significativamente el índice de refracción de la luz.

La esfera se coge manualmente con una tenaza y se deposita suavemente sobre el centro de la superficie, lo que no afecta su penetración en el medio generando trayectorias verticales reproducibles. Estas trayectorias se registran con una cámara convencional de resolución 1080p que opera a una frecuencia de 60 fps. El pre-tratamiento de los registros filmicos se realiza en los softwares Image J y VirtualDub, mientras que la detección de bordes de la esfera durante la caída se realiza usando el *toolbox* de tratamiento de imágenes de Matlab v12.0. Este procedimiento permite aislar el objeto e identificar su centro de gravedad que se define aquí por las coordenadas  $(x(t), y(t))$ , siendo  $x$  la coordenada vertical positiva en la dirección descendente, e  $y$  una coordenada transversal y  $t$  el tiempo (ver Figura 1). Se considera como instante inicial ( $t = 0$ ) justo cuando la esfera se deposita en la superficie, y el final ( $T$ ) cuando la esfera toca el fondo del recipiente. Con esto, la velocidad instantánea de caída de la esfera  $\vec{V} = (dx/dt, dy/dt)$  se estima numéricamente como:

$$\frac{dx}{dt} \approx \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{x(t_k) - x(t_{k-1})}{t_k - t_{k-1}} \quad (5)$$

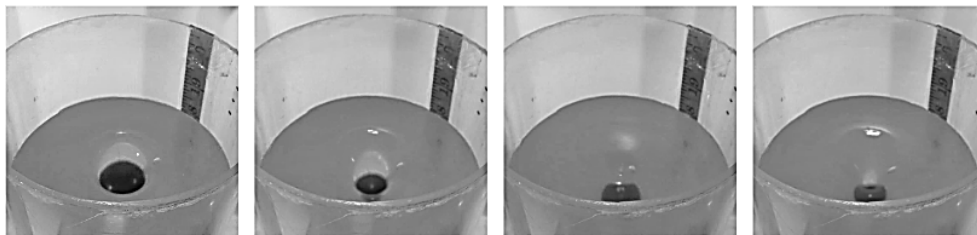
Donde  $t_k$  es el instante de tiempo en el intervalo  $0 \leq t_k \leq T$ . Finalmente, una vez terminada cada campaña experimental, se procura una intensa limpieza del recipiente para no afectar las mediciones posteriores. También se realizaron experimentos exploratorios con esferas de acero, de pequeño diámetro observando en algunos casos que éstas ni siquiera logran penetrar el medio y en otros, la caída ocurre a una velocidad extremadamente lenta haciendo inviable los plazos disponibles para esta investigación, descartando tales experimentos del presente estudio.

### 3. RESULTADOS EXPERIMENTALES

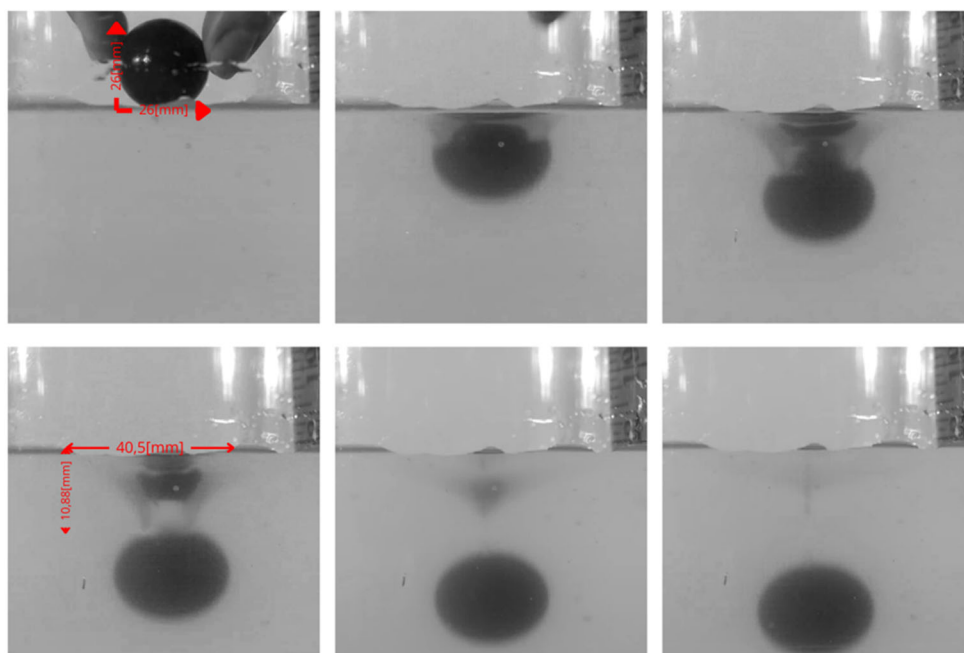
#### 3.1 Descripción cualitativa del fenómeno

