



**HAL**  
open science

# Transporte y dispersión de un soluto en un flujo de suspensiones

Yanina Lucrecia Roht

► **To cite this version:**

Yanina Lucrecia Roht. Transporte y dispersión de un soluto en un flujo de suspensiones. Reactive fluid environment. Université Paris Saclay (COmUE); Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ingeniería, 2017. Español. NNT: 2017SACLS065 . tel-01516789

**HAL Id: tel-01516789**

**<https://theses.hal.science/tel-01516789>**

Submitted on 2 May 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2017SACLS065

THÈSE DE DOCTORAT  
DE LA  
UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
ET DE  
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY  
PRÉPARÉE À LA  
FACULTAD DE INGENIERÍA-UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
ET À L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE N° 579  
**Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences (SMEMAG)**  
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides

Par

**Mlle Yanina Lucrecia Roht**

Transport et dispersion d'un traceur dans un écoulement de suspensions oscillant

**Thèse présentée et soutenue à Buenos Aires, le 27 Mars 2017.**

**Composition du Jury :**

M. Mauricio Chocrón	Professeur, Université de Buenos Aires	Président
M. German Drazer	Professeur, The State University of New Jersey	Président et Rapporteur
Mme Susana Larrondo	Professeure, Université National de San Martín	Rapporteur
M. François Lusseyran	Professeur, Université Paris Saclay	Examineur
Mme Irene Ippolito	Professeure, Université de Buenos Aires	Directrice de thèse
M. Harold Auradou	DR2, Université Paris Saclay	Directeur de thèse
M. Ricardo Chertcoff	Professeur, Université de Buenos Aires	Co-directeur de thèse



TESIS DOCTORAL

# **TRANSPORTE Y DISPERSIÓN DE UN SOLUTO EN UN FLUJO DE SUSPENSIONES**

AUTOR

**ING. YANINA LUCRECIA ROHT**

DIRECTORES DE TESIS

**DRA. IRENE IPPOLITO – FIUBA  
DR. HAROLD AURADOU – PARIS SACLAY  
DR. ING. RICARDO CHERTCOFF – FIUBA**

JURADO DE TESIS

**DR. GERMAN DRAZER – RUTGERS  
DR. FRANÇOIS LUSSEYRAN – PARIS SACLAY  
DRA. ING. SUSANA LARRONDO – UNSAM  
DR. MAURICIO CHOCRÓN – FIUBA**

LUGAR DE TRABAJO

**DEPARTAMENTO DE FÍSICA, FACULTAD DE INGENIERÍA – UBA, EN COTUTELA  
INTERNACIONAL CON FRANCIA Y EN EL MARCO DE LA BECA DOCTORAL PERUILH  
FIUBA.**

**FACULTAD DE INGENIERÍA – UNIVERSIDAD DE BUENOS  
AIRES**

**BUENOS AIRES, 27 DE MARZO DE 2017**

# Agradecimientos

---

Agradezco:

A mis padres, por estar siempre y acompañarme durante todos estos últimos años de idas y vueltas entre Buenos Aires y Francia realizando esta tesis cotutelada.

A mi directora de tesis, Irene, por su confianza, por ofrecerme realizar esta tesis, por sus consejos, enseñanzas y sobre todo por su disposición constante durante todo el transcurso.

A mi co-director, Ricardo, por estar siempre cerca para discutir cualquier duda y puntualmente por aceptarme cuando invadí su oficina y me instalé.

A ambos muchas gracias, por su ayuda y orientación cada vez que los necesite. Por confiar en mí y acompañarme en este crecimiento.

A Harold, mi co-director francés, por aceptar formar parte de esta cotutela y trabajar juntos en esta tesis.

A Jean Pierre, un director más aunque no exista un título que lo indique, gracias por todo el tiempo invertido en esta tesis. Gracias por abrir las puertas de tu olvidado laboratorio y ponerlo completamente a mi disposición para trabajar cada vez que fui a París.

A ambos quiero agradecerles por todo lo que hicieron para que mis estadías en París fueran lo mejor posible.

A los cuatro quiero agradecerles por todo el tiempo y dedicación que pusieron en esta tesis. Desde los proyectos para los diferentes montajes experimentales hasta la corrección del manuscrito final.

A Irene y Jean Pierre, quiero agradecerles por la energía y el tiempo que invirtieron ayudándome a organizar, ordenar y entender toda la información que posee esta tesis.

A toda la gente, tanto del GMP como de FAST, donde trabajé durante estos últimos años. Gracias por su compañía, por los mates y el grato ambiente.



A todo aquel que durante estos últimos (casi) cinco años estuvo, pasó, o se quedó, escuchando mis miedos, incertidumbres, incertezas... También, a todos aquellos que alguna vez intentaron entender qué es lo que hago.

A todos los que de diferentes maneras me acompañaron cada vez que estuve lejos...

A los que preguntaron ¿Cuándo te vas? ¿Cuándo vuelves? ¿Y ahora, hasta cuándo estás?

Muchas gracias.

# Résumé

---

On étudie le transport et la dispersion hydrodynamique d'un traceur passif et/ou d'une suspension de particules dans une fracture de parois lisses et dans une autre avec une distribution aléatoire d'obstacles dans l'ouverture. On utilise un écoulement oscillant d'un fluide newtonien pour observer l'effet de la réversibilité du déplacement du fluide sur les phénomènes étudiés. Dans tous les cas, on quantifie l'influence des paramètres caractéristiques de l'écoulement: période  $T$  et amplitude  $A$  des oscillations, temps caractéristique  $\tau_m$  de diffusion moléculaire sur l'épaisseur, concentration et taille des particules.

Dans le cas de parois lisses, on a montré que les régimes de dispersion sont déterminés par le rapport  $\tau_m/T$  entre les temps caractéristiques. Pour les faibles valeurs  $\tau_m/T \leq 2$ , le régime de *dispersion de Taylor* est dominant et, à l'échelle globale,  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$ , ce qui montre son caractère diffusif tandis qu'aucune réversibilité n'est observée. De plus, pour  $\tau_m/T \geq 20$ , nous avons observé un régime *partiellement réversible* pour lequel le mélange reste diffusif à l'échelle globale mais où, localement, les oscillations de  $\overline{\Delta x^2}_g$  indiquent que la largeur du front diminuent quand l'écoulement change de direction.

Des simulations numériques de type Monte Carlo ont montré que, dans le régime de dispersion de Taylor ( $\tau_m/T \leq 2$ ) la distribution des particules de traceur dans la direction de l'écoulement oscille à une vitesse constante avec la position en  $z$  (i.e. avec la distance aux parois). Dans le régime partiellement réversible ( $\tau_m/T \geq 20$ ) la distribution des particules de traceur dans la direction de l'écoulement à une distance  $z$  donnée suit les oscillations de la vitesse locale  $v_x(z, t)$ . Dans ce cas, le coefficient de dispersion a une composante purement convective qui est **réversible**.

Dans le cas d'une cellule rugueuse, le désordre introduit par les obstacles fait apparaître, pour  $\tau_m/T \leq 0,6$ , un régime de **dispersion géométrique** où la dispersivité  $l_{d_g}$  dépend de l'amplitude des oscillations du fluide mais pas de leur période. Le *régime de dispersion de Taylor* apparaît dans un intervalle plus étroit de valeurs du rapport entre les temps caractéristiques que pour la cellule lisse:  $0,8 < \tau_m/T < 1$ ; cet intervalle dépend de l'amplitude de l'oscillation. On observe également le *régime de dispersion partiellement réversible* pour  $\tau_m/T \geq 20$ . Dans ces deux derniers régimes, la

dispersivité  $l_{d_g}$  varie suivant les mêmes lois que dans la cellule à parois lisses ce qui indique que les mécanismes qui contrôlent le mélange ne sont pas influencés par la présence des obstacles.

A l'aide de techniques complémentaires (écho et transmission), nous avons séparé les composantes irréversible et réversible de la dispersion: la seconde résulte de l'existence de canaux macroscopiques d'écoulement résultant de la géométrie de la fracture.

Ensuite, nous avons étudié l'influence sur la dispersion de la présence d'une suspension de particules de polystyrène de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre dans la cellule lisse de Hele-Shaw avec un écoulement oscillant. La mesure globale de la dispersion fait apparaître les mêmes régimes qu'en l'absence de particules: on observe de nouveau que les régimes de dispersion sont gouvernés par le rapport  $\tau_m/T$  (temps de diffusion moléculaire/période de l'oscillation). Par contre, dans le régime partiellement réversible, le coefficient de dispersion mesuré est plus faible, c'est à dire que le mélange longitudinal paraît moins efficace lorsqu'il y a des particules dans l'écoulement.

Ensuite, à l'échelle microscopique, pour compléter notre compréhension du processus de dispersion, nous avons suivi les trajectoires individuelles des particules à l'intérieur de la cellule en présence d'un écoulement oscillant. Nous avons analysé le mouvement à différentes distances dans l'épaisseur de la cellule et obtenu les distributions des vitesses. Nous avons pu observer que les particules se déplacent en suivant les lignes de courant et que leur profil de vitesse conserve la forme parabolique caractéristique des écoulements de Poiseuille. D'autre part, nous avons mesuré les distributions après un certain nombre d'oscillations et avons comparées aux distributions correspondantes à l'instant initial. Pour les grands périodes d'oscillation, nous avons observé une migration des particules vers les zones proches des parois de la cellule. Finalement, nous avons identifié des trajectoires présentant une réversibilité cinématique, vérifiant ainsi qu'il y a des particules empruntant le même chemin à l'aller et au retour des oscillations malgré les interactions avec les autres: ceci indique la faiblesse de ces interactions.

Enfin, nous avons augmenté la concentration des particules dans la suspension et observé que, dans un écoulement oscillant, la suspension se structure à l'intérieur de la cellule: on voit ainsi apparaître des bandes périodiques transverses à l'écoulement. Nous avons mesuré la variation de longueur d'onde  $\lambda$  de cette instabilité en fonction des paramètres géométriques (ouverture et largeur de la cellule, diamètre des particules);

physiques (viscosité du fluide, densité des particules) et des caractéristiques de l'écoulement (variation sinusoïdale, en signal carré,  $T$  y  $A$ ). Dans toutes les expériences nous avons observé que  $\lambda(T) \propto cte$  et que  $\lambda(A)$  augmente linéairement avec  $A$ . D'autre part, la distribution des bandes dans la cellule est indépendante aussi bien du matériau des particules que de leur diamètre; le rapport entre l'épaisseur de la cellule et le diamètre des particules doit cependant avoir une valeur minimale ( $H/d > 10$ ) pour observer l'instabilité. Les bandes ont été observées pour des concentrations de particules variant entre 25 y 37 % mais  $\lambda$  est indépendante de cette concentration. En faisant varier l'épaisseur  $H$  entre 0,3 y 1 mm avec des particules de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre, nous avons observé que  $\lambda \sim 2H$ . A l'échelle locale, nous avons observé que l'instabilité correspond à des variations de la concentration des particules moyennée sur l'épaisseur de la cellule. Enfin, pour comprendre l'origine physique des instabilités, nous avons réalisé deux expériences complémentaires et comparé nos observations avec des travaux d'autres auteurs. Une première expérience a démontré l'absence d'effets de la sédimentation gravitaire des particules conduisant à une structuration de la suspension. Dans le second nous avons montré l'absence de ségrégation des particules dans l'épaisseur de la cellule induite par l'écoulement et qui aurait également pu faire apparaître l'instabilité.

# Resumen

---

Se estudió el transporte y dispersión hidrodinámica de un trazador pasivo y/o de una suspensión de partículas en una fractura de paredes lisas y en otra, con una distribución aleatoria de obstáculos en su espesor. Se utiliza un flujo oscilante de un fluido newtoniano, permitiéndonos observar los efectos de la reversibilidad del desplazamiento sobre el fenómeno. En todos los casos se buscó cuantificar la influencia de los parámetros característicos del flujo: el período  $T$  y la amplitud  $A$  de las oscilaciones, el tiempo característico de difusión molecular sobre el espesor  $\tau_m$ , la concentración y el tamaño de las partículas.

En el caso de paredes lisas, se puso en evidencia que los regímenes de dispersión están gobernados por la relación  $\tau_m/T$ . Se encontró que, a bajos  $\tau_m/T \leq 2$ , el régimen de *dispersión de Taylor* es dominante y, a escala global, es irreversible. Para  $\tau_m/T \geq 20$  encontramos un régimen *parcialmente reversible* donde la mezcla continúa siendo difusiva a escala global; sin embargo, localmente, las simulaciones numéricas de tipo Monte Carlo mostraron que la distribución de partículas de trazador en el espesor sigue las oscilaciones de la velocidad local  $v_x(z, t)$ . En este caso, el coeficiente de dispersión tiene una componente puramente convectiva, que es **reversible**.

En el caso de una celda rugosa, el desorden introducido por los obstáculos hizo aparecer la dispersión geométrica a  $\tau_m/T \leq 0,6$ , donde la dispersividad  $l_{d_g}$  varía con la amplitud y no depende del período de la oscilación del flujo. El *régimen de dispersión de Taylor* se detectó en un intervalo de la relación entre los tiempos característicos más estrecho que en el caso de celda lisa,  $0,8 < \tau_m/T < 1$ , este rango depende de la amplitud de la oscilación. También se encontró el *régimen de dispersión parcialmente reversible*, para  $\tau_m/T \geq 20$ , correspondiendo con lo visto previamente en la celda de paredes lisas.

Con técnicas complementarias (eco y transmisión), se aisló la componente de la dispersión irreversible de la reversible indicando la existencia de canales de flujo macroscópicos generados por la geometría de la fractura.

Luego, se estudió el efecto sobre la dispersión por la presencia de una suspensión de partículas de poliestireno de  $40 \mu m$  de diámetro, en la celda de Hele-Shaw lisa, con un

flujo oscilante. En la medida global de la dispersión, se encontraron básicamente los mismos regímenes que en la celda lisa poniendo en evidencia nuevamente que los regímenes de dispersión están gobernados por la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$  (tiempo de difusión molecular/período de la oscilación).

Luego, en una escala microscópica, para terminar de comprender lo que sucede en el fenómeno de dispersión, se realizó el seguimiento de las trayectorias individuales de las partículas dentro de la celda sometidas a un flujo oscilante. Se analizó el movimiento en diferentes capas del espesor y se obtuvieron las distribuciones de velocidades. Se pudo observar que, las partículas se mueven siguiendo las diferentes líneas de corriente y su perfil de velocidades mantiene la forma parabólica característica de Poiseuille. Por otro lado, se observaron las distribuciones luego de un determinado número de oscilaciones y se lo comparó con la correspondiente al tiempo inicial, encontrándose, a períodos altos de oscilación, una migración de partículas hacia las zonas cercanas a las paredes de la celda. Finalmente, se aislaron las trayectorias que presentan reversibilidad cinemática, comprobando que hay partículas que van y vienen por el mismo camino, aún en presencia de interacciones débiles entre ellas.

Por último, se aumentó la concentración de partículas presentes en la suspensión y se observó que, con un flujo oscilante, la suspensión dentro de la celda se estructura formando bandas periódicas transversales al flujo. Se caracterizó la dependencia de la longitud de onda  $\lambda$  de esta inestabilidad en función de parámetros geométricos (apertura y ancho de la celda, diámetro de partículas); físicos (viscosidad del fluido, densidad de las partículas) y geometría de flujo (sinusoidal, onda cuadrada,  $T$  y  $A$ ). Se encontró que: para cada espesor de la celda, diferente diámetro y densidad de las partículas, viscosidades del fluido,  $\lambda$  resulta constante con  $T$  y aumenta linealmente con  $A$ . Localmente, se observó que la inestabilidad corresponde a variaciones de la concentración de las partículas en el espesor de la celda.



# Summary

---

We study the transport and the hydrodynamical dispersion of a passive tracer and/or a suspension of non-Brownian particles in two model fractures with smooth walls or a random distribution of obstacles in the aperture. We use an oscillating flow of a Newtonian fluid in order to study the effects of the reversibility of the displacement on dispersion. We characterize quantitatively the effects of the characteristic parameters of the flow: period  $T$  and amplitude  $A$  of the oscillations, and characteristic time  $\tau_m$  of molecular diffusion across the thickness of the cell.

In the case of smooth walls, we show that the dispersion regimes are determined by the value of the ratio  $\tau_m/T$ . For  $\tau_m/T \leq 2$ , the *Taylor dispersion* mechanism is dominant and irreversible at the global scale. For  $\tau_m/T \geq 20$ , one has a *partly reversible* regime in which mixing remains diffusive at the global scale but, locally, the distribution of the particles in the thickness of the cell follows the oscillations  $v_x(z, t)$  of the local velocity. In this case, there exists a purely convective and *reversible* dispersion component.

In the case of a cell with rough walls, flow disorder due to the obstacles results in a geometrical dispersion component when  $\tau_m/T \leq 0,6$ , for which the dispersivity normalized by the amplitude  $l_d/A$  does not depend on the period  $T$ . The *Taylor dispersion regime* is observed in a range  $0,8 \leq \tau_m/T \leq 1$  depending on the amplitude of the oscillation. When  $\tau_m/T \geq 20$ , one obtains the *partly reversible dispersion regime* already observed previously for the smooth cell. Comparing these results to those obtained by complementary techniques (echo and transmission) allows us to separate the irreversible component of dispersion from the reversible one associated to macroscopic preferential flow channels due to the fracture geometry.

The influence on dispersion of a suspension of  $40 \mu\text{m}$  diameter non Brownian particles in the oscillating flow has then be studied in the cell with smooth walls. The global tracer dispersion measurements have shown the same dispersion regimes than without particles with domains of existence determined, like in this latter case, by the value of the ratio  $\tau_m/T$ .



In order to understand better the origin of these results at the microscopic scale, we tracked the individual trajectories of the particles in an oscillating flow. Their motion and the distribution of their velocities have been measured in several layers at different distances from the walls in the cell thickness. The particles are observed to follow the flow lines; the profile of their velocities in the thickness displays the parabolic shape of a Poiseuille profile. Moreover, we compared the distribution of the particles after a certain number of oscillations to those at the initial time and observed, for long periods  $T$ , a migration of the particles towards the vicinity of the cell walls. Moreover, the motion of some particles display a kinematic reversibility and follow the same trajectory for both directions of the flow, even when there are interactions with the others.

Finally, when the concentration of the particles is increased, one observes a structuration of the suspension into bands perpendicular to the flow. The wavelength  $\lambda$  of this instability has been studied as a function of geometrical (thickness  $H$  and width of the cell, particle diameter) and physical parameters (viscosity and density of the fluid, particle density) and of the characteristics of the flow (sine or square wave variation of the flow, amplitude  $A$  et period  $T$ ). The normalized wavelength  $\lambda/H$  increases linearly with the normalized amplitude  $A/H$  but is constant with  $T$  and  $H$  and with the particle diameter. At the local level, the instability corresponds to periodic variations of the particle concentration along the length of the cell which extend across its whole thickness  $H$ .

# Prólogo

---

Las formaciones geológicas fracturadas pueden ser encontradas en numerosos sitios en todo el planeta. Se entiende por fractura todo tipo de fisuras, rupturas o fallas generadas en la roca, más allá del evento geológico que les dio origen, orientación y características específicas. Una fractura única está constituida por el espacio vacío delimitado entre dos superficies, generalmente rugosas. Las propiedades estructurales de los medios fracturados, porosos o no, dependerán fuertemente de la escala de longitud considerada. Estas escalas juegan un rol crítico en las propiedades del transporte de flujos a través de los mismos. Además, podemos encontrar estructuras artificiales de diferentes tamaños con fracturas o conductos hidráulicos de geometrías similares a las de las rocas, en ingeniería civil, ingeniería química y microfluídica, entre otros.

El objetivo de este estudio es comprender las leyes que gobiernan el transporte y dispersión de solutos (contaminantes) y/o partículas en un flujo oscilante en medios fracturados (o similares) con diferentes geometrías. Una de las grandes motivaciones de la elección de flujos oscilantes, es estudiar si es posible obtener mezclas similares a las de un flujo que recorre grandes distancias, simplemente oscilando el flujo periódicamente. De esta forma, se introducirán nuevos parámetros de control como la amplitud y el período de la oscilación. Asimismo, a muy bajos números de Reynolds, los flujos son teóricamente reversibles. Es decir, al trabajar con un desplazamiento oscilante, necesariamente debemos analizar cómo será la reversibilidad del trazador transportado. Por ejemplo, si los fluidos se mezclan durante medio período de la oscilación, una parte de la mezcla se anulará durante el siguiente medio período. Entonces, la reversibilidad de los procesos de mezcla involucrados será analizada durante el transcurso de todo el trabajo, y podrá ser la responsable de diferentes comportamientos. Distintos factores como: la pulsación u oscilación del flujo, el desorden y las heterogeneidades del medio, la difusión molecular, la presencia de partículas en suspensión, las reacciones químicas, etc., podrán contribuir adicionalmente al fenómeno de dispersión.

El estudio de estos fenómenos resulta de gran interés en variados campos de la ciencia y la tecnología, algunos ejemplos son:

### ❖ **Explotación de reservorios geotérmicos y almacenamiento de calor**

La geotermia artificial es una importante fuente de energía alternativa. Para su obtención, se inyecta agua a temperatura ambiente en el subsuelo terrestre, obteniendo vapor de agua mientras el fluido es transportado a través de las fracturas calientes presentes en las rocas, que aportan el calor proveniente de la corteza terrestre.

### ❖ **Explotación de petróleo y/o gas**

En el caso particular del petróleo y/o gas que se encuentra en rocas madres con muy baja permeabilidad, será necesario realizar una fracturación de las mismas para poder realizar la explotación. Para optimizarla es muy importante conocer las propiedades de flujo y transporte en las fracturas que se generarán.

### ❖ **Contaminación desde repositorios de desechos radioactivos o químicos**

Se suele utilizar el subsuelo terrestre con entornos rocosos altamente impermeables para el almacenamiento de los desechos radioactivos; sin embargo, durante la evolución geológica estos sitios pueden fracturarse permitiendo el transporte de contaminantes. Conocer y caracterizar este proceso será de crucial interés para evaluar las consecuencias de este tipo de almacenaje.