Un patrón común de las caídas es la notoria cavidad que se genera tras las esferas en la fase inicial de penetración (Figuras 3 y 4). Esta cavidad deprime la superficie, adoptando una geometría cónica cuyo mayor radio ocurre en la superficie, tal como muestra la secuencia de la Figura 4. El radio de esta cavidad es más grande que el de la esfera y en algún instante logra estrangularse completamente facilitando la caída libre del objeto. La formación de esta cavidad ha sido reportada en varios estudios previos (*cf.* Akers y Belmonte, 2006). Según la literatura, la morfología de esta cavidad depende de la reología del líquido, aunque también

esta cavidad se ha observado en otro tipo de materiales blandos como el caso de medios granulares sometidos a impactos de esferas (Loranca-Ramos et al., 2015). Una vez desaparece la cavidad, el movimiento de la esfera queda determinado por el balance dinámico entre la fuerza de gravedad, la fuerza de arrastre sobre el objeto y el empuje hidrodinámico.



**Figura 3.** (vista en elevación) Distintas fases de la penetración inicial de una esfera dentro de la solución.

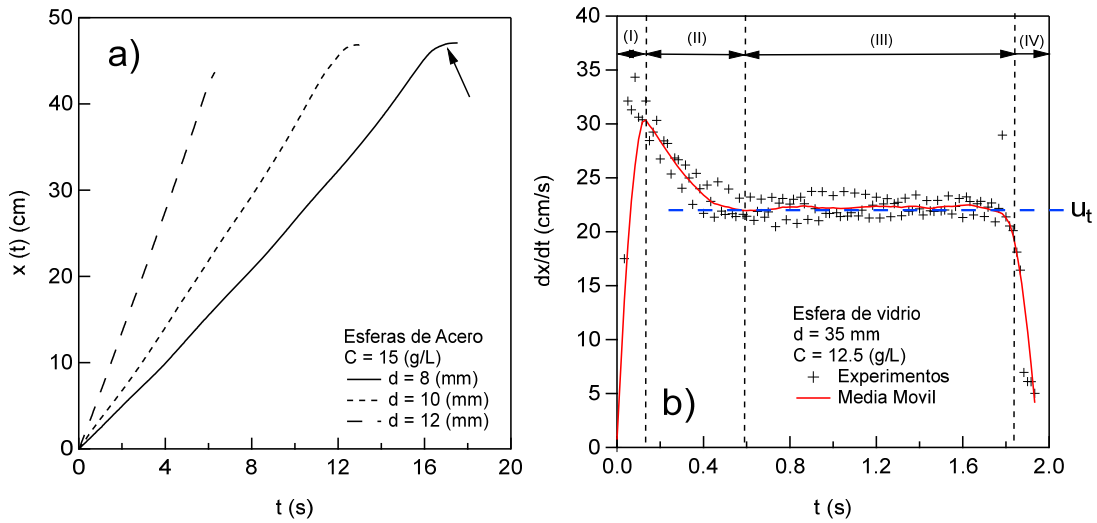


**Figura 4.** (vista frontal) Distintas fases de la penetración inicial de una esfera dentro de la solución. En esta secuencia se observa con claridad la cavidad que se genera alrededor de la esfera, hasta su estrangulamiento que se produce a una profundidad del orden del radio del objeto.

### 3.2 Trayectoria de las esferas

La Figura 5a muestra un ejemplo de las trayectorias típicamente seguidas por las esferas, para diferentes tamaños de objeto. Las líneas que aparecen en el gráfico corresponden al promedio móvil del conjunto experimental, calculadas usando una ventana de promediado adecuada. Si bien la trayectoria parece describir una línea recta en gran parte del intervalo de medición, ocurren variaciones importantes al inicio y al final de cada intervalo y también a lo largo de la curva (aunque menos perceptibles por tratarse de una función ya promediada), que se traducen en cambios importantes en la velocidad de la esfera tal como muestra la Figura 5b.