### ❖ **Micromezcladores**

En otra escala de magnitud, podremos mencionar los micromezcladores. Actualmente se busca que los sistemas analíticos sigan una filosofía de química verde y además, sean portátiles, tipo “lab-on-a-chip”, orientados en la reducción de cantidad de reactivos, desechos y tiempo de análisis, de forma tal de tener un menor consumo de energía. Por lo cual, será de gran interés conocer, caracterizar y estudiar si es posible, efectivizar la mezcla en este tipo de canales micrométricos con un flujo oscilante.

### ❖ **Acuíferos**

Existen acuíferos subterráneos que suelen estar constituidos en zonas con fracturas rocosas, de forma similar a los reservorios de petróleo y geotermia. Actualmente, su explotación no presenta una gran importancia aunque en el futuro, ellos serán de interés en todo el planeta, para la obtención de agua potable.

En otro orden de ideas, los acuíferos costeros merecen una atención particular: la gran masa de agua dulce se encuentra en un medio poroso tridimensional que posee una inclusión de agua salada proveniente del mar; ambas se pondrán en contacto, generando

un frente de mezcla sometido a un flujo oscilante controlado por el movimiento de las mareas. Estudiar y caracterizar el proceso de mezcla en estos medios, será de gran importancia para conocer y poder identificar donde es posible obtener agua apta para el consumo humano.

Comenzaremos este trabajo presentando los elementos teóricos necesarios para la comprensión de los diferentes fenómenos estudiados durante el transcurso del estudio; además, se introducen los resultados existentes en la bibliografía.

La dispersión hidrodinámica, es decir, el esparcimiento de un trazador transportado por un flujo, resultará de la combinación entre la difusión del soluto y las variaciones espaciales y/o temporales de la velocidad local de su desplazamiento; por lo tanto, será función del tipo de flujo, de la geometría del medio y de las propiedades de los fluidos. Con esta definición en mente, se puede considerar a la dispersión hidrodinámica como una forma particular de mezclar un soluto, en presencia de un flujo. En el caso de fracturas (con paredes lisas o rugosas), las condiciones básicas que conducen a la mezcla serán: un perfil de velocidad transversal no uniforme entre las paredes y/o con variaciones de velocidad en el plano de la fractura, y un gradiente de concentración del soluto no nulo. En el capítulo 2 estudiaremos la dispersión hidrodinámica de un trazador pasivo (sin reacción química) en un flujo oscilante de un fluido newtoniano, en una fractura modelo simple: una celda de paredes lisas con una apertura constante. Buscaremos responder diferentes cuestiones: ¿Cuáles serán los diferentes mecanismos que controlan la dispersión? ¿Se modifica la dispersión de Taylor por la presencia de un flujo oscilante? ¿Aparecen efectos reversibles? Si el tiempo característico de la dispersión de Taylor es  $\tau_m$ : tiempo de difusión molecular en el espesor de la celda, y  $T$ : el período de la oscilación del flujo. ¿Cómo será la influencia de la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$  sobre la dispersión hidrodinámica?

Luego, en el capítulo 3, trabajaremos con una estructura más realista del medio: con presencia de heterogeneidades. A partir de una distribución aleatoria de obstáculos entre las paredes de la celda, induciremos variaciones de la velocidad en el plano de la fractura. Se buscará entender: ¿cómo es el desorden del campo de velocidades en presencia de los obstáculos? ¿Cuál es la influencia sobre la dispersión hidrodinámica? ¿Se encontrará un mecanismo de dispersión geométrica controlada por la distribución

de los obstáculos en el medio? ¿Será similar al encontrado en medios porosos tridimensionales desordenados? ¿Se verá también este mecanismo cuando el flujo oscila? Además, nos interesa estudiar la eficiencia, la reversibilidad e irreversibilidad de la mezcla en este sistema más complejo.

En cuanto al flujo de fluidos en fracturas, el primer fluido a considerar en sistemas geológicos es naturalmente agua o soluciones acuosas, de carácter newtoniano. Existen muchas otras situaciones de flujo en el subsuelo terrestre: los fluidos que contienen sustancias disueltas (solutos) transportan también partículas en suspensión. Esta problemática será tema de estudio, en el capítulo 4: incorporaremos partículas, no-Brownianas de 40  $\mu\text{m}$  de diámetro, en suspensión en la solución newtoniana utilizada previamente. Trabajaremos nuevamente en la celda de paredes lisas y apertura constante, para la cual tenemos una referencia conocida sin partículas (capítulo 2). En una primera parte, mediremos la dispersión hidrodinámica del trazador, preguntándonos: ¿La presencia de partículas aumenta, o no, la dispersión del trazador? Y en una segunda parte, analizaremos el movimiento de las partículas a un nivel microscópico. Estudiaremos las trayectorias individuales de las partículas para comprender el aporte, si existe, al fenómeno de dispersión. ¿Será reversible el movimiento de las mismas?.

Por último, en el capítulo 5, aumentaremos la concentración de partículas presentes en la suspensión de forma tal de incrementar las interacciones entre ellas y, posiblemente, inducir un desorden del flujo, estudiaremos qué sucede en estas condiciones. ¿El flujo oscilante podrá generar estructuras o heterogeneidades de las suspensiones? ¿Aparecerán nuevos efectos relacionados con la interacción entre las partículas?

Las diferentes experiencias presentadas a lo largo de este trabajo, se llevaron a cabo entre el laboratorio del Grupo de Medios Porosos, de la Facultad de Ingeniería, de la Universidad de Buenos Aires y el laboratorio Fluides, Automatique et Systèmes Thermiques de la Universidad de Paris Sud-Saclay, Francia.

# Glosario

---

$\mu$	Viscosidad
$\rho$	Densidad
$\nu$	Viscosidad cinemática
$P$	Presión
$\phi$	Concentración de partículas
$\tau_m$	Tiempo característico de difusión molecular
$\tau_c$	Tiempo característico de convección
$\tau_v$	Tiempo de difusión viscoso
$t$	Tiempo
$Pe$	Número de Peclet
$Re$	Número de Reynolds
$Sc$	Número de Schmidt
$D_m$	Coefficiente de difusión molecular
$D$	Dispersión
$l_d$	Dispersividad
$U$	Velocidad media
$v$	Velocidad instantánea
$A$	Amplitud
$A_m$	Amplitud másica
$A_{cc}$	Amplitud pico a pico

$A_{ccb}$	Amplitud pico a pico de la bomba
$T$	Período
$T_b$	Período de la bomba
$q$	Caudal
$L$	Longitud
$W$	Ancho
$H$	Espesor
$D$	Diámetro de geometría cilíndrica
$d$	Diámetro de partículas
$\lambda$	Longitud de onda

# Índice

---

Estado del arte .....	6
1.1 Introducción.....	6
1.2 Dispersión hidrodinámica.....	6
1.2.1 Ecuaciones de la dispersión: ley de Fick .....	7
Escala microscópica .....	7
Pasaje a la escala macroscópica.....	8
1.2.2 Principio de la medición .....	10
1.2.3 Mecanismos de dispersión.....	12
Difusión molecular .....	12
Dispersión de Taylor .....	12
Dispersión geométrica .....	15
1.4 Reversibilidad.....	16
1.4.1 Experiencia de Taylor.....	17
1.4.2 Reversibilidad de la dispersión de trazadores.....	18
Dispersión de Taylor: irreversibilidad vs reversibilidad .....	18
Reversibilidad vs irreversibilidad en medios porosos .....	22
1.5 Suspensión de partículas.....	24
1.5.1 Interacciones.....	24
1.5.2 Migración: flujo unidireccional .....	25
1.5.3 Migración: flujo oscilante.....	26
1.5.4 Transporte y dispersión .....	28
Dispersión hidrodinámica con un flujo oscilante en una celda lisa.....	29
2.1 Dispositivo experimental.....	29
2.2 Fluidos utilizados.....	32
2.3 Procedimiento experimental .....	34



2.3.1 Condición inicial de las experiencias .....	34
2.3.2 Adquisición de imágenes.....	34
2.3.3 Registro de la balanza.....	36
2.4 Análisis de imágenes .....	37
2.4.1 Técnica de transmisión de luz .....	37
2.4.2 Curva de calibración.....	39
2.5 Dispersión con flujo oscilante .....	42
2.5.1 Obtención de $\overline{x_g}$ y $\overline{\Delta x_g^2}$ .....	42
2.5.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d_g}$ .....	47
2.5.3 Oscilaciones locales de $\overline{\Delta x_g^2}$ .....	52
2.6 Simulación numérica .....	54
2.6.1 Método de Monte Carlo 2D.....	54
2.6.2 Estudio del tiempo total necesario para obtener un régimen estacionario ....	57
2.6.3 Dispersividad global $l_{d_g}$ numérica.....	59
2.6.4 Estudio de la distribución de partículas en el espesor .....	63
2.7 Transición entre los regímenes.....	67
2.8 Conclusiones y perspectivas.....	73
Dispersión hidrodinámica en una celda con obstáculos .....	76
Introducción.....	76
3.1 Metodología experimental.....	79
3.1.1 Dispositivo experimental.....	79
3.1.2 Fluido utilizado.....	82
3.1.3 Llenado y condición inicial de las experiencias .....	82
3.1.4 Adquisición de imágenes y registro de la balanza.....	82
3.2 Análisis de imágenes .....	83
3.2.1 Curva de calibración.....	84
3.3 Dispersión con flujo oscilante .....	87

3.3.1 Obtención de $\overline{x_g}$ y $\overline{\Delta x_g^2}$ .....	88
3.3.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d_g}$ .....	92
3.4 Experiencias en transmisión .....	98
3.4.1 Obtención de $\overline{t_g}$ y $\overline{\Delta t_g^2}$ .....	98
3.4.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d_g}$ .....	101
3.5 Experiencias utilizando la técnica de eco .....	104
3.5.1 Perfiles de $\overline{x_g}$ y $\overline{\Delta x_g^2}$ .....	105
3.5.2 Obtención de $D_{eco}$ .....	107
3.5.3 Velocidad local: $V_x$ .....	108
3.6 Conclusiones.....	113
Dispersión hidrodinámica con una suspensión oscilante: análisis macroscópico y microscópico.....	116
4.1 Dispersión hidrodinámica en una suspensión de partículas .....	117
4.1.1 Dispositivo, metodología experimental y fluidos utilizados .....	117
4.1.2 Obtención de $\overline{x}$ , $\overline{\Delta x^2}$ y $l_{d_g}$ .....	118
4.1.3 Análisis local de las variaciones temporales de $\overline{x}$ y $\overline{\Delta x^2}$ .....	123
4.2 Estudio microscópico .....	125
4.2.1 Dispositivo experimental.....	125
4.2.2 Procedimiento experimental.....	126
4.2.3 Adquisición de imágenes.....	126
4.2.4 Análisis de imágenes .....	128
4.2.5 Análisis a partir del seguimiento de las partículas .....	129
4.2.6 Distribuciones de velocidades medias en diferentes cortes del espesor.....	130
4.2.7 Distribuciones de velocidades medias a diferente número de oscilaciones	141
4.2.8 Trayectorias de las partículas en diferentes cortes .....	144
4.2.9 Reversibilidad cinemática .....	149

4.3 Conclusiones.....	151
Estructuración de suspensiones concentrada en celdas de Hele-Shaw.....	153
5.1 Dispositivo y metodología experimental.....	154
5.1.1 Dispositivo.....	154
5.1.2 Suspensiones.....	156
5.1.3 Condición inicial de las experiencias .....	159
5.1.4 Procedimiento experimental .....	160
5.2 Análisis de imágenes .....	161
5.2.1 Videos en régimen estacionario.....	162
5.2.2 Determinación de la longitud de onda de la inestabilidad: $\lambda$ .....	168
5.2.3 Determinación de la amplitud y el período de oscilación de las bandas formadas en la celda: $A_{cc}$ , $T$ .....	172
5.3 Geometría de la inestabilidad .....	176
5.4 Relación entre los parámetros impuestos por la bomba y los medidos en las experiencias .....	180
5.5 Influencia de los parámetros experimentales sobre la longitud de onda característica.....	185
5.5.1 Influencia de la concentración de partículas: $\phi$ .....	185
5.5.2 Influencia del espesor de la celda $H$ .....	188
5.5.3 Influencia del material de las partículas .....	192
5.5.4 Influencia del diámetro $d$ de las partículas en suspensión.....	193
5.5.5 Influencia de la longitud $L$ de la celda.....	195
5.5.6 Efecto de la forma de la oscilación impuesta .....	196
5.5.7 Influencia de la viscosidad .....	203
5.6 Discusiones y perspectivas .....	205
5.6.1 Influencia de la geometría .....	205
5.6.2 Influencia del fluido y el flujo oscilante.....	206
5.6.3 Origen de la inestabilidad.....	206

Diferencia de densidad .....	207
Segregación .....	209
Conclusiones generales y perspectivas .....	213
Anexo I: Saturación de la técnica de transmisión de luz .....	218
I.1 Técnica de transmisión de luz: calibración .....	218
I.2 Limitación de la técnica para concentraciones altas .....	219
Bibliografía .....	223

# Capítulo 1

## Estado del arte

---

### 1.1 Introducción

En este primer capítulo, se introducirán las nociones básicas que serán necesarias para la comprensión del estudio desarrollado a lo largo de esta tesis. Inicialmente, desarrollaremos el concepto de dispersión, describiendo los fenómenos físicos involucrados y los diferentes mecanismos, con sus correspondientes rangos de validez. Seguidamente, expondremos la noción de reversibilidad, junto con los resultados aportados por diferentes autores. Finalmente, se presentaran las suspensiones de partículas y, más específicamente, algunos de sus comportamientos cuando se las somete a un flujo.

### 1.2 Dispersión hidrodinámica

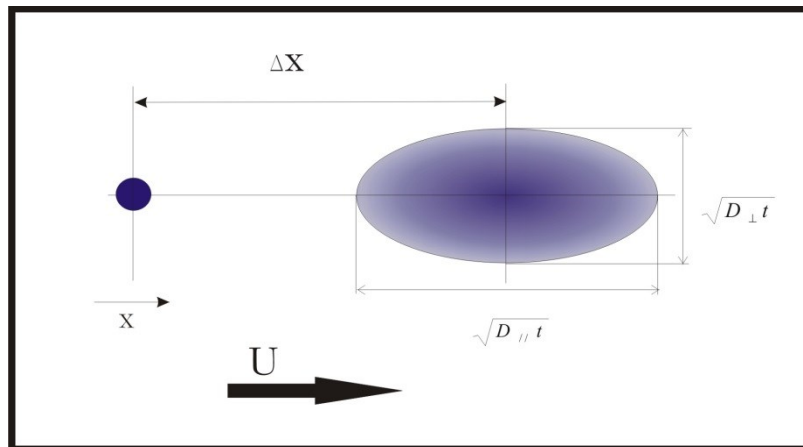
La dispersión hidrodinámica de un trazador ideal, sin interacción fisico-química con un medio poroso, es un proceso que surge de la combinación de los efectos de la velocidad de flujo local y de la difusión molecular [1, 2]. El análisis de este fenómeno constituye una herramienta potente para caracterizar la estructura interna del campo de velocidades resultante cuando el medio posee una geometría compleja.

El proceso de dispersión se puede estudiar de manera práctica siguiendo la evolución de la concentración de un trazador, en un flujo estacionario dentro de un medio.

Supongamos que inyectamos una gota de un trazador pasivo, inicialmente localizado en un pequeño volumen, en un fluido que se desplaza a través de un medio homogéneo con una velocidad media  $U$ . Luego, observamos cómo se convecta o es arrastrado y se esparce el trazador en el espacio y el tiempo.

En la figura 1.1 se ve la evolución de la gota de trazador, su centro de masa se desplaza a velocidad  $U$  constante. En un instante  $t$ , el tamaño de la gota resulta proporcional a  $\sqrt{t}$  [1], pero la deformación de la gota no es la misma en la dirección perpendicular ( $\sqrt{D_{\perp}t}$ ) o paralela al flujo ( $\sqrt{D_{//}t}$ ).

$D_{\perp}$  y  $D_{//}$ , se denominan respectivamente coeficientes de dispersión perpendicular (respecto a la dirección del flujo principal) y longitudinal.



*Figura 1.1: Proceso de dispersión de un trazador en un flujo estacionario de velocidad media  $U$ .*

En medios porosos, los dos coeficientes,  $D_{\perp}$  y  $D_{//}$ , dependen fuertemente de la estructura desordenada del campo de velocidad local generado entre los poros: este tipo de dependencia permite caracterizar estructuralmente al medio (por ejemplo, poner de manifiesto la presencia de heterogeneidades en el mismo).

### 1.2.1 Ecuaciones de la dispersión: ley de Fick

#### Escala microscópica

Para describir el proceso de dispersión de un trazador en un medio poroso, en una primera instancia, se utiliza una escala muy pequeña en relación con el tamaño de los poros, pero muy grande respecto a las distancias intermoleculares. En esta escala, el fluido puede ser descrito como una fase continua gobernada por las ecuaciones clásicas

de la hidrodinámica, como las de Navier Stokes, ecuación de conservación de la masa, etc.

Si  $C(\vec{r}, t)$  es la concentración local másica (masa de trazador por unidad de volumen), el flujo de trazador debido a la difusión molecular es:

$$\bar{J}_d = -D_m \bar{\nabla} C(\vec{r}, t) \quad \text{Ecuación 1.1}$$

Supongamos que  $\vec{v}(\vec{r}, t)$  es el campo de velocidades. El flujo de trazador  $\bar{J}_c$  debido a la convección dentro del fluido es:

$$\bar{J}_c = \vec{v}(\vec{r}, t) C(\vec{r}, t) \quad \text{Ecuación 1.2}$$

El flujo de masa total de trazador será la suma del flujo convectivo más el difusivo:

$$\bar{J} = \vec{v} C(\vec{r}, t) - D_m \bar{\nabla} C(\vec{r}, t) \quad \text{Ecuación 1.3}$$

Combinando esta ecuación con la de continuidad:

$$\frac{\partial C(\vec{r}, t)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \bar{J} = 0 \quad \text{Ecuación 1.4}$$

resulta:

$$\frac{\partial C(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \bar{\nabla} C(\vec{r}, t) = D_m \bar{\nabla}^2 C(\vec{r}, t) \quad \text{Ecuación 1.5}$$

La ecuación 1.5 se conoce como **ecuación de convección-difusión** y describe el transporte de un trazador por los efectos combinados de la convección y la difusión molecular. Los diferentes mecanismos serán detallados en la sección 1.2.3.

### Pasaje a la escala macroscópica

Numerosos trabajos tanto experimentales como teóricos [1, 2] muestran que frecuentemente las variaciones del valor medio de la concentración de trazador pueden escribirse a través de una **ecuación de convección-difusión macroscópica** (generalización de la ley de Fick). Es decir, escribimos una ecuación macroscópica que tiene una forma análoga a la ecuación de convección-difusión y solamente será válida para medios porosos homogéneos.

$$\frac{\partial C(\bar{r}, t)}{\partial t} + \bar{v} \cdot \bar{\nabla} C(\bar{r}, t) = D_{//} \nabla_{//}^2 C(\bar{r}, t) + D_{\perp} \nabla_{\perp}^2 C(\bar{r}, t) \quad \text{Ecuación 1.6}$$

donde  $\nabla_{\perp}^2$  corresponde a la dirección normal a la velocidad media  $U$  y  $\nabla_{//}^2$  corresponde a la dirección del flujo.

Como se dijo previamente,  $D_{//}$  y  $D_{\perp}$  son respectivamente, los coeficientes de dispersión longitudinal y transversal: éstos miden el esparcimiento de la concentración inicial de trazador en la misma dirección ( $//$ ) y en la dirección perpendicular ( $\perp$ ) a la velocidad media. En general, estos coeficientes son mucho más grandes que el coeficiente de difusión molecular y tienen en cuenta los efectos de la variación de la velocidad local entre poros y los gradientes de velocidad asociados a un perfil de tipo Poiseuille en el interior de un poro individual. Como dijimos, estos efectos no resultan idénticos en la dirección del flujo y en la dirección perpendicular al mismo (figura 1.1).

La ecuación 1.6 es válida en una escala macroscópica donde las variables (por ejemplo permeabilidad, porosidad, etc.) son definidas sobre el *volumen elemental representativo* (VER) [1] relacionado con las longitudes típicas de la geometría involucrada. El VER es el mínimo volumen en el que pueden calcularse las propiedades del medio poroso y del flujo en su interior, para que sus valores no fluctúen considerablemente al calcularlas en volúmenes mayores. De la elección de este volumen dependerá la escala en la que se promedian las variaciones de la velocidad, lo que permitirá (o no) la detección o puesta en evidencia de las heterogeneidades.

La importancia relativa entre los efectos convectivos y difusivos a escala microscópica se caracteriza por un número sin dimensiones, llamado número de Peclet ( $Pe$ ):

$$Pe = \frac{Ud}{D_m} = \frac{d^2 U}{D_m d} = \frac{\tau_d}{\tau_c} \quad \text{Ecuación 1.7}$$

donde  $\tau_d$  y  $\tau_c$  son los tiempos característicos correspondientes al transporte difusivo y convectivo respectivamente, calculados para una distancia característica  $d$ . En el caso de medios porosos homogéneos, esa distancia corresponde al tamaño de poros y en el caso de una fractura única,  $d$ , es la apertura media.

En nuestras experiencias estudiaremos la dispersión longitudinal, pues, en condiciones de flujo axial la dispersión transversal es despreciable. En particular, nos interesaremos



por los flujos, instantáneamente, unidireccionales donde inicialmente la concentración de trazador está distribuida uniformemente en un plano normal a la dirección de flujo.

Con estas condiciones, la ecuación 1.6 puede ser reescrita como:

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} + U \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad \text{Ecuación 1.8}$$

donde hemos reemplazado  $D_{//}$  por  $D$ , despreciando el término correspondiente a la dispersión transversal, siendo ahora  $C$  función de  $x$  y de  $t$ , y  $\bar{v} = U\hat{x}$  la velocidad media.

### 1.2.2 Principio de la medición

De forma práctica, podemos medir la dispersión hidrodinámica de la siguiente manera: inicialmente se establece en el medio poroso un flujo estacionario de un líquido cualquiera y, a partir de cierto instante, se inyecta en la entrada el mismo líquido, pero con una concentración uniforme de trazador (es decir se produce un escalón en la concentración de inyección). A la salida del medio, se registra en función del tiempo, la variación de la concentración del trazador en el líquido emergente, tal como ilustra en la figura 1.2. Luego de atravesar el medio, la concentración no presenta -como a la entrada- un salto abrupto sino una variación mucho más suave, desde su valor máximo. Este tipo de distribuciones nos permiten caracterizar la zona de mezcla.



Figura 1.2: Dispersión hidrodinámica de un perfil de concentración en forma de escalón.

Es necesario notar que, debido al tamaño finito del medio poroso, no siempre es posible describir teórica o numéricamente el desplazamiento de un trazador utilizando la ecuación 1.8. Esta sólo es válida cuando los tiempos de tránsito son muy grandes

(asociados por ejemplo a los procesos difusivos sobre escalas espaciales grandes) respecto al tiempo convectivo medio ( $L/U$ ) donde  $L$  es la longitud de la muestra.

Para el caso de una inyección inicial con una variación de concentración de tipo función escalón (figura 1.2), se puede encontrar la solución analítica de la ecuación 1.8, con las siguientes condiciones iniciales:

$$C(x, 0) = 1 \quad \text{para } x \leq 0$$

$$C(x, 0) = 0 \quad \text{para } x > 0$$

En medios suficientemente largos (concentración nula en el infinito), se puede demostrar que la solución para  $x = L$  resulta [1]:

$$C(L, t) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{L-Ut}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \quad \text{Ecuación 1.9}$$

La solución de 1.8 indica que la distribución de concentración en función del tiempo para  $x = L$  corresponde a una solución de tipo error (integral de una función gaussiana). Sin embargo, si  $L$  no es suficientemente grande, estas soluciones no son estrictamente gaussianas. Se puede mostrar que el primer y segundo momento de la distribución de los tiempos de tránsito  $P(t) = \partial C(t)/\partial t$  serán [3]:

$$\bar{t} = \langle t \rangle (1 + o(1/Pe_{mac})) \quad \text{Ecuación 1.10}$$

$$\overline{\Delta t^2} = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 = \frac{\bar{t}^2}{Pe_{mac}} (1 + o(1/Pe_{mac})) \quad \text{Ecuación 1.11}$$

Donde  $\bar{t} = \frac{L}{U} = \frac{V}{q}$  (con  $V$ , el volumen ocupado por el fluido y  $q$ , el caudal de inyección) y  $Pe_{mac} = \frac{UL}{D}$  el número de Peclet macroscópico.

Si el ancho del frente de mezcla del trazador es chico con respecto a  $L$  ( $Pe_{mac} \gg 1$ ),  $\bar{t} = \langle t \rangle$  y la ecuación 1.11 queda:

$$\frac{D}{UL} = \frac{\overline{\Delta t^2}}{2\bar{t}^2} \quad \text{Ecuación 1.12}$$

Si el ancho del frente de mezcla no es despreciable con respecto a  $L$ , podremos definir de la misma manera, un coeficiente de dispersión asintótico que representará un coeficiente de dispersión de una muestra más grande del mismo material.

### 1.2.3 Mecanismos de dispersión

#### Difusión molecular

En general, el proceso de difusión molecular está asociado al flujo de la materia desde una parte del sistema de mayor concentración a otra de menor concentración, como resultado de movimientos moleculares aleatorios (velocidad térmica). Por lo tanto, la difusión tiende a producir una homogeneización de la concentración [1].

Este mecanismo domina a bajas velocidades es decir, para  $Pe \ll 1$ , las moléculas o iones de trazador tienen un movimiento aleatorio debido a fluctuaciones térmicas (colisiones y movimientos erráticos entre sí), que se denomina también movimiento Browniano.

#### Dispersión de Taylor

Taylor [4] fue el primero en estudiar los efectos combinados de la convección y de la difusión molecular cuando existe un gradiente de velocidades. La denominada dispersión de Taylor está asociada a la dispersión de un trazador en presencia de un flujo de Poiseuille (típico de canales), donde el coeficiente de dispersión resulta proporcional al cuadrado del número de Peclet, siendo el factor de proporcionalidad dependiente de la geometría.

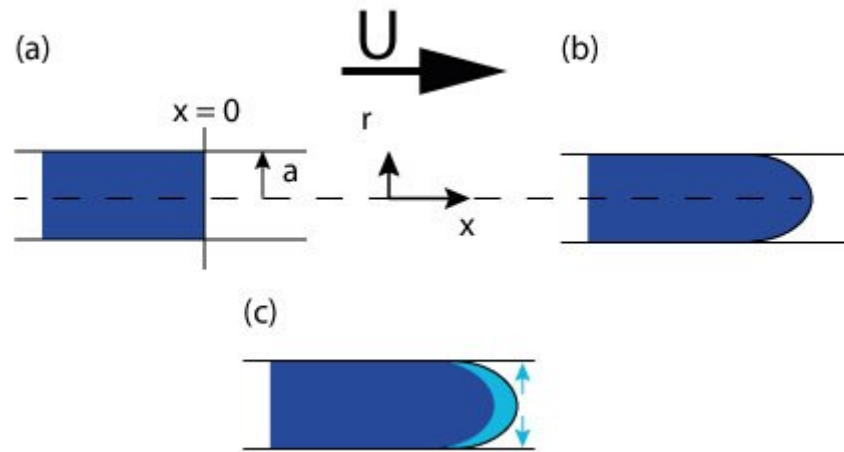


Figura 1.3: Esquema de la dispersión de Taylor en un tubo capilar. (a) instante inicial  $t = 0$ ; (b) a tiempo  $t > 0$ ; (c) a tiempo  $t$ , en presencia de difusión molecular

Taylor y Aris [5] supusieron un flujo estacionario caracterizado por una velocidad media  $\bar{U} = U\hat{x}$  en un tubo de radio  $R$ , donde se inyecta a  $t = 0$  una variación de concentración de tipo escalón. El perfil de velocidades es el correspondiente a un flujo parabólico (Poiseuille):

$$u_x(r) = 2U \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad \text{Ecuación 1.13}$$

Donde  $u_x(r)$  es la coordenada  $x$  de la velocidad de una partícula de trazador en la posición  $r$  y  $2U$  es la velocidad máxima (figura 1.3 (a) y (b)).

En ausencia de difusión molecular, el trazador se repartirá al cabo de un tiempo  $t$  sobre una distancia  $\Delta x$  aumentando linealmente con el tiempo, según la ley:

$$\Delta x = 2Ut \quad \text{Ecuación 1.14}$$

La difusión molecular en la dirección transversal al flujo, tenderá a homogeneizar la concentración del trazador en la sección del tubo, limitando el desarrollo de un perfil parabólico en la concentración. El tiempo característico  $\tau_m$  necesario para que las partículas de trazador difundan en toda la sección del tubo es  $\tau_m = R^2/D_m$  (donde  $R$  es el radio del tubo y  $D_m$  el coeficiente de difusión molecular). Entonces,  $\tau_m$  representa el tiempo necesario para observar la transición de un régimen de esparcimiento puramente convectivo y lineal (ecuación 1.14) a un régimen donde el crecimiento de la distribución del trazador (figura 1.3 (c)) está dado por:

$$\Delta x^2 \sim D_{//} t \quad \text{Ecuación 1.15}$$

Si  $\tau_m$  es el tiempo donde transcurre la transición entre los dos regímenes de esparcimiento, las dos ecuaciones 1.14 y 1.15 se verifican simultáneamente. Entonces, obtenemos:

$$D_{//} \sim \frac{U^2 R^2}{D_m} \quad \text{Ecuación 1.16}$$

El coeficiente de proporcionalidad es igual a 1/48 (para una geometría cilíndrica) y puede ser obtenido analíticamente. De esta manera, con  $\tau_m$  definido previamente y  $\tau_c = L/U$  el tiempo característico de convección (donde  $L$  es la longitud del medio y  $U$  la velocidad media), para que la dispersión de Taylor tenga lugar deberá cumplirse que:

$$L/U \gg R^2/D_m \quad \text{Ecuación 1.17}$$

Esta condición implica que, el régimen de Taylor se encuentra completamente desarrollado cuando el tiempo de tránsito es mucho mayor que  $R^2/D_m$ , el tiempo de difusión sobre la distancia característica  $R$ , el radio del tubo.

De forma similar, este resultado se puede aplicar a una geometría plana: dos placas lisas paralelas, separadas por un espesor  $H$ , siendo el modelo más simple de fractura. Tomando el perfil de velocidad correspondiente a un flujo entre dos placas infinitas, se obtiene:

$$D_{//} = \frac{H^2 U^2}{210 D_m} + D_m \quad \text{Ecuación 1.18}$$

siendo  $D_{//}$  el coeficiente de dispersión de Taylor. La ecuación 1.18 no toma en cuenta la tercera dimensión perpendicular a la velocidad del flujo y paralela a las placas, es decir,  $D_{\perp} \sim 0$ .

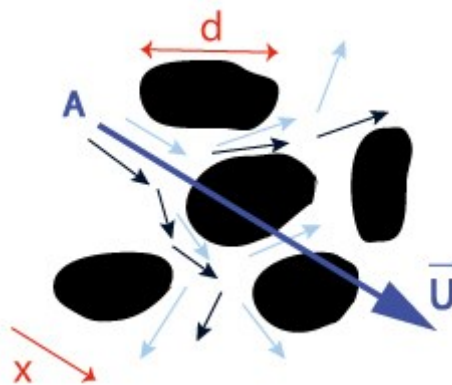
En este caso, el segundo momento de la distribución de los tiempos de tránsito (ecuación 1.12) resulta:

$$\frac{\overline{\Delta t^2}}{2\bar{t}} = \frac{H^2}{210 D_m} + \frac{D_m}{U^2} \quad \text{Ecuación 1.19}$$

La ecuación 1.19 muestra el primer término constante asociado a la dispersión de Taylor e independiente de la velocidad, mientras que, el término correspondiente a la difusión molecular predomina a velocidades de flujo bajas.

### Dispersión geométrica

Este mecanismo [6] está asociado a variaciones del campo de velocidades locales debido a una estructura geométrica aleatoria donde existe un pasaje de partículas de trazador de un canal a otro (figura 1.4).



*Figura 1.4: Dispersión geométrica: las partículas de trazador parten inicialmente de un mismo punto A, luego, cuando llegan a un obstáculo, deben cambiar la dirección de su velocidad local.*

En medios porosos tridimensionales, el desorden del campo de velocidades introduce un término proporcional a la velocidad media en el coeficiente de dispersión. Este mecanismo se debe a variaciones de velocidad desde un poro a otro y generalmente es dominante a grandes números de Peclet ( $Pe > 10$ ). Entonces,  $D_{//}$  varía linealmente con la velocidad según:

$$D_{//} = l_d U \quad \text{Ecuación 1.20}$$

donde  $l_d$  se denomina dispersividad y representa una longitud característica de la correlación del campo de velocidades del flujo.

En un medio poroso homogéneo (por ejemplo, un apilamiento homogéneo y aleatorio de bolitas con diámetros del mismo orden de magnitud  $d$ ),  $l_d$  es del orden del tamaño

de los granos  $d$  y es relativamente constante con la velocidad. En materiales heterogéneos (por ejemplo, rocas naturales),  $l_d$  puede ser mucho más grande que el tamaño de los granos variando levemente con la velocidad [7].

El proceso de dispersión geométrica puede ser representado como una marcha aleatoria de partículas de trazador (dominado por el desorden espacial del medio) superpuesto con un flujo de velocidad media  $U$  en el medio;  $l_d$  puede ser interpretada como la longitud de un paso de la marcha aleatoria.

Finalmente, los mecanismos de Taylor y dispersión geométrica pueden combinarse.

En [8] los autores demostraron que la dispersión del trazador en condición de eco se puede utilizar para caracterizar las propiedades de transporte en estructuras 2-D, donde el fluido circula entre placas sólidas paralelas (una de ellas posee rugosidades aleatorias).

En los flujos paralelos en fracturas rugosas, la dispersividad obtenida en eco es la suma de un término geométrico, independiente de la velocidad  $U$ , y de un término similar al de Taylor, proporcional a  $U$ . El primero depende de la escala de longitud característica de las rugosidades y domina a velocidades de flujo bajas; mientras que el último, se hace significativo a altos caudales y es controlado por la apertura de la fractura.

$$l_d \sim cte + H Pe \quad \text{Ecuación 1.21}$$

## 1.4 Reversibilidad

Los flujos a bajos números de Reynolds ( $Re = \frac{\rho U d}{\mu}$ ) se pueden describir por una ecuación lineal, la ecuación de Stokes:

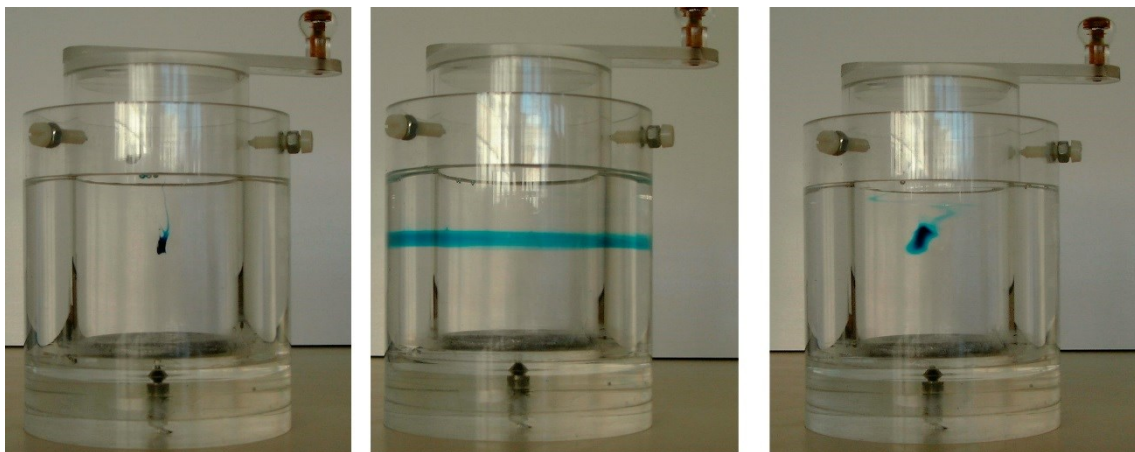
$$-\mu \Delta v - \nabla P = 0 \quad \text{Ecuación 1.22}$$

Estos flujos son reversibles, es decir, que si se invierte el gradiente de presión macroscópico impuesto, el campo de velocidades  $v(r, t)$  para todo punto se transforma en  $-v(r, t)$ .

De esta forma, si no hay efectos de inercia en las partículas de fluido y su movimiento Browniano es  $\leq 1 \mu m$ , la trayectoria que se obtiene integrando la velocidad en el tiempo, será **reversible**.

### 1.4.1 Experiencia de Taylor

Esta noción de reversibilidad se ilustró en la experiencia realizada por G. I. Taylor [9], representada brevemente en la figura 1.5.



*Figura 1.5: Representación de la experiencia realizada por Taylor, donde se visualiza la reversibilidad de las trayectorias de un trazador azul. Transcurso temporal de la experiencia, de izquierda a derecha.*

En esta experiencia, se coloca una mancha de colorante en un fluido muy viscoso entre 2 cilindros coaxiales: se rota uno de los dos cilindros un ángulo  $\alpha$ , la mancha sometida al gradiente de velocidad se deforma, estirándose. Luego, se invierte el mismo cilindro en un ángulo  $-\alpha$ , y la mancha se contrae, retomando su forma inicial.

La velocidad de rotación en cada una de las etapas debe ser lo suficientemente pequeña para que se puedan despreciar los efectos inerciales ( $Re \ll 1$ ). También debe ser suficientemente elevada para que podamos despreciar los efectos de la difusión molecular ( $Pe \gg 1$ ). La relación  $Pe/Re$  dependerá sólo de la naturaleza del fluido (aumentando, en general, con la viscosidad).



### 1.4.2 Reversibilidad de la dispersión de trazadores

En analogía con las experiencias realizadas por Taylor entre dos cilindros coaxiales, se pueden realizar experiencias de reversibilidad en medios porosos y fracturas, inyectando en la entrada del medio, el trazador y al cabo de un tiempo, invertir el sentido del flujo hacia la entrada. El trazador entonces vuelve al lugar de inyección donde es detectado (**técnica de eco**).

#### Dispersión de Taylor: irreversibilidad vs reversibilidad

Rigord [10] realizó simulaciones numéricas, de tipo Monte Carlo, de la reversibilidad en la dispersión de Taylor, para ilustrar la irreversibilidad de un determinado trazador. Trabajó en una geometría conformada por dos planos lisos paralelos, separados por una distancia  $H$ .

A partir de dos tiempos característicos: el tiempo de convección o de observación  $\tau_c$  durante el cual la partícula es desplazada con el flujo sobre una distancia media  $L = U \tau_c$ , y el tiempo característico de difusión molecular  $\tau_m = H^2/D_m$ . En una primera aproximación, encontró que: para  $\tau_c \ll \tau_m$ , se puede desprestigiar la difusión molecular en la dirección perpendicular a la del flujo. Una partícula que está en el centro del espesor  $H$ , se desplazará durante un tiempo  $\tau_c$  una distancia  $L_{max} = 3/2 U \tau_c$ , mientras que, una que se encuentra cerca de la pared se desplazará muy poco. Entonces, la desviación  $\Delta x$  longitudinal del trazador resultante, variará linealmente con el tiempo, por lo cual, no es posible describir la evolución del perfil de concentración con la ecuación de convección-difusión macroscópica. Se define entonces, un coeficiente de dispersión efectivo de la manera siguiente:

$$\Delta x^2 = 2D_{ef}\tau_c \quad o \quad \Delta x \sim U \tau_c \quad \text{Ecuación 1.23}$$

De donde,

$$D_{ef} \sim 2 U \tau_c \quad \text{Ecuación 1.24}$$

Si desprestigiamos la difusión molecular transversal, el movimiento de cada partícula de trazador puede ser asimilado al movimiento de un diferencial de volumen del fluido. La

reversibilidad del flujo, es decir, de la trayectoria del diferencial de volumen, implicará la **reversibilidad de las trayectorias** de las partículas de trazador.

Para  $\tau_c \gg \tau_m$  las partículas tienen tiempo de explorar, por difusión molecular, todo el espesor de la celda, es decir, se mueven en las diferentes líneas de corriente del perfil de velocidades parabólico. De esta manera, la concentración del trazador en una la sección perpendicular a la velocidad media del flujo es uniforme y estaremos entonces, en el régimen de Taylor-Aris descrito por la ecuación de difusión-convección macroscópica (ecuación 1.8). En este caso, podemos suponer que si invertimos el sentido del flujo, la partícula seguirá una trayectoria totalmente diferente respecto de la realizada durante la ida. En ese caso, la dispersión es **irreversible**.

Además, Rigord [10] comparó el coeficiente de dispersión obtenido realizando experiencias en transmisión (desplazando un diferencial de volumen con el flujo una distancia  $L$ ) con el obtenido en experiencias en eco (a partir de la diferencia entre la ida y la vuelta), para diferentes relaciones de  $\tau_c/\tau_m$ .

En la figura 1.5 se muestran los resultados obtenidos por Rigord, representando la variación del coeficiente de dispersión normalizado según:  $(D - D_m)D_m/U^2$  de las experiencias en transmisión y en eco, en función de la relación entre los tiempos característicos. Considerando  $t_{trans} = \tau_c$  y  $t_{eco} = 2 \tau_c$ .

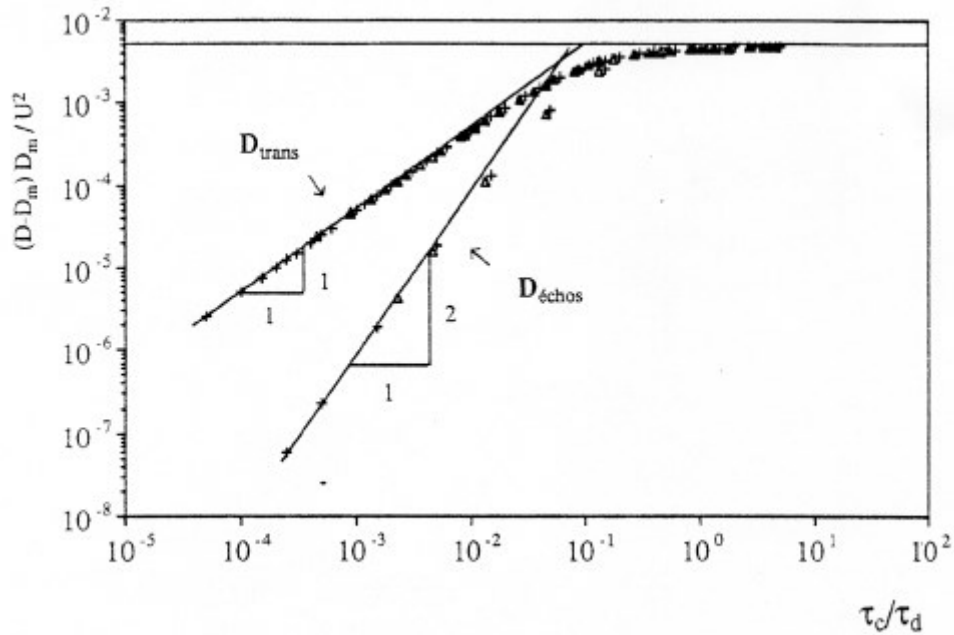


Figura 1.6: Resultados obtenidos numéricamente por Rigord en experiencias en transmisión y en eco. Gráfico extraído de su tesis doctoral [10].

Rigord constató que ambas curvas se superponen perfectamente para cada uno de los valores de  $Pe$ , por un lado, en transmisión:

Para  $\tau_c/\tau_m > 1$ ,  $D$  normalizado tiende a la constante  $1/210$ , correspondiente al régimen de Taylor mostrado previamente en la ecuación 1.19.

Para  $\tau_c/\tau_m < 0,1$ ,  $D$  normalizado varía linealmente con  $\tau_c/\tau_m$ . En este caso, la dispersión está controlada por el perfil parabólico de la velocidad entre los planos.

Por otro lado, en eco:

Para  $\tau_c/\tau_m > 1$ ,  $D$  normalizado tiende a la misma constante que en transmisión: mostrando que el régimen de Taylor es alcanzado y el proceso es **irreversible**.