En la Figura 5b se muestran cuatro (4) regiones cinemáticas diferentes: la región (I) que da cuenta de la aceleración en la esfera durante la fase inicial de penetración, la región (II) donde el objeto sufre un retardo o desaceleración asociada a efectos de la elasticidad de la suspensión que tiende a rechazar la penetración, seguido por la zona (III) que ocurre una vez que la cavidad que encierra al objeto se estrangula completamente (ver Figura 4). La zona (IV) da cuenta de una nueva fase de desaceleración debido a la fuerza repulsiva que se genera por la cercanía de la esfera con la pared de fondo. Es importante señalar que, en general, resulta complejo lograr suspensiones perfectamente homogéneas, especialmente cuando tratamos con grandes volúmenes. Esto significa en la práctica que la esfera puede encontrar regiones durante la caída que presentan variaciones en densidad y viscosidad las que, a su vez, inducen aceleraciones y desaceleraciones del objeto.



**Figura 5. a)** Posición vertical,  $x(t)$ , de esferas de acero de distintos tamaños en el rango  $8\text{ mm} \leq d \leq 12\text{ mm}$  y para la concentración  $c = 15\text{ g/L}$ . La flecha indica los efectos que el fondo del recipiente causa sobre la trayectoria; **b)** Velocidad de caída vertical  $dx/dt$  para una esfera de vidrio, para una concentración  $c = 12.5\text{ g/L}$ . Se muestran las 4 fases características del proceso de caída. La línea horizontal segmentada es el valor medio del conjunto de datos en la zona III, considerada como *velocidad de sedimentación*  $u_t$ .

### 3.3 Velocidad terminal de las esferas

Apoyándonos en el comportamiento observado en la Figura 5b, es la zona (III) la que concentra las estimaciones de la velocidad terminal ( $u_t$ ). Esta velocidad corresponde al promedio simple de los datos que forman esa zona. Con ello, la tasa media de corte se estima como  $\dot{\gamma}_m \approx u_t/d$  y la viscosidad dinámica del fluido en esa región queda dada por la siguiente expresión:

$$\eta_m = m(\dot{\gamma}_m)^{n-1} = m\left(\frac{u_t}{d}\right)^{n-1} \quad (6)$$

Donde  $m, n$  son los parámetros reológicos determinados en la Tabla 1. La ecuación (6) se ha usado como valor de referencia tanto para el cálculo de la velocidad de Stokes  $u_{St}$ , como para el número de Reynolds en la fase terminal que se puede estimar del modo siguiente:

$$Re = \frac{\rho u_t d}{\eta_m} \quad (7)$$

Donde  $\rho$  es la densidad de la suspensión, que también se evalúa para cada concentración. Con todo lo anterior, la Tabla 3 muestra los valores de las velocidades características  $u_{St}$  y  $u_t$  y el Reynolds medio del flujo para todas las esferas y concentraciones exploradas en este estudio. Salvo casos excepcionales, el Reynolds se encuentra preferentemente en el rango  $Re \ll 1$ , es decir, el rango de Stokes.

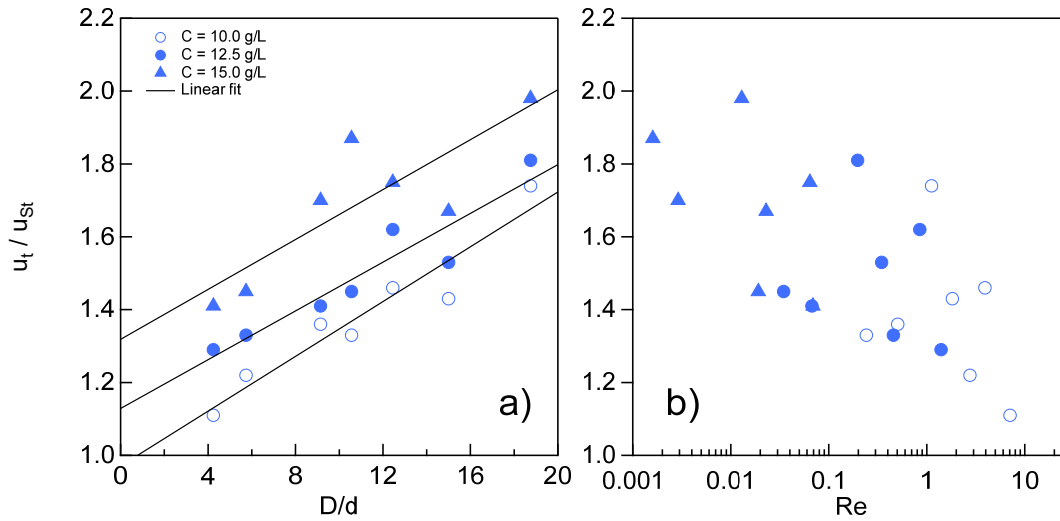
**Tabla 3.** Velocidad de sedimentación, velocidad de Stokes, viscosidad y número de Reynolds para todas las esferas, en diferentes concentraciones.