Para  $\tau_c/\tau_m < 0,1$ ,  $D$  normalizado es inferior al coeficiente obtenido al cabo de una ida simple (en transmisión) sobre una distancia equivalente. En ese caso, la dispersión es **parcialmente reversible**, en general este resultado es obtenido para desplazamientos realizados en distancias cortas.

En la bibliografía, diferentes autores han estudiado los fenómenos de reversibilidad/irreversibilidad en la dispersión de Taylor. El primero de ellos, Aris [11] aplicó su método de momentos a la dispersión longitudinal inducida en flujo viscoso pulsante, en un tubo infinito con  $U$  constante.

La transición entre los regímenes irreversible y reversible de la dispersión de Taylor fue estudiada experimentalmente por Ippolito et al. [12]. A través de la inyección puntual de un escalón de concentración en el centro de dos planos separados por una distancia  $H$ , que luego de un tiempo conocido, fue invertido hacia la entrada (eco).

El mismo problema fue investigado teóricamente por J. Camacho [13], a partir de la termodinámica irreversible, con una producción de entropía (positiva) definida a lo largo del tiempo. Generalizando el resultado de Taylor, combinando el campo de velocidades unidireccional con una difusión molecular transversal provista por el flujo disipativo. A tiempos largos este flujo es difusivo, alcanzando el régimen de Taylor.

Los estudios anteriores, demuestran que la mayor influencia está dada por la relación entre: el tiempo característico para difundir sobre el espesor  $\tau_m$  y  $\tau_c$  el tiempo durante el cual el trazador penetra en la celda antes de invertir la dirección del flujo  $\tau_m/\tau_c$ . Existiendo una transición entre un proceso irreversible a uno parcialmente reversible, a medida que la relación  $\tau_m/\tau_c$  aumenta.

Scotter y Raats [14] fueron pioneros en el estudio, tanto experimental como teórico, de la mezcla de dos gases en medios porosos, en presencia de un flujo oscilante.

Watson [15] estudió teóricamente la difusión de trazadores tanto en un tubo cilíndrico como entre dos planos lisos para un flujo oscilante, determinando los números característicos del problema. Además, predijo el valor del coeficiente de dispersión macroscópico una vez alcanzado el régimen difusivo estacionario. Este resultado fue adaptado para comparar con los estudios mostrados por Roht et al. [16], en una celda de paredes lisas, con un flujo oscilante y cuando el régimen estacionario es alcanzado.

Joshi et al [17] y Kurzweg et al. [18] llevaron a cabo las verificaciones experimentales en flujos de gases oscilantes dentro de tubos de sección circular y velocidad media no nula. Estos últimos trabajos consideran una dispersión macroscópica efectiva

promediada sobre la sección del flujo. Respecto de este punto, varios autores consideraron la variación temporal de la dispersión y no sólo su valor asintótico a tiempos largos.

Holley et al. [19] mostraron que, en estuarios, el coeficiente de dispersión efectiva se reduce extremadamente cuando el ancho alcanza 200 m; lo mismo sucede en acueductos: siendo una posible explicación, la reversibilidad parcial de la dispersión en flujos oscilantes a frecuencias suficientemente altas.

Chatwin [20] demostró la existencia de segundos armónicos de la frecuencia del flujo en la dependencia temporal de la dispersión (confirmado experimentalmente por Roht et al. [16]). Además, sugirió que en el caso de flujo sanguíneo podría existir una transición del régimen de Taylor al régimen parcialmente reversible para vasos de diámetro interno mayor a 2 mm.

Yasuda [21] estudió la dispersión en una capa límite oscilante, comparó los resultados con los obtenidos en un flujo estacionario y explicó por qué en el caso oscilatorio, el coeficiente de dispersión aparente puede disminuir cuando se invierte el flujo. En los trabajos de Smith con flujo oscilante [22, 23], el estudio se realizó a tiempos largos y en la mayoría de los casos promediando sobre el espesor del canal de flujo.

A nuestro conocimiento, no existen trabajos que arrojen información a nivel local acerca de la reversibilidad parcial y los mecanismos que intervienen.

En esta tesis nos centraremos en analizar el coeficiente de dispersión hidrodinámica en flujos oscilantes para números de Schmid  $Sc = v/D_m = \mu/\rho D_m$  grandes. Asegurando que la relación entre el tiempo de difusión viscoso ( $\tau_v = H^2/\nu$ ) y el período  $T$  de la oscilación sea  $\tau_v/T < 1$ . De esta manera, no será necesario tener en cuenta la influencia de la capa límite de la velocidad en las paredes de la celda, durante las oscilaciones del flujo.

### **Reversibilidad vs irreversibilidad en medios porosos**

Algunos autores estudiaron la reversibilidad de la dispersión en medios porosos, enumeraremos algunos de ellos.

Hulin et al [24] compararon las curvas de dispersión obtenidas en experiencias clásicas de transmisión y en eco, para analizar los mecanismos de mezcla en medios porosos. Encontraron que, cuando el medio es homogéneo, los coeficientes de dispersión obtenidos con ambas técnicas son idénticos. En este caso, se puede decir que la dispersión es totalmente irreversible. Obtuvieron curvas gaussianas que pudieron ajustar óptimamente con la ecuación de convección-difusión, resultando que, la dispersión  $D$  varía linealmente con la velocidad.

Por otro lado, en medios porosos heterogéneos, en experiencias de transmisión, las curvas no son gaussianas, presentando una relajación exponencial a tiempos largos. En este caso, el coeficiente de dispersión obtenido con la técnica en eco, es mucho más pequeño que en transmisión. Esto significa que la dispersión es parcialmente reversible. Estos autores sugieren que la transición hacia la irreversibilidad debería darse sobre algunas longitudes microscópicas.

Rigord et al. [25] estudiaron exhaustivamente la transición de la reversibilidad a la irreversibilidad para la dispersión de trazadores en un medio poroso no consolidado de esferas de vidrio de 2 y 4 mm de diámetro. Utilizaron una técnica electroquímica de gran resolución espacial y con muy pequeño volumen muerto para realizar experiencias de dispersión en eco. Mostraron que la transición se produce sobre un número pequeño de capas (equivalente a 10 tamaños de granos) desde la entrada de la muestra. Además, esta distancia sólo depende de la relación entre la distancia de penetración  $L$  y el diámetro  $d$  de los granos, variando muy poco con el número de Peclet. Para grandes distancias de penetración ( $L > 10 d$ ), la dispersividad en eco es idéntica a la obtenida por transmisión (la dispersión se ha vuelto completamente irreversible). A distancias muy pequeñas ( $L \ll 10 d$ ), la dispersión es en gran medida reversible y se han medido valores del coeficiente de dispersión 20 u 80 veces menores que el obtenido en transmisión.

Por otro lado, dado que la distancia de penetración a partir de la cual la dispersión se vuelve irreversible depende muy poco del  $Pe$ , esto revela que la difusión molecular no juega un rol preponderante. Por lo tanto, en este caso, el desorden del campo de velocidades es quien induce la irreversibilidad.

Los medios estratificados constituyen un caso extremo de medio poroso: heterogéneo y anisótropo. Leroy et al. [26] realizaron experiencias en eco con sistemas formados por capas alternadas de bolitas de vidrio con diferentes permeabilidades, induciendo velocidades medias diferentes. Cuando la estratificación es paralela a la dirección principal del flujo, la técnica de eco les permitió sustraer el efecto de las discontinuidades. Los autores observaron que el coeficiente de dispersión en eco es mucho menor que el de transmisión. Esta diferencia es mayor cuando la velocidad del flujo aumenta, se infiere entonces que, la reversibilidad depende de la velocidad. En efecto, para tiempos de convección pequeños hay muy poco intercambio entre los estratos y la dispersión es reversible. Cuando la estratificación es perpendicular a la dirección del flujo, los autores mostraron que el coeficiente de dispersión variaba bruscamente cuando el trazador alcanza un plano de discontinuidad.

Flekkoy et al. [27], estudiaron la reversibilidad de una línea de trazador a través de un canal (a bajos  $Re$ ) que se dispersa reptando, a  $Pe$  altos, alrededor de un cilindro. La dirección del flujo se invierte al cabo de un tiempo  $t$ , volviendo al lugar de partida al tiempo  $2t$ . Los autores muestran que, a pesar de que bajo determinadas condiciones la línea de corriente seguida por el trazador puede considerarse reversible (de acuerdo a la ecuación de Stokes,  $Re$  bajos), la presencia de puntos de estancamiento alrededor del obstáculo rompe esta reversibilidad debido a la difusión molecular en esta región.

## 1.5 Suspensión de partículas

A continuación, describiremos resultados obtenidos en estudios, realizados por diferentes autores, con suspensiones de partículas. Nos centraremos en los distintos comportamientos observados al imponer la suspensión a un flujo: unidireccional, pulsante u oscilante, en tubos o canales.

### 1.5.1 Interacciones

El comportamiento de una suspensión de partículas es mucho más complejo que el de un fluido homogéneo, debido a las interacciones partícula-partícula. Una suspensión contiene muchas partículas dispersas en un fluido, las cuales interactúan

hidrodinámicamente. A través del modelo de dos esferas que se encuentran cerca, se pueden estudiar las interacciones entre ellas, siendo dominantes en suspensiones diluidas. Batchelor & Green [28] caracterizaron el movimiento de dos partículas en un flujo unidireccional. Happel & Brenner [29] estudiaron las interacciones entre dos partículas que se encuentran a una distancia moderada, donde aparece una influencia pequeña pero no despreciable de una sobre la otra. Jeffrey & Onishi [30] estudiaron las interacciones entre partículas que se encuentra muy cerca, desarrollando la “teoría de la lubricación” para describir las fuerzas hidrodinámica y las movibilidades.

### 1.5.2 Migración: flujo unidireccional

El primer registro que se encuentra en la bibliografía sobre migración de partículas esféricas con flotabilidad neutra, fue realizado por Segré & Silberberg [31]. Realizaron experiencias con esferas rígidas en un tubo de radio  $R$  y con un flujo de Poiseuille, observando que las mismas están sujeta a fuerzas radiales que tienden a llevarlas a una posición de equilibrio ubicada  $\sim 0,6 R$ . Independientemente de la posición en la que la partícula ingresó al tubo, mostraron que la causa del desplazamiento radial se debe a la inercia del fluido en movimiento. Este fenómeno ha sido investigado teóricamente por Cox & Brenner [32], Vasseur & Cox [33] y Ho & Leal [34].

Nott & Brady [35], realizaron simulaciones de un flujo pulsado en un canal unidimensional con una suspensión no-Browniana de partículas monodispersas, a  $Re \sim 0$ . Partieron de una dispersión homogénea y observaron que las partículas migran gradualmente hacia el centro del canal, dando como resultado un perfil de concentración no homogéneo.

Lyon & Leal [36], midieron los perfiles de velocidad y concentración de partículas, completamente desarrollados, a través de la sección de un canal rectangular en suspensiones monodispersas concentradas (hasta 50%). Encontraron que, las distribuciones de concentración de partículas poseen un máximo cerca de la línea central del canal y un mínimo en las paredes del canal, generando un perfil de velocidad aplanado en la zona central. Además, compararon sus datos experimentales con las predicciones teóricas obtenidas a través de diferentes modelos: de flujo difusivo [37, 38], a partir de la disipación viscosa [39] y considerando las fluctuaciones de la



velocidad como un análogo a la temperatura en las teorías cinéticas clásicas [40]. Encontraron que, la influencia sobre la concentración de partículas y el caudal volumétrico de la suspensión, en los perfiles completamente desarrollados, era cualitativamente consistente con las predicciones de los tres modelos.

Matas et al. [41] presentaron cómo las interacciones fluido-partícula pueden inducir migración lateral en el caso de una sola partícula rígida en un flujo de corte, en función del número de Reynolds. Su enfoque se centró en una migración por inercia, pero, realizaron una breve descripción de la migración lateral en fluidos poliméricos y viscoelásticos, donde la no linealidad se deriva el comportamiento no newtoniano del fluido de suspensión.

Yapici et al. [42], modelaron el campo de velocidades de una suspensión concentrada de esferas duras en un flujo totalmente desarrollado en un canal. Predijeron la migración de las partículas al centro del canal, donde la concentración se aproxima al empaquetamiento máximo. Además, postularon que cuando el flujo es oscilante, el comportamiento depende fuertemente de la deformación ( $\dot{\gamma}$ ). Estos autores manifiestan la existencia de migración: al centro del canal para  $\dot{\gamma}$  grandes; a una posición entre el centro del canal y las paredes, para  $\dot{\gamma}$  pequeño; y, hacia las paredes, en el extremo de  $\dot{\gamma}$  muy pequeño.

### 1.5.3 Migración: flujo oscilante

Butler et al. [43] estudiaron una suspensión de partículas esféricas (diámetro  $d$ ), con flotabilidad neutra, sometida a un flujo oscilante a bajos números de  $Re$  en un tubo circular (diámetro  $D$ ). Analizaron la distribución de partículas resultante, a partir de una distribución homogénea con 40% de concentración, en función de varios parámetros: la relación entre diámetro de partícula  $d$  y diámetro del tubo  $D$ ; la amplitud de la oscilación y el número de oscilaciones. Encontraron migración desde las paredes hacia el centro del tubo, para amplitudes de oscilación mayores a  $d$ , cuando  $d/D = 6,4 \cdot 10^{-3}$  y  $d/D = 1,48 \cdot 10^{-2}$ . Además, para  $d/D = 6,4 \cdot 10^{-3}$ , observaron que la suspensión no es homogénea a lo largo del tubo cuando la amplitud de oscilación es equivalente a  $D$ . Sin embargo, para  $d/D = 1,48 \cdot 10^{-2}$  la suspensión permaneció uniforme a lo largo del tubo en condiciones similares. Finalmente, para el caso  $d/D = 6,4 \cdot 10^{-3}$  y una amplitud

de  $5d$ , observaron que las partículas migraron a la pared del tubo, como lo predicen las simulaciones de Morris [44].

Morris [44] ha realizado una simulación (por dinámica de Stokes) de una suspensión de esferas no coloidales que oscilan sinusoidalmente en un canal unidimensional, también encontrando que la migración se comporta diferente del caso de un flujo unidireccional, principalmente hacia el centro del espesor. Definieron el esfuerzo característico durante el medio período, donde el flujo de la suspensión tiene un único sentido, como:  $s = \frac{\Delta x}{H/2}$  (donde  $\Delta x$  es distancia axial media recorrida por la suspensión y  $H$  el espesor del canal). Encontraron que, para  $0,1 < S < 1,5$  existe una migración hacia las paredes de la celda, para una concentración de partículas del 40%, y dos relaciones entre el espesor  $H$  y el tamaño de las partículas  $d$ , iguales a:  $H/d = 18,3$  y  $H/d = 30,5$ .

En la figura 1.7 se muestran los perfiles de concentración de partículas (a) y de velocidad de las partículas (b) encontrados por Morris. En ellos se comparan tres situaciones:

$S = 0,6$ , sin presencia de migración

$S = 0,2$ , migración a paredes, con flujo oscilante

$S \rightarrow \infty$ , migración al centro, con flujo unidireccional

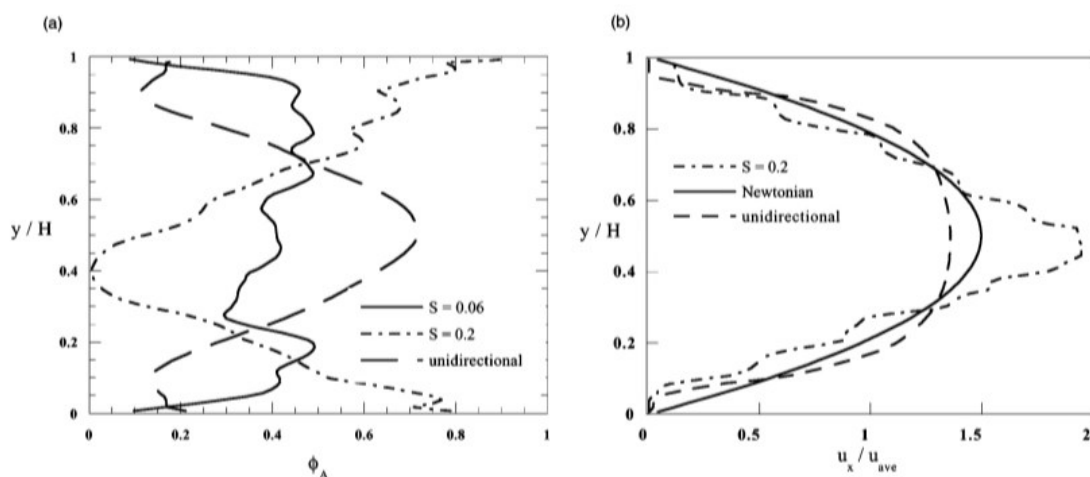


Figura 1.7: Resultados presentados por Morris [44] en un flujo desarrollado, (a) perfiles de la concentración de partículas promediadas en el tiempo; (b) perfiles de velocidad de las partículas, promediados en el tiempo. Además, se superpone un perfil newtoniano para comparar.  $\Phi = 0,4$ ;  $H/d = 18,3$ .

### 1.5.4 Transporte y dispersión

Massei et al. [45] estudiaron experimentalmente el transporte y deposición de partículas de cuarzo de aprox.  $25 \mu m$  en un medio poroso altamente permeable, motivados por la contaminación de las aguas subterráneas. Zheng et al. [46] estudiaron numéricamente el transporte diferencial y la dispersión de partículas coloidales y solutos de escala molecular en fracturas de apertura constante y variable, encontrando las condiciones para las cuales la dispersión de Taylor puede describir con exactitud la dispersión coloidal.

Hasta donde sabemos, muy pocos trabajos han abordado el tema de la dispersión de solutos en un flujo de una suspensión. Roht et al. [47] realizaron experiencias con partículas macroscópicas en un flujo unidimensional en una celda de apertura constante y observaron cómo era afectada la dispersión del soluto. Encontraron que, para  $Pe > 300$  y para concentraciones  $> 15 \%$ , la presencia de las partículas en suspensión reduce la dispersión longitudinal del soluto, se supone que debido a la modificación del campo de velocidad al introducir las partículas en suspensión.

A continuación, presentaremos el estudio experimental desarrollado en esta tesis. Comenzaremos, en el próximo capítulo, con las mediciones de dispersión hidrodinámica de un soluto en una celda de paredes lisas y con un flujo oscilante.

# Capítulo 2

## Dispersión hidrodinámica con un flujo oscilante en una celda lisa

---

En el capítulo anterior hemos introducido los conceptos básicos necesarios para la comprensión de los diferentes fenómenos que vamos a analizar durante el desarrollo de esta tesis.

En este capítulo estudiaremos el fenómeno de dispersión hidrodinámica de un trazador pasivo, siendo éste por ejemplo, un contaminante. Para ello se trabajará en una geometría más sencilla: una fractura de paredes lisas. Se utiliza un flujo oscilante de un fluido newtoniano, permitiéndonos observar los efectos de la reversibilidad del desplazamiento sobre el fenómeno.

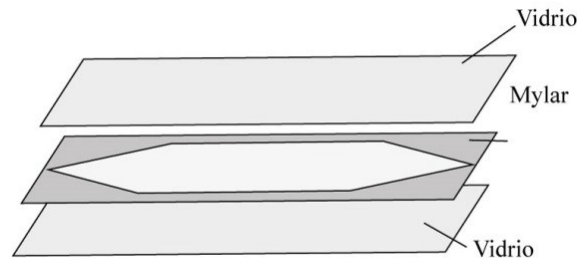
El estudio experimental permitirá cuantificar la dispersión desde un punto de vista global, midiendo la concentración media del trazador en el espesor de la celda, y para complementarlo se realizarán simulaciones numéricas de tipo Monte Carlo analizando el comportamiento local en el espesor. En ambos casos, se busca la dependencia con los parámetros del flujo: período  $T$  y amplitud  $A$ .

A continuación, se describirá el dispositivo experimental, la metodología utilizada, el procesamiento de datos, y finalmente, se presentarán los resultados obtenidos.

### 2.1 Dispositivo experimental

La dispersión hidrodinámica se estudiará a través del seguimiento, dentro de una fractura, de la variación de concentración del trazador en cada posición, a medida que transcurre el tiempo y el fluido oscila en forma sinusoidal.

Para realizar las experiencias utilizamos un modelo de fractura de paredes lisas: una celda de Hele Shaw. La técnica de medición empleada será realizada a través de la visualización: por lo tanto, la celda se construyó a partir de dos placas rectangulares y paralelas de vidrio transparente float, de dimensiones  $400\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  y separadas entre sí una distancia  $H$ .



*Figura 2. 1: Construcción de la celda de Hele-Shaw.*

Para lograr una apertura controlada, se utilizó un corte de papel mylar pues tiene la característica de poseer un espesor controlado, constante e indeformable. La geometría del corte del papel se presenta en la figura 2.1. Se obtuvo esta estructura óptima, luego de realizar varias pruebas preliminares, para evitar la formación de zonas de estancamiento o de baja velocidad dentro de la celda. Además, se tuvieron en cuenta los lugares donde se realizan las conexiones para el llenado de la celda y para la generación del flujo oscilante.

El armado de la celda se realizó utilizando prensas que mantienen los vidrios y el mylar firmemente sujetos, luego, se sellaron con adhesivo de siliconas las secciones laterales teniendo cuidado de dejar libres las posiciones en donde se colocarán las conexiones hacia las válvulas de entradas y salidas de fluido. De esta forma se obtuvo una apertura de  $(0,42 \pm 0,02)\text{ mm}$ , con una sección de flujo en la zona central resultante de  $21\text{ mm}^2$ .

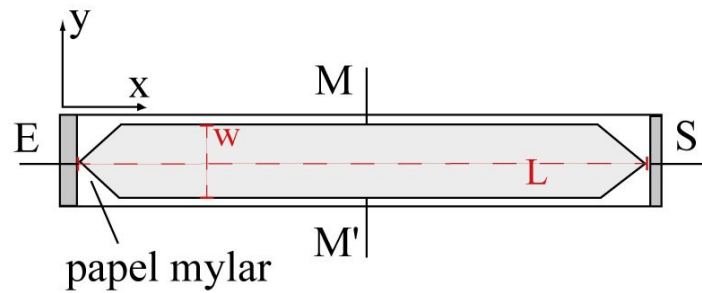


Figura 2. 2: Vista de planta de la celda de Hele-Shaw.  $W=50\text{ mm}$ ,  $L=400\text{ mm}$ .

En la figura 2.2 se muestra un esquema de la vista de planta de la celda, donde se pueden visualizar las cuatro conexiones de entrada/salida para el fluido (E, S, M, M'). En cada una de ellas se colocó una válvula de tres vías que permitió bloquear independientemente cada una de las conexiones. M y M' son fundamentales para poder realizar el llenado de la celda y establecer el estado inicial de cada experiencia. Un instante antes de iniciar la experiencia M y M' se bloquean y el flujo oscilante se realizará únicamente a través de las conexiones E y S.

La figura 2.3 muestra un esquema del dispositivo experimental diseñado para estudiar este fenómeno. La celda es colocada horizontalmente sobre un panel luminoso, que posee la característica de emitir luz fría, homogénea y constante en el tiempo. Utilizando una cámara Cool Snap<sup>®</sup> CF monocromática de 12 bits con una lente Nikon de 20 mm, posicionada en la parte superior, se pudo registrar la intensidad de luz transmitida a través de la celda en niveles de gris y el intervalo de tiempo  $\Delta t$  entre imágenes. El extremo E de la celda (figura 2.2 y 2.3) se conectó a un dispositivo que impone un flujo oscilante, que es controlado a través del período  $T$  y la amplitud  $A$  de la oscilación. Para obtener el flujo se utilizaron dos métodos diferentes, siendo el valor del período  $T$  necesario en la experiencia el factor que limita el uso de uno u otro.

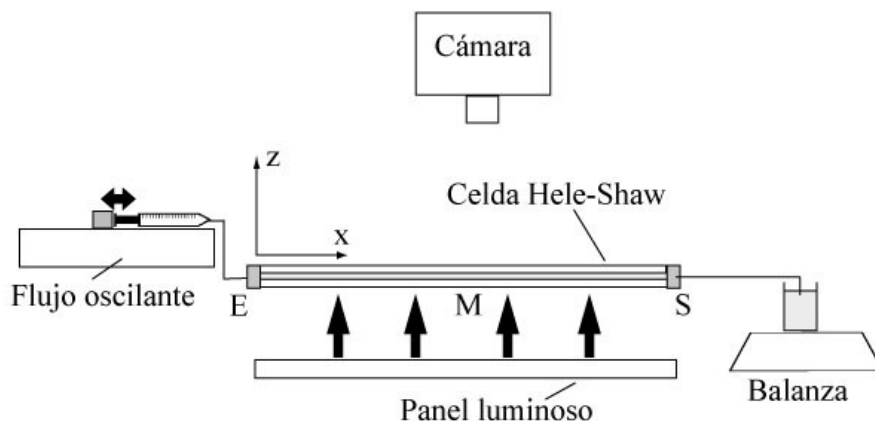


Figura 2. 3: Esquema del dispositivo experimental.

Para  $2 < T < 80$  s (velocidades altas) se construyó un sistema biela-manivela acoplado a un motor de corriente continua que posee una reducción de  $1/40$  obteniendo una velocidad de giro constante. El otro extremo de la biela controla el movimiento del émbolo de una jeringa que se encuentra fija, de esta manera, se logró generar un flujo oscilante sinusoidal. Las variaciones de amplitud  $A$  se generaron, modificando el tamaño de la jeringa utilizada o la posición de la biela con respecto a la manivela.

Para  $250 > T > 25$  s (velocidades bajas) el sistema anterior presentaba pulsaciones debido a la baja velocidad con la cual debía moverse el motor de CC, por lo cual se programó una bomba de jeringas Harvard® Modelo 22 con una función sinusoidal discreta, de forma tal de generar el flujo buscado; en este caso, se controla la amplitud variando directamente los parámetros de la función.

El otro extremo, S de la celda se conecta a un recipiente con fluido colocado sobre una balanza controlada por una PC, donde se registra la variación de la masa en función del tiempo  $m(t)$ , para controlar y verificar el flujo oscilante que se generó en cada una de las experiencias.

## 2.2 Fluidos utilizados

Las soluciones que se utilizaron para realizar el estudio fueron, en una primera etapa una mezcla de agua glicerina al 21% en peso, que posee una densidad  $1,05$  g/ml ( $22^{\circ}\text{C}$ ) y una viscosidad de  $1,8$  mPa.s (solución#1). Se decidió esta mezcla dado

que presenta la misma densidad que las partículas esféricas de poliestireno que serán utilizadas posteriormente en suspensiones de distintas concentraciones de partículas con la finalidad de comparar como se ve afectado el fenómeno de dispersión por la presencia de las mismas (capítulo 4).

En una segunda etapa se modificó la proporción de glicerina utilizada hasta el 50% en peso; de esta forma, se aumentó tanto la densidad como la viscosidad de la mezcla, 1,13 *g/ml* y 6 *mPa.s* respectivamente a 22°C (solución#2). Esta variación se realizó para modificar el valor del coeficiente de difusión molecular del trazador, mediante la relación de Einstein ( $D_m \sim 1/\mu$ ) [48].

El trazador pasivo utilizado, sin interacción físico-química con el medio, es un colorante conocido comercialmente con el nombre de WaterBlue o Acid Blue 22. Este es utilizado en análisis químicos, principalmente para microscopía. Su peso molecular es 737,73 *g/mol* y posee la estructura molecular presentada en la figura 2.4. Es una sustancia sólida, de color violeta pardo e inodoro con una solubilidad en agua, bajo condiciones normales de presión y temperatura (1 atm y 25°C), de aproximadamente 70 *g/l*.

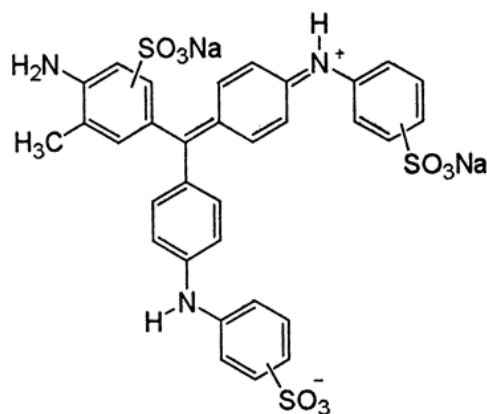


Figura 2. 4: Estructura molecular del trazador WaterBlue, acid blue 22.

En una primera instancia se preparó la solución madre de agua glicerina (al 21% o al 50% en peso) utilizando una balanza ( $10^{-2}$  *gr* de precisión), posteriormente se fraccionó ésta en dos partes iguales. A una de ellas se le agregó 2 *g/l* de colorante (WaterBlue) y a la otra, 2 *g/l* de NaCl, para evitar introducir una diferencia de densidad entre las soluciones e impedir la aparición de inestabilidades [49]. Para verificar el valor



de las densidades, se las midió con un densímetro Anton Paar<sup>®</sup> DMA 35n, de  $10^{-4} \text{ g/cm}^3$  de precisión. Los valores obtenidos con el procedimiento descrito anteriormente resultaron iguales dentro del error que posee el densímetro.

## 2.3 Procedimiento experimental

### 2.3.1 Condición inicial de las experiencias

Para realizar las experiencias se definió siempre la misma condición inicial, para garantizar la repetitividad del estudio.

Una vez que se dispuso de la celda armada, limpia y lista para ser utilizada, se procede a su llenado con agua destilada. Para lograr que el líquido ingresara uniformemente, se colocó la celda en posición vertical. Además así, se garantizó que no queden burbujas de aire atrapadas.

Una vez que la celda está completamente saturada de agua, se la coloca en posición horizontal para proceder a la formación del frente correspondiente al estado inicial de la experiencia. Para ello se inyecta fluido con colorante a través de la posición E y fluido sin colorante a través de S, ambos al mismo caudal controlado por la bomba de jeringas Harvard<sup>®</sup>. Se permite la salida simultánea a través de M y M', y se busca que la presión existente en ambas salidas sea la misma para garantizar que la velocidad con la que sale la mezcla de los fluidos en cada conexión sea la misma. De esa manera, se forma un frente plano en la zona central de la celda, como se puede observar en la imagen de la figura 2.5. Este frente se encuentra todo el tiempo reconstituyéndose garantizando que no exista una mezcla inicial entre los dos fluidos antes de comenzar la experiencia.

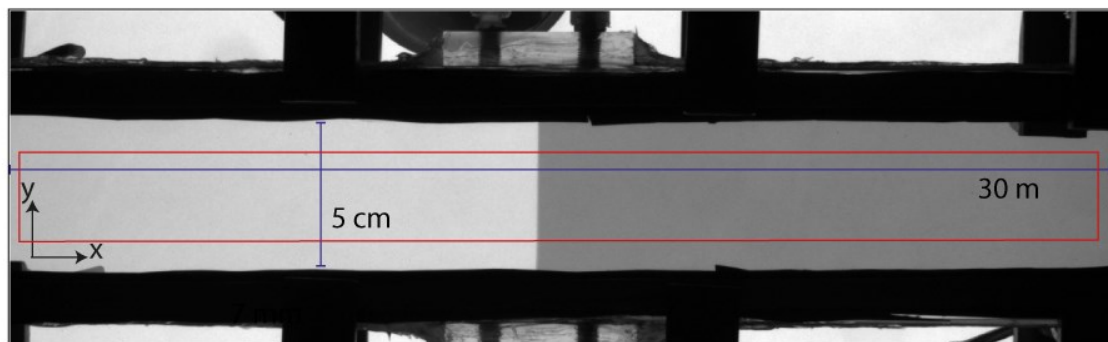
Esta metodología corresponde a la imposición de una variación espacial tipo escalón de la concentración del trazador, a lo largo de la celda.

### 2.3.2 Adquisición de imágenes

Una vez que se realiza la formación del frente podemos comenzar con la experiencia. Inmediatamente, se dejan de inyectar ambos líquidos y se bloquean las conexiones M y

$M'$  a través de sus respectivas válvulas. Se comienza la adquisición de las imágenes y rápidamente, para que la difusión molecular del trazador no tenga tiempo de desarrollarse, se genera el flujo oscilante habiendo sido fijados previamente los parámetros de la oscilación: la amplitud  $A$  y el período  $T$ . La adquisición de las imágenes comienza unos instantes antes para tener el registro de la condición inicial de la celda.

Se registran 650 imágenes en intensidad de luz transmitida a través de la celda para cada una de las experiencias realizadas, obteniendo al menos 30 oscilaciones con 20 imágenes por cada período de oscilación. Esto se logró modificando el intervalo de tiempo  $\Delta t$  entre imágenes. El tamaño de las imágenes adquiridas es de 1350 píxeles de longitud por 450 píxeles de ancho, que equivalen a  $300\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ , siendo entonces la escala espacial de  $4,5\text{ píxeles/mm}$ . Como puede observarse en la figura 2.5, el tamaño longitudinal corresponde a la totalidad de la celda con sección de flujo constante y transversalmente se ve toda la celda.



*Figura 2. 5: Imagen adquirida con la cámara, correspondiente al estado inicial de la experiencia, los niveles de grises indican valores de intensidad de luz transmitida (1600=negro, 3200=blanco). Recuadro rojo, indica la zona en donde se realizará el posterior análisis.*

La secuencia de imágenes de una experiencia se guardó como un único archivo, en formato *tiff*. El vínculo de la información se va a realizar sabiendo que cada posición  $(x, y)$  de la celda está asociada a un elemento  $(n, m)$  de la matriz numérica correspondiente al archivo *tiff*, donde el valor del elemento es el nivel de intensidad de luz transmitida en esa posición.

A partir de las imágenes se puede realizar el seguimiento del frente de mezcla y ver cómo es su variación a medida que transcurre el tiempo, como se mostrará en la sección 2.4.

### 2.3.3 Registro de la balanza

Durante el transcurso de cada una de las experiencias, se registró la variación de masa del recipiente que se encuentra conectado a uno de los extremos de la celda, y posicionado sobre una balanza de  $10^{-2} g$  de precisión, con esta información se logró controlar y verificar el movimiento del flujo oscilante del fluido.

La masa registrada varía típicamente de la forma mostrada en la figura 2.6, a través de ella se pudo verificar que el movimiento es consistente con una función sinusoidal (ecuación 2.1) realizando el ajuste de los datos adquiridos.

$$m(t) = A_m \sin(\omega t) \quad \text{Ecuación 2.1}$$

donde  $A_m$  es la amplitud másica,  $\omega = \frac{2\pi}{T}$  y  $T$ , el período de la oscilación.

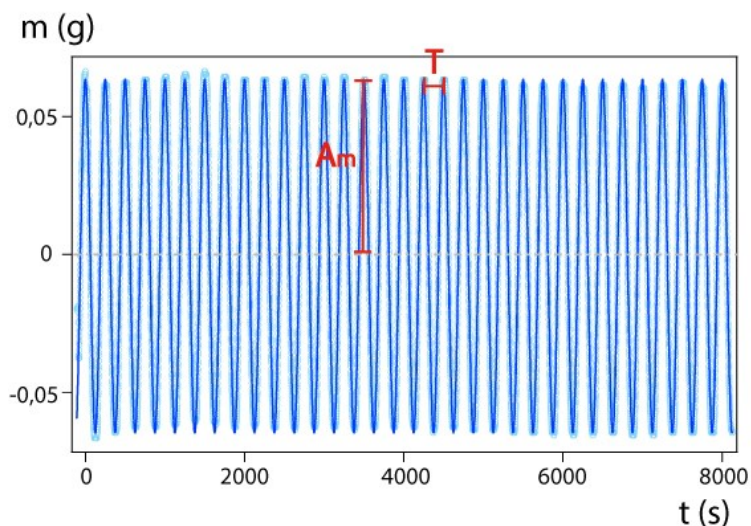


Figura 2. 6: Variación típica de la masa en función del tiempo registrada en la balanza y, superpuesto, el ajuste sinusoidal de los datos obtenidos.

A partir de la expresión anterior, se puede obtener la funcionalidad de la posición con respecto al tiempo  $x(t)$ , utilizando las dimensiones de la celda y las características del fluido según la siguiente expresión:

$$\frac{m(t)}{\rho} = V(t) = x(t)WH \quad \text{Ecuación 2.2}$$

donde  $\rho$ , es la densidad del fluido,  $V(t)$  el volumen desplazado en función del tiempo,  $W$ , es el ancho y  $H$ , el espesor de la celda. Unificando las ecuaciones 2.1 y 2.2, se obtiene:

$$x(t) = A \sin(\omega t) = \frac{A_m}{\rho WH} \sin(\omega t) \quad \text{Ecuación 2.3}$$

donde  $A$  ahora es la amplitud espacial.

Finalmente, a partir del ajuste con la ecuación 2.1 se obtuvo el período  $T$  de la oscilación, mientras que de la relación entre las amplitudes másica y espacial de la ecuación 2.3 se obtiene  $A$ . Estos dos parámetros son los que caracterizarán el movimiento oscilante dentro de la celda durante el transcurso de las experiencias.

## 2.4 Análisis de imágenes

A partir de las imágenes obtenidas durante el transcurso de las experiencias, se desarrolló un tratamiento sobre ellas para obtener la información de la concentración del trazador en cada posición  $(x, y)$  de la celda y su variación en función del tiempo. Para realizarlo, primero se selecciona la zona de interés dentro de la celda evitando el posible efecto de los bordes (recuadro rojo en la figura 2.5). Luego, es necesario obtener la concentración del trazador en cada posición  $(x, y)$  de la celda a partir de las imágenes en intensidad de luz transmitida (niveles de grises). Para ello, fue necesario desarrollar un modelo de transmisión de luz de forma tal de convertir los niveles de grises a concentraciones. Esto se realizó generando una curva de calibración que relaciona ambas magnitudes, como se muestra en la sección siguiente.

### 2.4.1 Técnica de transmisión de luz

La ley de Lambert-Beer permite relacionar la intensidad de luz incidente,  $I_{max}$  en un medio de espesor  $H$  que contiene una determinada solución con concentración  $C$  de un

soluto, con la intensidad transmitida  $I$  después de que en dicho medio se produzca absorción:

$$I = I_{max}e^{(-kHC)} \quad \text{Ecuación 2.4}$$

donde  $k$  es el coeficiente de absorción del soluto.

Esta ley tiene validez en el rango de concentraciones y espesores pequeños, y a priori  $k$  puede ser función de la longitud de onda incidente. No obstante, se ha demostrado que, aún en el rango de bajas concentraciones, diversos tipos de solutos se apartan del comportamiento descrito por el modelo Lambert-Beer [50].

En trabajos anteriores [51, 52] se verificó que el colorante utilizado en las experiencias presenta comportamientos que se apartan de los descritos por esta ley. Por lo cual se postuló una ley más general para describir la absorción de la luz a través de la celda utilizada, dada por la ecuación 2.5:

$$I = I_{max}e^{(-kf_1(H)f_2(C))} \quad \text{Ecuación 2.5}$$

donde  $f_1(H)$  es una función del espesor de la capa atravesada por la luz y  $f_2(C)$  es una función de la concentración del soluto.

Esta ley permite considerar el comportamiento de la transmisión de luz como una modificación de la ley de Lambert-Beer, siendo bastante general dado que no hay restricciones en cuanto a cómo se deben comportar  $f_1$  y  $f_2$ , a pesar de ello, proporciona propiedades muy útiles para relacionar la intensidad transmitida con las concentraciones de colorante.

Si definimos  $I_{x,y}$  como la intensidad transmitida a través de la celda en la posición  $(x, y)$  y consideramos tres casos:

- 1.-  $C_{xy} = 0$  (concentración mínima), luego  $I_{xy} = I_{xy}^{max}$
- 2.-  $C_{xy} = C_{xy}^i$  (concentración intermedia), luego  $I_{xy} = I_{xy}^{max} e^{(-kf_1(H)f_2(C_{xy}^i))} = I_{xy}^i$
- 3.-  $C_{xy} = C_{xy}^{max}$  (concentración máxima), luego  $I_{xy} = I_{xy}^{max} e^{(-kf_1(H)f_2(C_{xy}^{max}))} = I_{xy}^{min}$

donde  $C_{xy}^i$  puede ser conocida o desconocida, y  $C_{xy}^{max}$  es conocida. Se puede construir una función  $F_{xy}^i$  definida como:

$$F_{xy}^i = \ln\left(\frac{I_{xy}^i}{I_{xy}^{max}}\right) / \ln\left(\frac{I_{xy}^{min}}{I_{xy}^{max}}\right) = \frac{f_2(C_{xy}^i)}{f_2(C_{xy}^{max})} \equiv f_3\left(\frac{C_{xy}^i}{C_{xy}^{max}}\right) \quad \text{Ecuación 2.6}$$

donde  $f_3$  es a priori desconocida e incluye a  $C_{xy}^{max}$  como parámetro. Entonces la ley predice que  $F_{xy}^i$  sólo va a depender de  $C_{xy}^i$ , pero no del espesor local  $H$ .

Despejando, la concentración para cada posición  $(x, y)$  de la celda se obtiene:

$$\frac{C_{xy}^i}{C_{xy}^{max}} = f_3^{-1}(F_{xy}^i) \quad \text{Ecuación 2.7}$$

Esto implica que si es posible determinar  $f_3^{-1}$ , entonces con sólo medir  $I_{xy}^{max}$ ,  $I_{xy}^i$ ,  $I_{xy}^{min}$  y conocer el valor de  $C_{xy}^{max}$  se podría calcular la concentración de colorante  $C_{xy}^i$  en cada punto  $(x, y)$  de la celda.

### 2.4.2 Curva de calibración

Para obtener la expresión de la función anterior (ecuación 2.7) y así poder correlacionar los valores de intensidad de luz transmitida a través de la celda con la concentración de trazador presente, se debió realizar una curva de calibración.

Si la concentración es uniforme en toda la celda  $c_{xy}^i = \langle C^i \rangle_{xy}$ , podemos aproximar  $F_{xy}^i$  por  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$ , y reescribiendo la ecuación 2.7 se obtiene:

$$\frac{\langle C^i \rangle_{xy}}{C_{xy}^{max}} = f_3^{-1}(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}) \quad \text{Ecuación 2.8}$$

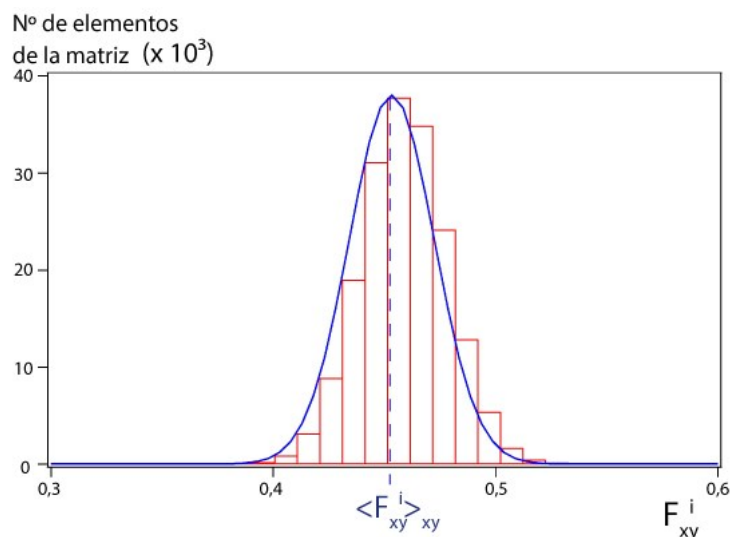
Entonces, midiendo los valores de  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  para diferentes valores de  $C^i$ , se obtiene la curva de calibración buscada; luego, realizando la interpolación de los valores experimentales se encuentra la expresión analítica de  $f_3^{-1}$ .

Experimentalmente el procedimiento se realizó llenando completamente la celda con diferentes concentraciones  $C^i$  conocidas de colorante, partiendo de un valor mínimo

igual a 0 g/l y aumentando en intervalos de 0,4 g/l hasta llegar a la concentración máxima de 2 g/l que corresponde a la utilizada en la solución de trabajo.