Esfera	$c$ (g/L)	$\eta_m$ (Pa·s)	$u_t$ (cm/s)	$u_{St}$ (cm/s)	$Re$
1	10.0	3.48	5.93	4.44	0.24
2	10.0	3.10	9.55	6.99	0.51
3	10.0	2.54	26.78	21.98	2.76
4	10.0	2.33	46.51	41.82	7.07
5	10.0	1.74	24.25	13.93	1.12
6	10.0	1.72	31.26	21.84	1.82
7	10.0	1.55	50.40	34.62	3.92
1	12.5	9.61	2.34	1.61	0.03
2	12.5	8.63	3.54	2.51	0.07
3	12.5	6.53	11.36	8.55	0.46
4	12.5	5.63	22.23	17.27	1.40
5	12.5	4.22	10.36	5.73	0.20
6	12.5	4.08	14.09	9.19	0.35
7	12.5	3.51	24.67	15.27	0.85
1	15.0	50.41	0.57	0.31	0.00
2	15.0	45.96	0.80	0.47	0.00
3	15.0	33.33	2.43	1.67	0.02
4	15.0	26.58	5.16	3.66	0.07
5	15.0	17.29	2.77	1.40	0.01
6	15.0	16.54	3.78	2.27	0.02
7	15.0	13.32	7.05	4.03	0.06

La Figura 6a muestra la relación entre la velocidad terminal normalizada  $u_t/u_{St}$  versus la relación de aspecto  $D/d$  y la Figura 6b versus el número de Reynolds. En ambos casos la dispersión de datos es significativa, efecto al que confluyen varios factores ya anticipados a lo largo del texto. A pesar de ello, es posible trazar ajustes lineales a los tres conjuntos de datos que se pueden describir empíricamente en la forma:

$$\frac{u_t}{u_{St}} = \alpha + \beta \left( \frac{D}{d} \right) \quad (7)$$

Donde  $\alpha, \beta$  son parámetros sin dimensiones que dependen de la concentración y que varían en los rangos  $0.97 \leq \alpha \leq 1.32$  y  $0.033 \leq \beta \leq 0.038$ , respectivamente. Notemos que cuando  $D/d$  se reduce, también lo hace el parámetro  $u_t/u_{St}$ , consecuencia de efectos de cercanía a las paredes laterales del recipiente. La Figura 6b muestra, en cambio, una conexión mucho menos clara de esta cantidad con el número de Reynolds.



**Figura 6.** Relación entre la velocidad de sedimentación, normalizada,  $u_t/u_{st}$  versus **a)** la razón de aspecto  $D/d$  y **b)** versus  $Re$ , para diferentes concentraciones. En el primer caso las rectas son ajustes lineales de valor de corte  $\alpha$  y pendiente  $\beta$ .

#### 4. CONCLUSIONES

En el presente estudio experimental se reportaron mediciones de la velocidad terminal de esferas grandes y pesadas en suspensiones poliméricas de carácter adelgazante sin tensión de fluencia, de manera de contribuir a problemas relacionados con el fenómeno de la sedimentación de partículas en suspensiones no-newtonianas usualmente presentes en el transporte de fluidos mineros, el acarreo de sólidos en desastres naturales o la modelación de procesos químico-industriales. Nuestros resultados muestran que la evolución de la velocidad muestra transiciones bien marcadas, desde un régimen dominado por efectos viscoelásticos iniciales hasta un régimen terminal estable con números de Reynolds muy bajos ( $Re \ll 1$ ). Por un lado, las correlaciones empíricas reflejan que la razón  $u_t/u_{st} > 1$ , es decir, la expresión de Stokes subestima la predicción de la velocidad terminal para fluidos adelgazantes; por otro lado, se determinó una dependencia lineal de esta razón con la relación de aspecto  $D/d$ , cuyos parámetros de ajuste se relacionan estrechamente con la concentración del polímero.