En cada uno de los casos se adquirió una imagen, se realizó el recorte de ésta en la misma zona que para las experiencias (recuadro rojo en figura 2.5) y se midió la intensidad de luz transmitida  $I_{xy}^i$ . Esta intensidad en cada posición  $(x,y)$  de la imagen está dada por un valor en nivel de gris, el rango de la cámara varía entre 0 cuando es completamente negro (mínima intensidad) y 4095 cuando es blanco (máxima intensidad). Sin embargo, se trabajó en un rango más acotado (1600 – 3200) garantizando la ausencia de saturación en la cámara, evitando pérdida de precisión en la calibración.

Luego, se calculan los valores de  $F_{xy}^i$  para cada posición  $(x,y)$  de la celda y cada concentración utilizada, obteniéndose una matriz numérica pero en vez de presentar los valores de las intensidades de luz transmitidas en cada elemento  $(n,m)$  se tienen los valores de la función  $F$ . Se realizó luego el histograma de esta matriz y se lo ajustó a través de una distribución gaussiana obteniéndose el valor de la media  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  y su desviación estándar. En la figura 2.7, se observa el histograma de la distribución obtenida cuando la celda se encuentra saturada con una concentración de 0,8 g/l de trazador.



*Figura 2. 7: Histograma típico de  $F_{xy}^i$  obtenido a partir de los valores de toda la celda, cuando se encuentra saturada con una concentración de 0,8 g/l de trazador. Línea azul continua, ajuste con una función gaussiana.*

Finalmente en la figura 2.8 se grafican los valores de  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  y sus respectivos errores en función de las diferentes concentraciones normalizadas  $\langle C^i \rangle_{xy} / C_{xy}^{\max}$  que se utilizaron para realizar la calibración. Luego, se realizó un ajuste con un polinomio de grado 2 dado que introduce el mínimo error.

$$\frac{\langle C^i \rangle_{xy}}{C_{xy}^{\max}} = b_0 + b_1(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}) + b_2(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy})^2 \quad \text{Ecuación 2.9}$$

Con,  $b_0=0,0$ ;  $b_1=0,7 \pm 0,2$  y  $b_2=0,3 \pm 0,2$ .

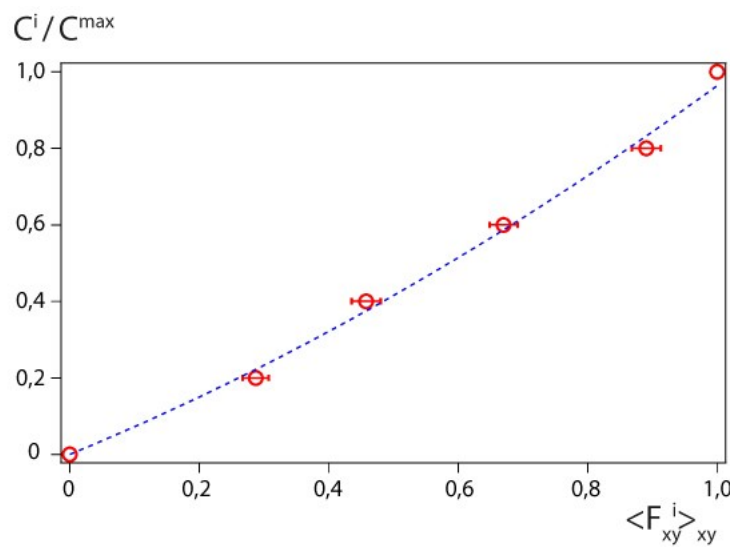


Figura 2. 8: Curva de calibración correspondiente a la celda de Hele-Shaw utilizada en este estudio y utilizando como trazador Waterblue,  $C^{\max} = 2,0 \text{ g/l}$ .

Una vez establecida la expresión analítica para la curva de calibración, ésta se aplica a cada posición  $(x, y)$ , pixel a pixel, de cada una de las imágenes en intensidad de luz transmitida, obteniéndose así, las imágenes convertidas a valores de concentraciones normalizadas. Es decir, se tienen las imágenes ya no en niveles de grises correspondientes a la intensidad de luz entre 1600 y 3200, sino valores de  $C^i / C^{\max}$  representados en niveles de grises entre 0 y 1, como se muestra en la figura 2.9.

El procedimiento se repite para cada una de las experiencias.



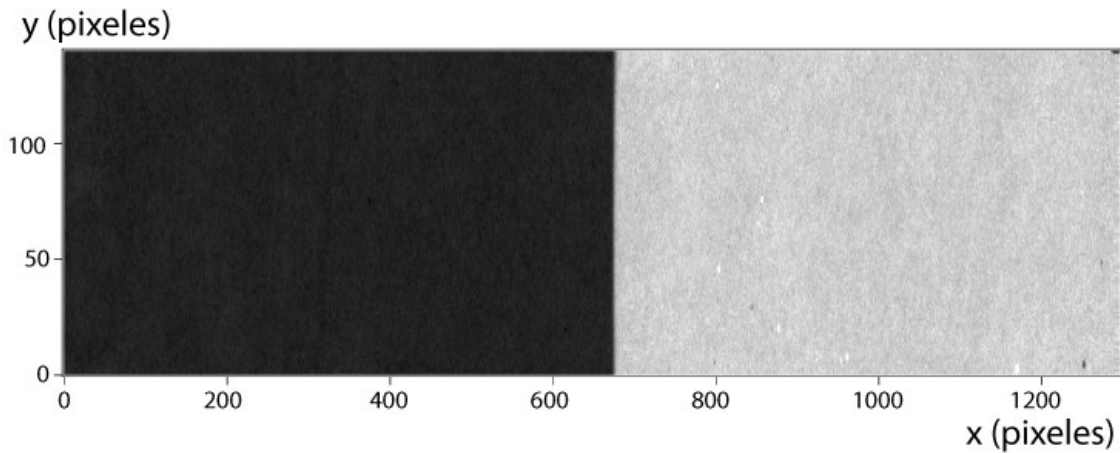


Figura 2. 9: Imagen de la celda luego de realizar el recorte y aplicar la curva de calibración punto a punto. Los niveles de grises indican valores de concentración normalizada (0=negro, 1=blanco). La escala espacial correspondiente a la experiencia es  $1 \text{ mm} = 4,5 \text{ pixeles}$ .

En la próxima sección se muestra de qué modo se realiza, a partir de las imágenes en concentración normalizada, el estudio de la variación de la concentración  $C(x, y, t)$ . Recordemos que, a partir de las experiencias se obtiene información del valor promedio de la concentración **sobre todo el espesor de la celda**, por lo cual la información que se extraiga a partir de ellas será denominada **global** y se marcará con un subíndice **g**.

## 2.5 Dispersión con flujo oscilante

### 2.5.1 Obtención de $\bar{x}_g$ y $\overline{\Delta x^2}_g$

Una vez que se tienen todas las imágenes convertidas a valores de concentración normalizada de trazador, se estudiará la evolución de la zona de mezcla a lo largo y lo ancho de la celda, a medida que transcurre la experiencia. Para concretarlo se trabajará con los perfiles de concentración espaciales dado que los temporales tienen reflejado el movimiento oscilante del fluido, imposibilitando el ajuste posterior con la solución de la ecuación de convección-difusión (ecuación 1.9).

$$C(x, y_d, t_d) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x - \bar{x}(y_d, t_d)}{\sqrt{2\Delta x^2(y_d, t_d)}} \right) \right]$$

Los perfiles de concentración espaciales son aquellos que se obtienen trazando una recta a lo largo de la celda en la dirección  $x$ , para un determinado valor de  $y$  del ancho de la celda (desde ahora  $y_d$ ) a un tiempo  $t$  dado (llamado desde ahora  $t_d$ ). Estos perfiles se obtienen a partir de las imágenes de concentración normalizada. Matemáticamente, se realiza ingresando en la matriz de la imagen correspondiente al tiempo  $t_d$  y se extraen todos los valores de una fila (conforme con el valor de  $y_d$ ), así pues, se genera un nuevo vector que posee la información de la concentración normalizada a lo largo de la celda y finalmente se realiza el ajuste con la ecuación anterior. Se muestra un esquema de este procedimiento en la figura 2.10.

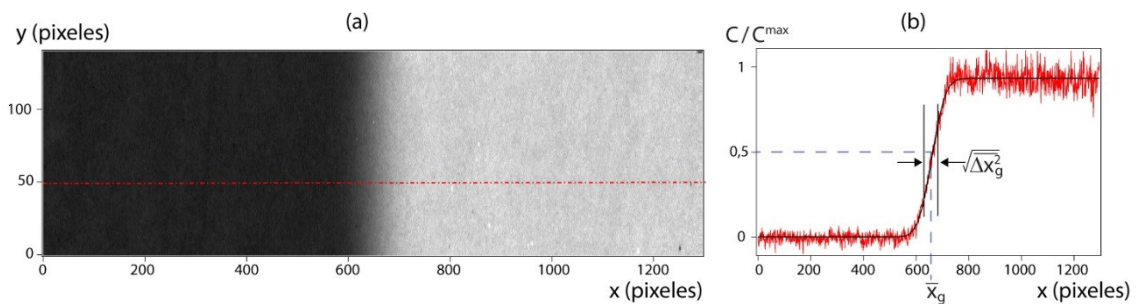
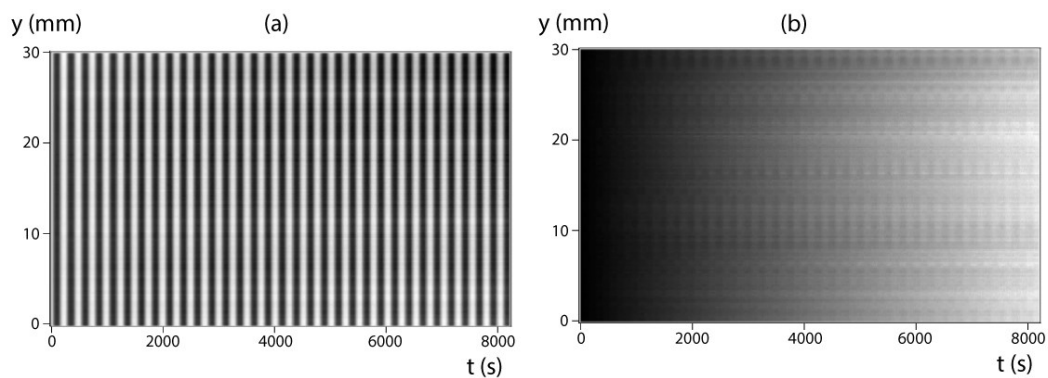


Figura 2. 10: (a) Imagen de la celda en valores de concentración normalizada para un  $t = 300$  s. (b) Perfil de concentración normalizada en función de la posición a lo largo de la celda  $x$ , para una posición en el ancho  $y_d = 10$  mm, correspondiente a la línea punteada roja en (a). La curva negra continua corresponde al ajuste con la ecuación de convección difusión.  $T = 250$  s y  $A = 4$  mm.

A partir del ajuste se obtienen dos parámetros:  $\bar{x}_g(y_d, t_d)$  la posición media global de la zona de mezcla, se corresponde con el valor de  $x$  donde la concentración normalizada es igual a 0,5; y  $\overline{\Delta x^2}_g(y_d, t_d)$  la desviación cuadrática media global, relacionada con el ancho que posee la zona de mezcla. Este procedimiento se realiza para todas las posiciones  $y_d$  en el ancho de cada una de las imágenes adquiridas por la cámara, y para todas ellas, es decir, para todos los tiempos  $t_d$ .

Con los valores obtenidos se construyen dos nuevas matrices, que se podrán representar luego como imágenes en valores de grises, las llamaremos **primer y segundo momento global**, y poseen los valores de las posiciones medias y las desviaciones cuadráticas medias respectivamente. Para construirlas se colocaron los valores de  $\bar{x}_g(y_d, t_d)$  y  $\overline{\Delta x^2}_g(y_d, t_d)$  en la fila  $n$  (correspondiente a  $y_d$ ) y la columna  $m$  (correspondiente a  $t_d$ ), de cada una de las matrices, para todos los pares  $(n, m)$  posibles.

En la figura 2.11 se pueden observar las imágenes correspondientes a las matrices del primer (a) y segundo (b) momento global, los niveles de grises representan los valores de  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$  para cada par  $(y, t)$  (recordemos que cuanto más claro el nivel de gris, mayor es el valor).



*Figura 2. 11: (a) Imagen correspondiente a la matriz del primer momento global, los niveles de grises representan el valor de  $\bar{x}_g$  (negro= 143 mm, blanco= 153 mm). (b) Imagen correspondiente a la matriz del segundo momento global, los niveles de grises representan el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  (negro= 0 mm<sup>2</sup>, blanco= 118 mm<sup>2</sup>).  $T = 250$  s y  $A = 4$  mm.*

En la imagen del primer momento global (figura 2.11 (a)), si se observa cómo es la variación en el eje temporal, se encuentra secuencialmente una banda clara y una banda oscura. Esto muestra que el desplazamiento del frente de mezcla posee un vaivén correspondiente al flujo oscilante impuesto, de manera uniforme en todo el ancho y de la celda. Por otro lado, en la imagen del segundo momento global (figura 2.11 (b)) temporalmente se tiene una variación progresiva de los niveles de grises, donde los valores del  $\overline{\Delta x^2}_g$  van aumentando, eso significa que el valor del ancho de la zona de mezcla crece a medida que transcurre el tiempo.

En la figura 2.12 se grafican 3 perfiles obtenidos al extraer de cada una de las matrices mostradas anteriormente las filas para diferentes valores del ancho (5; 15; 25 mm) y para todo el tiempo. Además, se realizó el promedio para todos los valores de  $y$  (todo el ancho) y se agregó a los gráficos correspondientes. En (a) se observan los perfiles obtenidos a partir de la matriz del primer momento global, donde se tiene el movimiento oscilante de  $\bar{x}_g$  en función del tiempo. Todas las curvas se encuentran superpuestas indicando una independencia con respecto a la posición en el ancho de la celda además el perfil promediado es del mismo orden en consecuencia, se podrá utilizar de ahora en más directamente éste. A partir de este gráfico se pueden obtener nuevamente los valores de  $A$  y  $T$  de la oscilación, de una forma similar a la mostrada anteriormente en la sección 2.3.3. En (b), segundo momento global, el perfil promediado de  $\overline{\Delta x^2}_g$  crece linealmente con el tiempo y sucede lo mismo con los cortes a distintos  $y$ . La diferencia entre la rapidez con la que crece el promedio y las respectivas a cada posición en el ancho es menor del 10%, dado que éste es pequeño se trabajará directamente con el valor promedio.

Por otro lado, puede observarse que globalmente  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función del tiempo crece linealmente, pero localmente estos valores poseen una variabilidad en forma de pequeñas oscilaciones, las cuales no se observaron en las curvas del primer momento. En la sección 2.5.3 se realizará un análisis con mayor detalle de estas variaciones locales en  $\overline{\Delta x^2}_g$ .

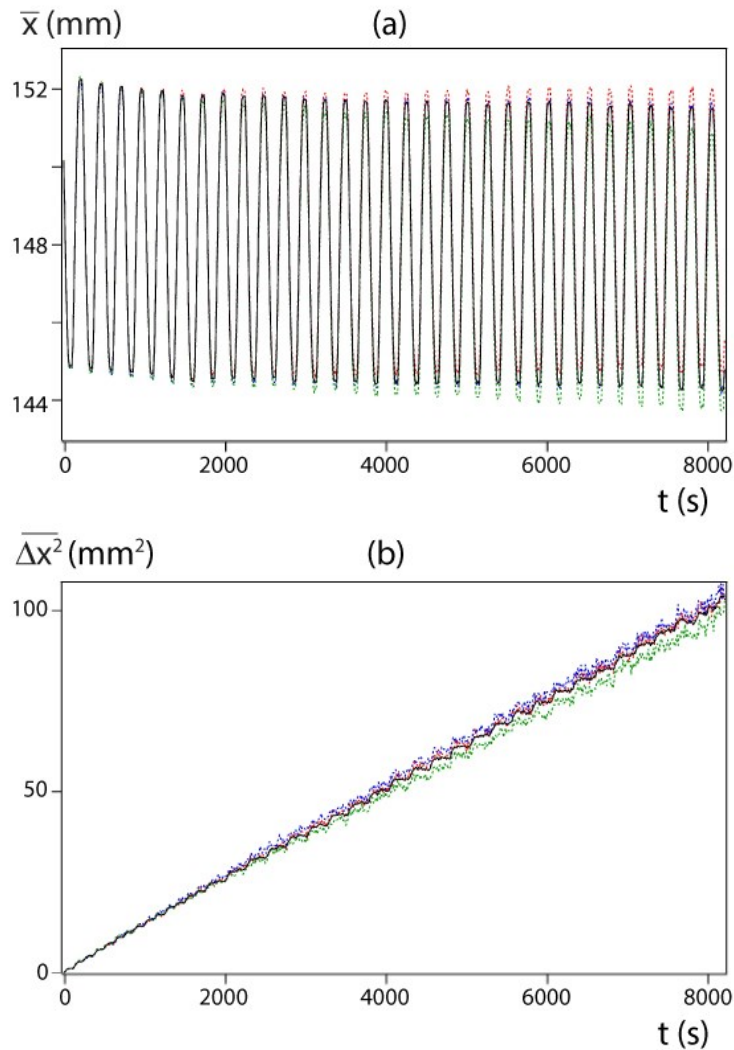


Figura 2. 12: (a) Curvas correspondientes a diferentes cortes en  $y$  de la matriz de primer momento global  $\bar{x}_g$ . (b) Curvas correspondientes a diferentes cortes para  $y$  de la matriz de segundo momento global  $\overline{\Delta x^2}_g$ . Rojo:  $y = 5$  mm; Verde:  $y = 15$  mm; Azul:  $y = 25$  mm; Negro: promedio en todo  $y$ .  $T = 250$  s y  $A = 4$  mm.

Como el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  varía linealmente con el tiempo, estamos en presencia de un fenómeno difusivo. La pendiente de la variación es dos veces el coeficiente de dispersión hidrodinámico  $D$ , y dado que de las experiencias se obtiene información de la concentración promediada sobre todo el espesor, el valor del coeficiente de dispersión también será global.

$$\overline{\Delta x^2}_g = 2D_g t$$

Ecuación 2.10

El valor del coeficiente  $D_g$  global ha sido obtenido a partir de las curvas de  $\overline{\Delta x^2}$  promediado sobre todo el ancho, en función del tiempo (figura 2.12 (b)). Este procedimiento se repite para cada una de las experiencias.

### 2.5.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d,g}$

Recordemos la definición de la dispersividad  $l_d$  vista en el capítulo 1, ecuación 1.20:

$$l_d = \frac{D}{U}$$

Utilizando la ecuación 2.10 en la definición de  $l_d$  se obtiene:

$$l_d = \frac{\overline{\Delta x^2}}{2tU} \quad \text{Ecuación 2.11}$$

Donde  $tU$  representaría el valor de la distancia recorrida por el fluido en un tiempo  $t$  determinado, a velocidad constante. Se puede realizar una aproximación de este valor para flujo oscilante, calculando la acumulación de la posición media del frente de mezcla para cada tiempo transcurrido  $t$ , como:

$$x_{ac}(t_i) = \left[ \sum_{j=1}^i \text{abs} \left( \bar{x}(t_j) - \bar{x}(t_{j-1}) \right) \right] - \bar{x}(t_0) \quad \text{Ecuación 2.12}$$

Con la expresión de la ecuación 2.11 y los valores presentes en el mapa del primer momento global (figura 2.11 (a)), se puede construir un nuevo mapa que posea las posiciones acumuladas para cada tiempo y para cada valor  $y$  en el ancho en la celda. Para ello, se ingresó con un valor de  $y$  determinado a la matriz del primer momento global, se extrajo toda la fila y se realizó para cada elemento el cálculo de  $x_{ac}$ , el resultado se guardó en la posición  $(y, t)$  de una nueva matriz, la cual se denominó **posición acumulada global**. Dado que se obtiene a partir de la información extraída de las imágenes adquiridas en las experiencias, éstas poseen un valor de la concentración del trazador promediada en todo el espesor.

Recordando que las matrices pueden ser representadas como imágenes en niveles de grises, en la figura 2.13 (a) se puede observar el resultado obtenido. En este caso, los valores cuantificarán  $x_{ac}$ . Se graficaron en la figura 2.13 (b), 3 cortes realizados en las

mismas posiciones del ancho que anteriormente y el valor promediado sobre todo  $y$ . Se puede observar que el valor promedio y los perfiles obtenidos para diferentes posiciones en el ancho de la celda se superponen permitiendo nuevamente la utilización directa del valor promedio sin introducir un error significativo.

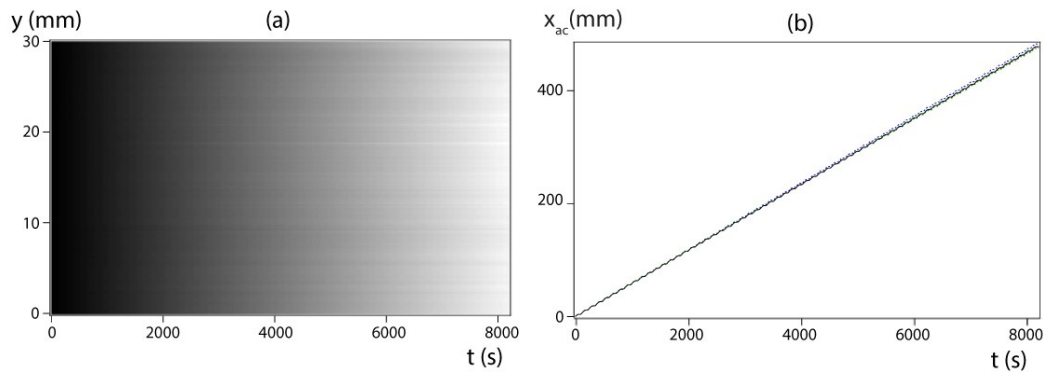


Figura 2. 13: (a) Imagen correspondiente a la matriz de la posición acumulada global, los niveles de grises representan el valor de  $x_{ac}$  (negro= 0 mm, blanco= 504 mm). (b) Curvas correspondientes a diferentes cortes para  $y$  constante de la matriz. Rojo:  $y = 5$  mm; Verde:  $y = 15$  mm; Azul:  $y = 25$  mm; Negro: corresponde al promedio para todo  $y$ .  $T = 250$  s y  $A = 4$  mm.