En resumen, la integración de mediciones reológicas detalladas, junto a la aplicación de técnicas simples de fotogrametría permitió construir una metodología robusta para medir la dinámica de sedimentación en un régimen de baja inercia en un fluido complejo. Será menester de trabajos futuros complementar esta información con mediciones detalladas del flujo alrededor del objeto y la aplicación de métodos de velocimetría como es el caso de PIV, para caracterizar tanto el campo de velocidad local, como los esfuerzos de corte que es posible estimar a través de ello.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo entregado por la Dirección de Investigación de la PUCV a través del fondo especial *Puntaje de Corte 210.703/2024*. Los autores agradecen también el soporte técnico entregado por Claudio Bascone (PUCV) durante el desarrollo del estudio, como también las facilidades otorgadas por Aldo Tamburrino (U. de Chile/AMTC) para acceder a un equipo de reometría rotacional.

## REFERENCIAS

Arigo, M., McKinley, G. (1995). An experimental investigation of negative wakes behind spheres settling in a shear-thinning viscoelastic fluid. *Rheologica Acta*, 34(1), 48–59.

Akers, B., Belmonte, A. (2006). Impact dynamics of a solid sphere falling into a viscoelastic micellar fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 135(2-3), 97-108.

Betancourt, F., Concha, F., Uribe, L. (2015). Settling velocities of individual spherical particles in Power-Law non-Newtonian fluids. *International Journal of Mineral Processing*, 143, 125-130.

Blackery, J., Mitsoulis, E. (1997). Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 70(1-2), 59-77.

Chhabra, R., Uhlherr, P., Ng, K. (2006). Bubbles, drops, and particles in non-Newtonian fluids. CRC Press, 2nd ed.

Couarraze, G., Grossiord, J.L. (2000) *Introduction to Rheology*. 3rd Edition, Lavoisier.

Datt, C., Elfring, G. (2018). Dynamics and rheology of particles in shear-thinning fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 262, 107-114.

Despeyroux, A., Ambari, A., Richou, A. (2011). Wall effects on the transportation of a cylindrical particle in power-law fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 166(19-20), 1173-1182.

Freire, D., Sarasúa, L., Vernet, A., Varela, S., Usera, G., Cabeza, C., Martí, A. (2019). Separation regimes of two spheres falling in shear-thinning viscoelastic fluids. *Physical Review Fluids*, 4(2), 023302.

Graham, D., Jones, T. (1994). Settling and transport of spherical particles in power-law fluids at finite Reynolds number. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 54, 465-488.

Joseph, D., Liu, Y. (1995). Motion of particles settling in a viscoelastic fluid. In *Proceedings of the Second International Conference on Multiphase Flow*, Kyoto, Japan (pp. 1-9).

Loranca-Ramos, F. E., Carrillo-Estrada, J., Pacheco-Vázquez, F. (2015). Craters and granular jets generated by underground cavity collapse. *Physical Review Letters*, 115(2), 028001.

Mezger, T. (2020). *The Rheology Handbook: for users of rotational and oscillatory rheometers*. European Coatings.

Mitsoulis, E. (2004). On creeping drag flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder: wall effects. *Chemical Engineering Science*, 59(4), 789-800.

Murch, W., Shaqfeh, E. (2020). Collective effects in the sedimentation of particles in a viscoelastic fluid. *Physical Review Fluids*, 5(7), 073301.

Stokes, G. (1851) On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, Part II, 9, 8-106.

Whorton, J., Jones, T., Russell, J. (2025). Particle settling in a shear-thinning, viscoelastic fluid in the presence of wall effects. *Scientific Reports*, 15, Article 87742

Yang, B., Khomami, B. (1999). Simulations of sedimentation of a sphere in a viscoelastic fluid using molecular-based constitutive models. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 82(2–3), 429–452