Volviendo a la ecuación 2.10 y reescribiéndola con la posición acumulada global, se tiene:

$$l_{dg} = \frac{\overline{\Delta x^2_g}}{2x_{ac}} \quad \text{Ecuación 2.13}$$

Si se realiza un nuevo gráfico (ver figura 2.14), de  $\overline{\Delta x^2_g(t)}$  (curva negra de la figura 2.12 (b)) en función de  $x_{ac}(t)$  (curva negra de la figura 2.13 (b)), la pendiente del ajuste lineal posee la información del coeficiente de dispersividad global  $l_{dg}$ . Al utilizar directamente los valores promediados sobre todo el ancho de la celda, se obtiene un valor único para cada una de las experiencias realizadas.

En esta curva se observan nuevamente las oscilaciones locales del valor de  $\overline{\Delta x^2_g}$ , similares a las mostradas anteriormente cuando se representó su evolución con el tiempo (ver figura 2.12 (b)). Esto también, se discutirá en la sección 2.5.3.

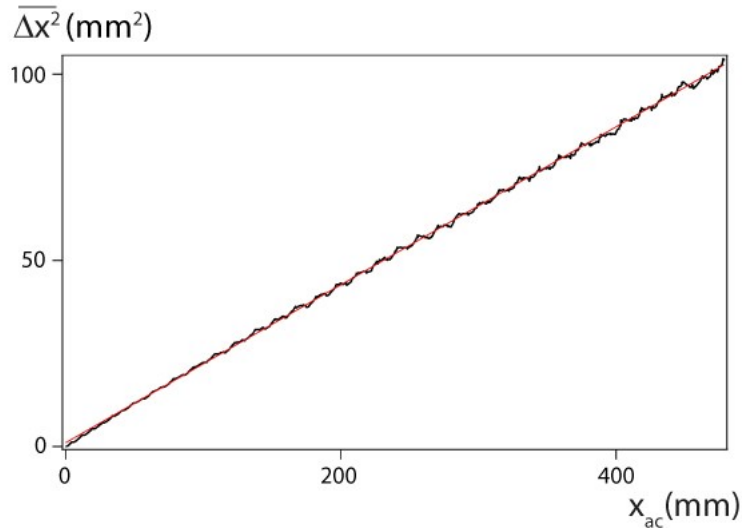


Figura 2. 14: Valor promedio en  $y$  de  $\overline{\Delta x^2_g(t)}$  en función del valor promedio en  $y$  de  $x_{acum}(t)$ . La línea roja continua pertenece al ajuste para obtener el valor de la dispersividad global  $l_{d_g} \cdot T = 250$  s y  $A = 4$  mm.

De esta forma, a partir de cada una de las experiencias realizadas se logró obtener un único valor del coeficiente de dispersividad global, dado que la técnica experimental empleada proporciona información del valor de la concentración promediada en todo el espesor.

Los valores de  $l_{d_g}$  obtenidos en todas las experiencias realizadas se graficarán normalizándolos por la amplitud de la oscilación del fluido  $A$ , y en función de la relación entre los tiempos  $\tau_m/T$ . Recordemos que  $\tau_m$  se definió como el tiempo característico necesario para que una partícula de trazador se desplace en el espesor  $H$  de la celda por difusión molecular.

$$\tau_m = \frac{H^2}{D_m}$$

El valor de  $\tau_m$  variará según el fluido utilizado, dado que el coeficiente de difusión molecular varía con la viscosidad para el mismo trazador. En nuestro estudio serán:  $\tau_m = 394$  s para la mezcla agua-glicerina 21 % ( $D_m = 4,06 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s}$ );  $\tau_m = 1095$  s para la mezcla agua-glicerina 50% ( $D_m = 1,46 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s}$ ), obtenidos a la misma temperatura.



En la figura 2.15, se puede observar que los valores de  $l_{dg}/A$  obtenidos en todas las experiencias, para todos los valores tanto de  $A$  como de viscosidad del fluido utilizado, se superponen satisfactoriamente sobre la misma curva. El rango de relación de tiempos  $25 \leq \tau_m/T \leq 80$  corresponde a la zona en donde los dos dispositivos utilizados, para obtener el flujo oscilante, se superponen. Se puede observar que los resultados colapsan dentro del error experimental, con lo cual se puede asegurar que los pasos discretos que utiliza la bomba programable para variar el flujo no influyen sobre la dispersión del trazador.

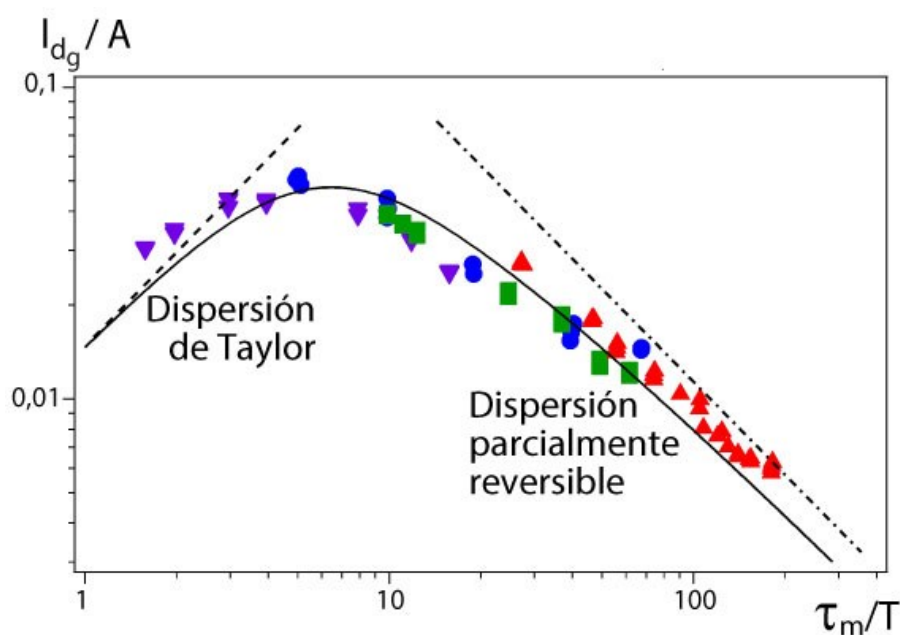


Figura 2. 15: Valores experimentales de dispersividad normalizada  $l_{dg}/A$ , en función de la relación entre el tiempo difusivo y el período de la oscilación  $\tau_m/T$ , para diferentes amplitudes y viscosidades del fluido.  $\mu=1.8$  Pa·s: ( $\nabla$ )  $A=3,5$  mm; ( $\blacktriangle$ )  $A=5$  mm; ( $\bullet$ ):  $A=6$  mm. ( $\blacksquare$ ):  $\mu=6$  Pa·s,  $A=5$  mm. Línea continua, predicción de Watson. Líneas discontinuas: (---) predicción de Taylor; (-.-) recta con pendiente -1.

En la curva representada en la figura 2.15 se puede ver que la normalización  $l_{dg}/A$  es independiente del valor de la amplitud  $A$ . En cuanto a la forma que presentan estos valores, se pueden diferenciar dos zonas. La primera, cuando la relación entre los tiempos es pequeña  $\tau_m/T \leq 3$  siendo  $l_{dg}/A \propto \tau_m/T$  esto es consistente con el comportamiento del *régimen de dispersión de Taylor*.

Reescribiendo la expresión de Taylor (ecuación 1.8, sección 1.2.3) asumiendo que el desplazamiento medio del fluido cumple con la ecuación 2.3 y la velocidad característica es  $U \sim \omega A$ , obtenemos:

$$D_{//} = \frac{A^2 \pi^2 \tau_m}{105 T^2} + D_m \quad \text{Ecuación 2.14}$$

$$\frac{l_d}{A} = \frac{\pi}{210} \frac{\tau_m}{T} + \frac{1}{2\pi} \left(\frac{H}{A}\right)^2 \frac{T}{\tau_m} \quad \text{Ecuación 2.15}$$

En estas ecuaciones, el término de la derecha corresponde al mecanismo de difusión molecular de las partículas de trazador, mientras que el otro, corresponde a la dispersión de Taylor, confirmando la tendencia  $l_{dg}/A \propto \tau_m/T$ .

Luego, a medida que  $\tau_m/T$  aumenta,  $l_{dg}/A$  también lo hace hasta llegar a un valor máximo, a partir del cual comienza a disminuir siguiendo una variación  $l_{dg}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$  a partir de  $\tau_m/T \geq 15$ .

Para comprender el significado de esta última región pensemos qué ocurre si se considera un tiempo equivalente a medio período de la oscilación ( $T/2$ ) en el cual el flujo se mueve en una única dirección. Cada una de las partículas de trazador presentes en el espesor de la celda realizarán un desplazamiento difusivo en la dirección  $z$  (ver figura 2.17) siendo  $\Delta z_d \sim (D_m T)^{1/2} \ll H$ . Además, efectúa un desplazamiento convectivo  $|\Delta x_c|$  con el frente de mezcla en dirección  $x$ , debido al gradiente de velocidad  $\partial v_x / \partial z$ , que puede ser estimado como  $|\Delta x_c| \sim |\Delta z_d (\partial v_x / \partial z) T| \sim (D_m T)^{1/2} U T / H$ . El momento temporal en donde ocurre la transición de un régimen puramente convectivo a un régimen macroscópicamente difusivo está caracterizado por el tiempo característico de difusión molecular  $\tau_m$ ; el desplazamiento macroscópicamente difusivo tendrá la forma  $|\Delta x_c| \sim (DT)^{1/2}$ . Igualando las dos expresiones de  $|\Delta x_c|$  y sabiendo que  $A \sim UT$ , se obtiene:

$$\frac{D}{D_m} \sim \left(\frac{A}{H}\right)^2 \quad \text{Ecuación 2.16}$$

o

$$\frac{l_d}{A} \sim \left(\frac{\tau_m}{T}\right)^{-1} \quad \text{Ecuación 2.17}$$

La ecuación 2.17 predice la variación observada experimentalmente en la figura anterior cuando la relación entre los tiempos  $\tau_m/T \geq 15$ , denominamos a esta zona ***régimen de dispersión parcialmente reversible***.

La predicción analítica de Watson [15, 16] también se graficó en la figura 2.15, en línea continua. Se puede observar que la transición entre los diferentes regímenes ocurre para los mismos valores de  $\tau_m/T$  que se encontró experimentalmente. Además, los valores de  $l_{d_g}/A$  (experimentales y analíticos) son similares en todo el rango estudiado.

Resumiendo, se encontraron dos regímenes en función de la relación  $\tau_m/T$ .

$$\begin{cases} l_{d_g}/A \propto \tau_m/T & \tau_m/T \leq 3 & \text{Dispersión de Taylor} \\ l_{d_g}/A \propto (\tau_m/T)^{-1} & \tau_m/T \geq 15 & \text{Dispersión parcialmente reversible} \end{cases}$$

En la próxima sección se analizará las pequeñas oscilaciones observadas cuando se representó el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  tanto en función del tiempo como de  $x_{ac}$ .

### 2.5.3 Oscilaciones locales de $\overline{\Delta x^2}_g$

Anteriormente en la sección 2.5.1, se vio que globalmente  $\overline{\Delta x^2}_g$  varía linealmente tanto con el tiempo como con la posición acumulada, pero superpuesto se observan pequeñas oscilaciones.

En la figura 2.16 se presentan dos curvas del valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  para diferentes períodos de oscilación (a, c)  $T = 250$  s, (b, d)  $T = 33$  s. En las figuras (a, b) se observa su comportamiento global, y en (c, d) se representan las variaciones para un intervalo de tiempo igual a un período  $T$ .

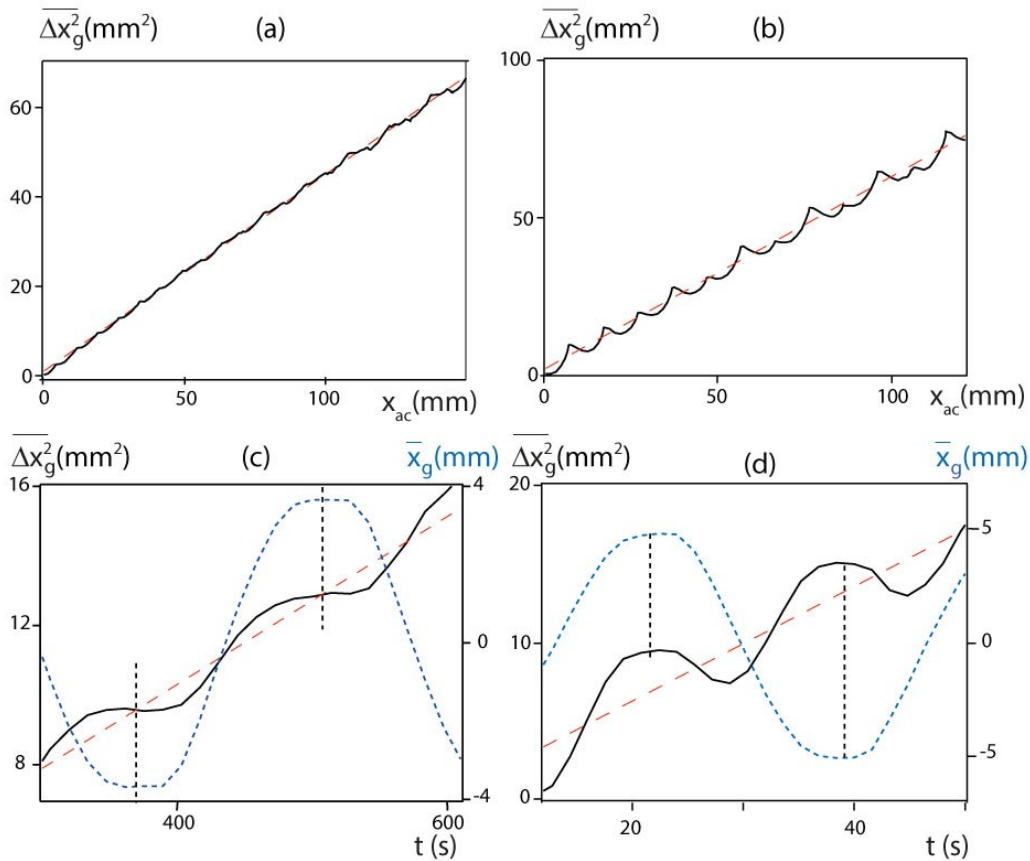


Figura 2. 16: Variación de  $\overline{\Delta x_g^2}$  y  $\bar{x}_g$ . (a, b): Variación de  $\overline{\Delta x_g^2}$  en función de la posición acumulada  $x_{ac}$  (línea continua) y su ajuste lineal (curva discontinua roja). (c, d): Variación de  $\bar{x}_g$  un función del tiempo (curva discontinua azul),  $\overline{\Delta x_g^2}$  (curva continua) y su ajuste (curva discontinua roja); curvas discontinuas verticales: posiciones máximas y mínimas de  $\bar{x}$ . (a, c)  $T = 250$  s,  $A = 3,5$  mm,  $\tau_m/T = 1,6$ ; (b, d)  $T = 33$  s,  $A = 5$  mm,  $\tau_m/T = 12$ .

Para  $T = 250$  s (a, c), se observa que el valor de  $\overline{\Delta x_g^2}$  crece con la posición acumulada pero la velocidad con la cual lo hace, varía localmente en función del tiempo. En (c) se ve que  $\overline{\Delta x_g^2}$  es constante cuando  $\bar{x}_g$  tiene un valor máximo o mínimo (marcadas por las líneas punteadas verticales). Sin embargo, estas modulaciones se hacen menos notorias cuando se traza  $\overline{\Delta x_g^2}$  en función de la posición acumulada, donde la tendencia lineal se vuelve más clara, como puede verse en (a).

Para  $T = 33$  s (b, d), se ve que el valor de  $\overline{\Delta x_g^2}$  no crece como en el caso anterior, a período largo, sino que ahora presenta una disminución en el momento en donde la dirección del flujo se invierte, y luego vuelve a aumentar, como se observa en (d). En

este caso, también se pueden ver las oscilaciones en la variación de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función de  $x_{ac}$  representada en (b) pero manteniendo globalmente su tendencia lineal.

Se puede notar que tanto en (c) como en (d), las modulaciones poseen una frecuencia del doble de la que posee el movimiento del fluido.

Estos resultados muestran que la mezcla del trazador es totalmente irreversible cuando las oscilaciones ocurren a períodos  $T$  grandes, dado que  $\overline{\Delta x^2}_g$  crece de manera continua con el tiempo y la variación es globalmente lineal, pero la pendiente se hace cero cuando la velocidad es nula. Por el contrario, es parcialmente reversible cuando el período  $T$  es más corto ya que hay una fracción de tiempo dentro del período de la oscilación donde la pendiente de  $\overline{\Delta x^2}_g$  es negativa. Por otro lado, cuando se observa la variación de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en intervalos más grandes de tiempo (a, b), su valor aumenta linealmente en ambos casos poniendo en evidencia la presencia de la difusión del trazador en la mezcla.

En la sección 2.7 se ampliará el análisis de estas modulaciones calculando la variación tanto en la amplitud como en el desfase de éstas para los resultados obtenidos experimentalmente, numéricamente y analíticamente (a través de la predicción de Watson [15]).

Para complementar el estudio experimental y además, poder comprender cómo es el comportamiento de las partículas de trazador en el espesor durante los diferentes regímenes encontrados experimentalmente, se realizó una simulación numérica de tipo Monte Carlo, que se describe a continuación.

## 2.6 Simulación numérica

### 2.6.1 Método de Monte Carlo 2D

Hemos visto como cuantificar a partir de las experiencias, el valor de la concentración media del trazador en todo el espesor de la celda, y de las imágenes adquiridas, su distribución en la longitud  $x$ , llegando a obtener el coeficiente de dispersividad global  $l_{d_g}$ . Experimentalmente hemos puesto en evidencia la existencia de mecanismos de

dispersión controlados por la relación de tiempos característicos  $\tau_m/T$ . Para obtener información de qué ocurre en el espesor de la celda con las partículas de trazador, se realizó una simulación numérica de tipo Monte Carlo, pues de forma práctica es bastante complicado medir un perfil de concentración sobre una distancia de  $0,4 \text{ mm}$ .

En la simulación, se consideró como estado inicial una distribución homogénea de  $n$  partículas distribuidas en el espesor (típicamente 10000), en una posición  $x = 0$ . Cada una de ellas realizará un movimiento independiente de las otras: este desplazamiento  $\tau_m/T$  será el resultante de la combinación de los efectos convectivos y difusivos.

En cada simulación se realizan  $m$  pasos de tiempo cada uno de duración  $\delta t \ll T$ , de forma tal de obtener un tiempo total de simulación en concordancia con los 30 períodos medidos previamente en las experiencias. Para cada paso se calcula el desplazamiento  $l_{conv}$ , correspondiente a la convección instantánea generada por el flujo de Poiseuille a velocidad  $v(z, t)$  paralela al eje  $x$ , y el desplazamiento  $l_{dif}$ , definido como el movimiento Browniano aleatorio generado por la difusión molecular de las partículas de trazador [53].

La nueva posición ( $\mathbf{OM}(t + \delta t)$ ) para cada una de las partículas se define a través de la posición en el paso anterior y los dos desplazamientos anteriormente descritos, según:

$$\overline{OM}(t + \delta t) = \overline{OM}(t) + \overline{l_{conv}} + \overline{l_{dif}} = \overline{OM}(t) + \bar{v}\delta t + \sqrt{4D_m\delta t} \bar{u} \quad \text{Ecuación 2.18}$$

El vector unitario  $\bar{u}$  se distribuye en forma uniforme y aleatoria en todas las direcciones determinando la dirección del desplazamiento difusivo de cada una de las partículas para cada paso de tiempo. La dimensión del paso de tiempo  $\delta t$  se definió según el valor de  $D_m$  de forma tal que el tamaño correspondiente a  $l_{dif}$  sea mucho menor que el valor del espesor  $H$ .

Como condición de contorno en ambas paredes se consideró flujo nulo, el cual fue implementado imponiendo la reflexión de las partículas que saldrían del volumen de control, que caracteriza al espesor de la celda.

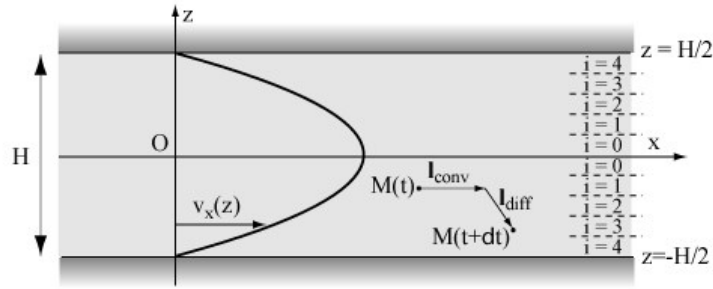


Figura 2. 17: Vista esquemática de la velocidad del fluido en el espesor de la celda  $v_x(z)$  y el movimiento de las partículas de trazador en la simulación numérica.  $M(t)$  y  $M(t + \delta t)$  posiciones respectivas del trazador a tiempo  $(t)$  y  $(t + \delta t)$ .  $l_{conv}$ =desplazamiento convectivo durante un paso de tiempo  $\delta t$ ;  $l_{dif}$ =desplazamiento difusivo durante un paso de tiempo  $\delta t$ . A la derecha se observan los diferentes cortes en el espesor definidos para realizar la simulación.

Después de realizar los  $m$  pasos, se obtiene la distribución final de partículas en el espesor. Se definieron 10 cortes de tamaño  $H/10$ , como se muestra a la derecha de la figura 2.17; ambas mitades del espesor se enumeraron de la misma forma, comenzando desde  $i=0$  en el centro debido a la simetría del perfil de velocidades. Por lo cual, será suficiente analizar sólo 5 cortes entre  $z = 0$  y medio espesor  $H/2$ .

A partir de la distribución, se puede determinar la variación de la concentración media en cada corte, con respecto a la longitud de la celda  $x$ . Dado que la condición inicial utilizada en la simulación fue un pulso de partículas en la posición  $x = 0$  (pues numéricamente es más sencillo), la respuesta que se obtiene es una distribución gaussiana (ver figura 2.18). Luego, se realiza su ajuste con la expresión teórica de  $P(x)$ , ecuación 2.19:

$$P(x) = \frac{C}{\sqrt{2\pi\Delta x^2}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\Delta x^2}} \quad \text{Ecuación 2.19}$$

donde  $C$  es una constante. Esta nos permite obtener los valores de  $\bar{x}$  y  $\overline{\Delta x^2}$ , que presentan las mismas características físicas que los encontrados previamente en las experiencias.

En las simulaciones, vamos a obtener los valores globales  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$ , a partir de la distribución de partículas promediadas en todo el espesor, que serán comparados directamente con los obtenidos experimentalmente. Sin embargo, podremos además analizar cada uno de los cortes de la mitad del espesor de la celda ( $i = 0, 1, 2, 3, 4$ ), a partir de los cuales obtendremos valores que denominaremos locales  $\bar{x}_i$  y  $\overline{\Delta x^2}_i$ .

Las simulaciones se realizaron variando tanto la amplitud como el período de la oscilación, logrando ampliar el rango trabajado experimentalmente dado que no existen las limitaciones del instrumental.

Finalmente, a partir de los valores de  $\bar{x}$  y  $\overline{\Delta x^2}$  (tanto globales como locales) se realizó un análisis equivalente al experimental para obtener el valor de la dispersividad, la cual será global ( $l_{a_g}$ ) para todo el espesor y local ( $l_{a_i}$ ) para cada corte  $i$ .

Adicionalmente, a partir de esta simulación se pudo determinar el tiempo total necesario para obtener un régimen de dispersión completamente desarrollado, es decir, en estado estacionario. En la próxima sección se ampliará este análisis.

### **2.6.2 Estudio del tiempo total necesario para obtener un régimen estacionario**

El estudio se comenzó en la zona de dispersión parcialmente reversible ( $\tau_m/T \geq 15$ ) dado que allí los períodos de oscilación son cortos. Al mantener el número de oscilaciones en 30 como se estudió experimentalmente, puede encontrarse que las partículas no tienen el tiempo suficiente para llegar a difundir molecularmente en el espesor y no alcanzar su distribución homogénea.

En la figura 2.18 se muestran los resultados, obtenidos a partir de las simulaciones numéricas, de dos distribuciones finales de partículas y sus histogramas para los 5 distintos cortes en medio espesor. En ambas distribuciones se conservó el período ( $T = 2$  s) y la amplitud ( $A = 20$  mm) de la oscilación, variando únicamente el tiempo total durante el cual transcurren las oscilaciones ( $t = 8T$  y  $t = 60T$ ). En ambos casos se utilizaron números enteros de períodos de oscilación, garantizando que no existan asimetrías debidas a diferentes posiciones finales del desplazamiento del fluido.



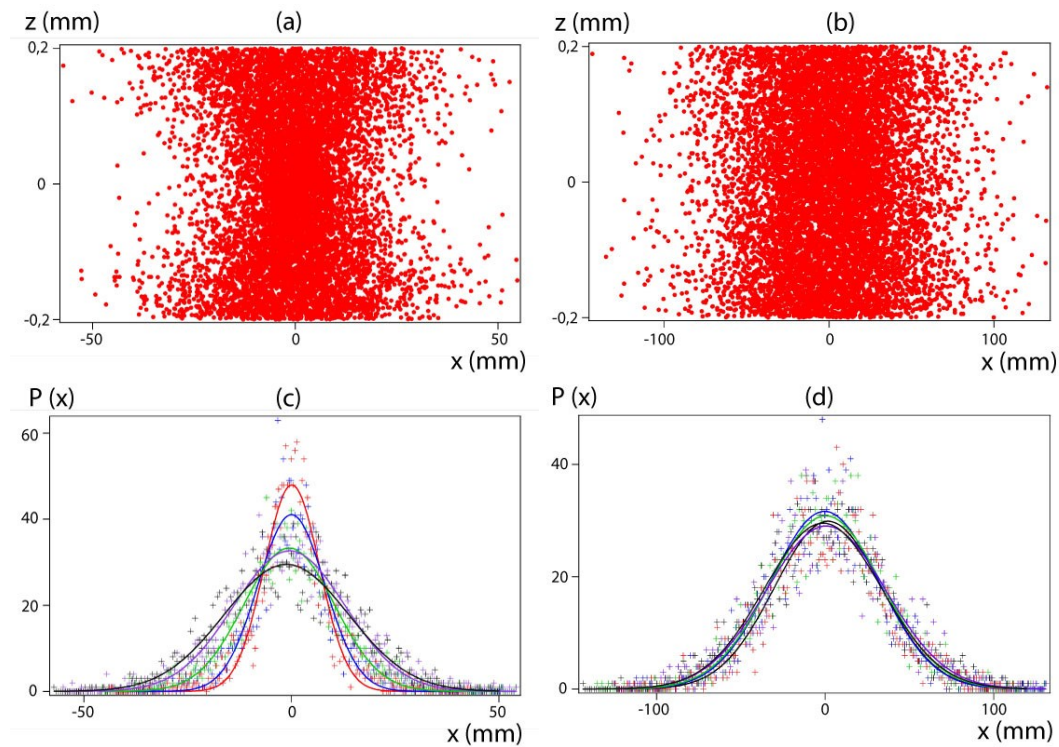


Figura 2. 18: Distribuciones de partículas de trazador en el espesor de la celda para diferentes números de oscilaciones  $N = 8$  (a, c) y  $N = 60$  (b, d).  $\tau_m/T = 200$ ;  $A = 20$  mm;  $H = 0,4$  mm;  $D_m = 4,06 \cdot 10^{-4} \text{mm}^2/\text{s}$ . Histogramas correspondientes al número de partículas en función de la posición  $x$ , para los diferentes cortes en el espesor.  $+$ :  $i = 0$ ;  $+$ :  $i = 1$ ;  $+$ :  $i = 2$ ;  $+$ :  $i = 3$ ;  $+$ :  $i = 4$ . Líneas continuas respetando los colores, son los ajustes gaussianos de cada distribución.

A tiempos cortos (a), se observa que existe un gradiente del número de partículas mayor en las zonas cercanas a las paredes que en el centro del espesor. Esto sucede porque no hay tiempo suficiente para que las partículas difundan transversalmente a la dirección del flujo, por lo tanto siguen el movimiento convectivo impuesto por el perfil de velocidad. La distribución final posee la geometría mostrada en la figura debido a que los gradientes de velocidades son más grandes cerca de las paredes. Si se comparan los histogramas de cada uno de los cortes realizados (c), se observa que son más estrechos en el centro ( $i = 0$ ) que los más cercanos a las paredes ( $i = 4$ ). En consecuencia, los valores de dispersividad local serán diferentes entre ellos, y al definir un valor global se introduce un error considerable. Además, la distribución global no será gaussiana.

Por otro lado, a tiempos largos (b) las partículas van a tener tiempo para difundir en todo el espesor y el resultado obtenido en la distribución final será mucho más

homogéneo. Los histogramas para los diferentes cortes (d) coinciden de una forma casi completa y, en este caso, se podrá obtener un valor de la dispersividad global sin introducir un error significativo, siendo la distribución global más o menos gaussiana. Cuando la distribución tiene esta forma se dice que el régimen de dispersión se encuentra completamente desarrollado, es decir, en estado estacionario. Será necesario garantizar que la mezcla del trazador se encuentre en estas condiciones para definir un valor de  $l_{dg}$  preciso.

Para caracterizar el tiempo necesario para que el proceso de mezcla se encuentre en régimen estacionario, se realizaron diferentes simulaciones en donde se varió el tiempo total, es decir, el número de oscilaciones. Se encontró que la condición estacionaria se obtiene después de un tiempo  $t \sim \tau_m/4$ , siendo más o menos independiente del valor de  $\tau_m/T$  cuando éste es  $\geq 20$ . Finalmente, se modificó el valor de  $D_m$  introducido en las simulaciones para confirmar la importancia de  $\tau_m$  como parámetro característico, lo cual se pudo verificar observando que el tiempo en donde ocurre la transición hacia la condición estacionaria se modifica en el mismo orden de magnitud pero en sentido opuesto, debido a que son inversamente proporcionales.

En la zona del régimen de Taylor ( $\tau_m/T \leq 3$ ), la distribución de las partículas en el espesor es homogénea para un  $t \ll T$  por lo cual se garantiza el estado estacionario, tanto en las experiencias como en las simulaciones, con el tiempo total equivalente a 30 oscilaciones utilizado.

En la próxima sección analizaremos los resultados de  $l_{dg}$  obtenidos en las simulaciones y los compararemos con los experimentales.

### 2.6.3 Dispersividad global $l_{dg}$ numérica

Garantizando que la distribución de partículas final se encuentra en el régimen estacionario, se pueden obtener los valores de  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$  de las simulaciones numéricas, y a partir de ellos se calculan los valores de dispersividad global  $l_{dg}$ . El procedimiento utilizado es el mismo que experimentalmente, descrito en la sección 2.5.2. En la figura 2.19 se muestra un gráfico equivalente al mostrado en la figura 2.15 pero con los resultados obtenidos numéricamente para tres valores de amplitud, y

además se representó el resultado analítico obtenido por la predicción teórica de Watson [15].

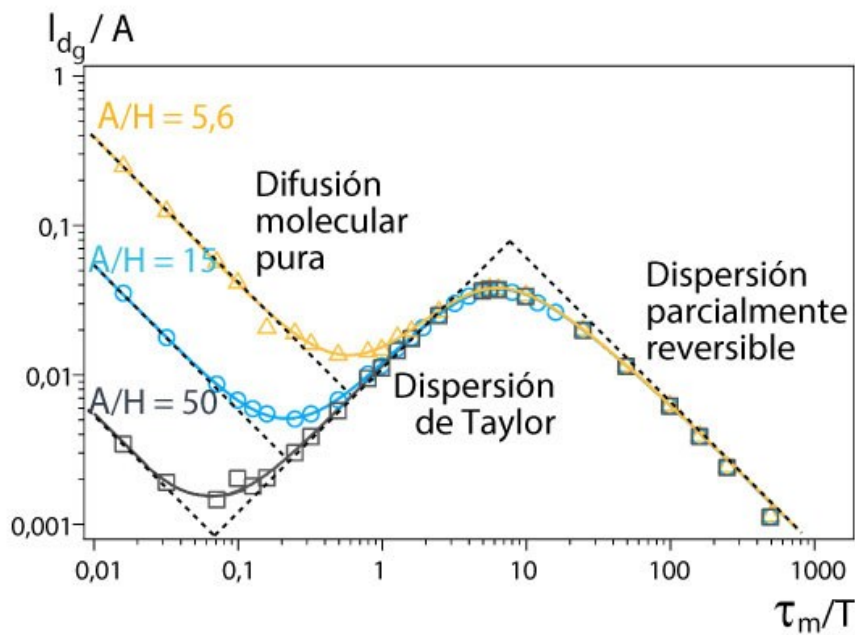


Figura 2. 19: Valores numéricos de dispersividad normalizada  $l_{dg}/A$ , en función de la relación entre el tiempo difusivo y el período de la oscilación  $\tau_m/T$ , para diferentes amplitudes. ( $\triangle$ )  $A = 3,5$  mm; ( $\circ$ ):  $A = 6$  mm. ( $\square$ ):  $A = 20$  mm. Líneas continuas: predicción de Watson para diferentes relaciones  $A/H$ . Líneas discontinuas: rectas con pendiente +1 y -1 respectivamente.

Se puede observar que todos los resultados obtenidos, tanto numéricamente como a partir de la predicción analítica de Watson, concuerdan satisfactoriamente. Para bajos valores de  $\tau_m/T$ , los resultados dependen del valor de  $A/H$  utilizado y no coinciden entre ellos. A velocidades bajas, para números de Peclet  $\ll 1$ , el fenómeno es dominado por la difusión molecular longitudinal (paralela al flujo). Recordemos que  $Pe = UH/D_m$ , la velocidad  $U$  correspondiente al movimiento oscilante la podremos aproximar como  $U \sim \omega A$ , quedando  $Pe \sim \omega AH/D_m$ . Por otro lado, como el tiempo característico de difusión molecular es  $\tau_m = H^2/D_m$ , sobre  $\tau_m/T$  se podrá aplicar el mismo criterio que en  $Pe$  para estudiar la transición. En la ecuación 2.15 mostramos que la dispersividad en estas condiciones varía como:

$$\frac{l_d}{A} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{H}{A}\right)^2 \frac{T}{\tau_m}$$

Ecuación 2.20

Denominamos esta zona como **régimen de difusión molecular** y el valor de  $l_{d_g}$  varía proporcionalmente con  $(\tau_m/T)^{-1}$  y  $(A/H)^{-2}$ . La observación de este régimen está limitada experimentalmente pues a muy baja velocidad la bomba presenta pulsaciones.

A medida que  $\tau_m/T$  aumenta aparece una transición hacia el **régimen de dispersión de Taylor**, los valores de  $\tau_m/T$  correspondientes a los mínimos de la curva mostrada en 2.19. La transición entre los dos regímenes tiene lugar cuando los dos términos de la ecuación 2.15 son iguales, es decir,  $\tau_m/T = (H/A)(\sqrt{105}/\pi)$ . Para los espesores y amplitudes estudiados, los valores donde ocurre la transición resultaron:  $\tau_m/T = 0,58$  ( $A/H = 5,6$ ),  $\tau_m/T = 0,22$  ( $A/H = 15$ ),  $\tau_m/T = 0,06$  ( $A/H = 50$ ). Puede observarse que estos valores están en un muy buen acuerdo con la figura 2.19.

Finalmente, al continuar incrementando  $\tau_m/T$  se encontró el **régimen de dispersión parcialmente reversible** consistente con lo visto previamente en los resultados experimentales (sección 2.5.2).

Resumiendo, a partir de los estudios experimentales y numéricos, los diferentes regímenes son:

$$\left\{ \begin{array}{lll} l_{d_g}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}(A/H)^{-2} & \tau_m/T < (H/A)(\sqrt{105}/\pi) & \text{Difusión molecular} \\ l_{d_g}/A \propto \tau_m/T & \tau_m/T \leq 3 & \text{Dispersión de Taylor} \\ l_{d_g}/A \propto (\tau_m/T)^{-1} & \tau_m/T \geq 15 & \text{Dispersión parcialmente reversible} \end{array} \right.$$

En los resultados obtenidos numéricamente también se observaron las pequeñas oscilaciones en los valores de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función del tiempo o de la posición acumulada cuando la escala temporal es del orden de un período de la oscilación  $T$ . En la figura 2.20 se representa, análogamente a lo realizado anteriormente en figura 2.16, los resultados para dos períodos diferentes. Uno de ellos pertenece al régimen de dispersión de Taylor (a, c)  $T = 500$  s,  $\tau_m/T = 0,8$  y el otro, al régimen de dispersión parcialmente reversible (b, d)  $T = 6,66$  s,  $\tau_m/T = 60$ . Además, se observa su comportamiento temporal global (a, b), y luego se representan las variaciones para un intervalo de tiempo igual a un período  $T$  (c, d).

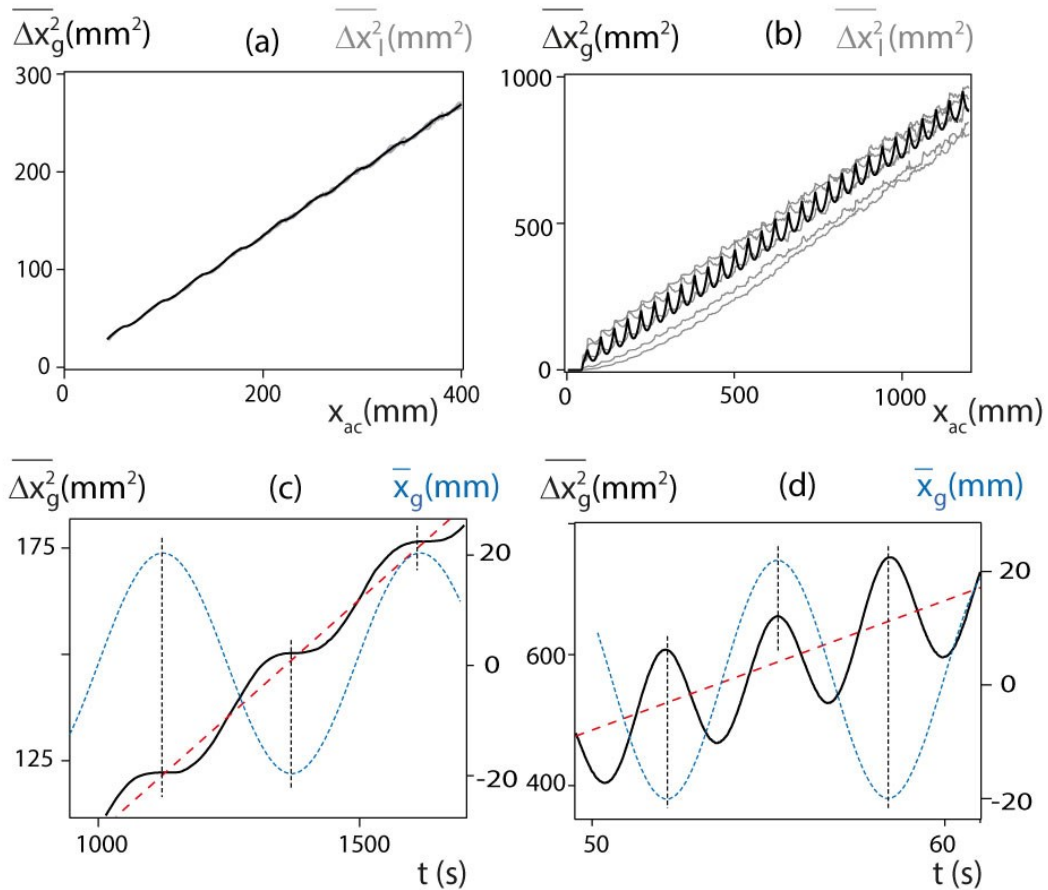


Figura 2. 20: Variación de  $\overline{\Delta x^2}_g$ ,  $\overline{\Delta x^2}_l$  y  $\bar{x}_g$ . (a, b): Variación de  $\overline{\Delta x^2}_g$  (curva negra) y  $\overline{\Delta x^2}_l$  (curvas continuas grises, i aumenta hacia arriba) en función de la posición acumulada  $x_{ac}$ . (c, d) Variación en función del tiempo de  $\bar{x}_g$  (curva discontinua azul),  $\overline{\Delta x^2}_g$  (curva continua) y su ajuste (curva discontinua roja); curvas discontinuas verticales: posiciones máximas y mínimas de  $\bar{x}$ . (a, c)  $T = 500$  s,  $A = 20$  mm,  $\tau_m/T = 0,8$ ; (b, d)  $T = 6,66$  s,  $A = 20$  mm,  $\tau_m/T = 60$ .

En este caso, dado que los resultados provienen de la simulación numérica, además de representar el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  global obtenido del promedio en todo el espesor, se representaron los valores locales  $\overline{\Delta x^2}_l$  correspondientes a cada uno de los cortes realizados en medio espesor. Para períodos de oscilación grande (a, c) se puede ver que las curvas del valor global y los valores locales en los diferentes cortes  $i$ , se superponen y crecen linealmente con la posición acumulada. Sin embargo, a períodos cortos (b, d) se observa que las curvas crecen de forma lineal con  $x_{ac}$ , y poseen un desplazamiento entre ellas observándose que son paralelas cuando transcurrió el tiempo necesario para que el régimen se encuentre desarrollado (sección 2.6.2). Allí, el valor de pendiente será

el mismo y representará la dispersividad. Comparando las curvas de  $\overline{\Delta x^2}_g$  para los diferentes regímenes se encuentra que, a menores períodos  $T$  (b) las oscilaciones son más significativas, mientras que para períodos mayores (a) estas modulaciones son muy débiles.

Analizando las curvas a una escala de tiempo menor, del orden de un período  $T$ , se observa en el régimen de dispersión de Taylor (c), que el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  siempre aumenta con el tiempo excepto en el instante donde el flujo cambia de sentido y allí la velocidad se hace nula. Por el contrario, en el régimen de dispersión parcialmente reversible (d), el valor de  $\overline{\Delta x^2}$  decrece cuando el flujo cambia de sentido.

Las variaciones de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función de  $x_{ac}$  o del tiempo, poseen las mismas tendencias y características que las mostradas anteriormente en las curvas obtenidas experimentalmente (ver figura 2.16). Con ello se confirma que las simulaciones numéricas realizadas son consistentes con el fenómeno observado en las experiencias a través de valores de concentración promediados en todo el espesor, es decir, desde una perspectiva global. Por lo tanto, a continuación, podremos utilizar las simulaciones realizadas para analizar lo que sucede localmente en el espesor de la celda.

En la sección 2.7 se regresará al análisis de estas modulaciones realizando los cálculos de la variación tanto en la amplitud como en el desfase y se discutirán los resultados obtenidos junto a los experimentales

#### **2.6.4 Estudio de la distribución de partículas en el espesor**

Hasta ahora se ha estudiado la dispersión hidrodinámica de un trazador, por un lado experimentalmente a través del seguimiento del frente de mezcla (promediado en el espesor) en función de la longitud de la celda y por el otro, a través de la simulación numérica del fenómeno, encontrando el mismo comportamiento a escala global.

Ahora se analizarán las distribuciones de partículas de trazador en el espesor, obtenidas a través de las simulaciones numéricas, para comprender cómo se comporta la mezcla en los diferentes regímenes encontrados.



Comparemos las distribuciones obtenidas para dos valores de período  $T$  correspondientes a diferentes regímenes (figura 2.20), para tres instantes temporales distintos dentro del mismo período de la oscilación  $T$ . En la figura 2.21 (b, e) estos valores corresponden a tiempos equivalentes a un número entero del período  $t=NT$ ; (a, d), a un cuarto de período anterior  $t = (N - \frac{1}{4}) T$ ; (c, f), y a un cuarto de período posterior  $t = (N + \frac{1}{4}) T$ . De esta forma, tenemos las distribuciones espaciales de las partículas en los extremos (a, c) y (d, f), mientras que en (b, d) en la posición central.

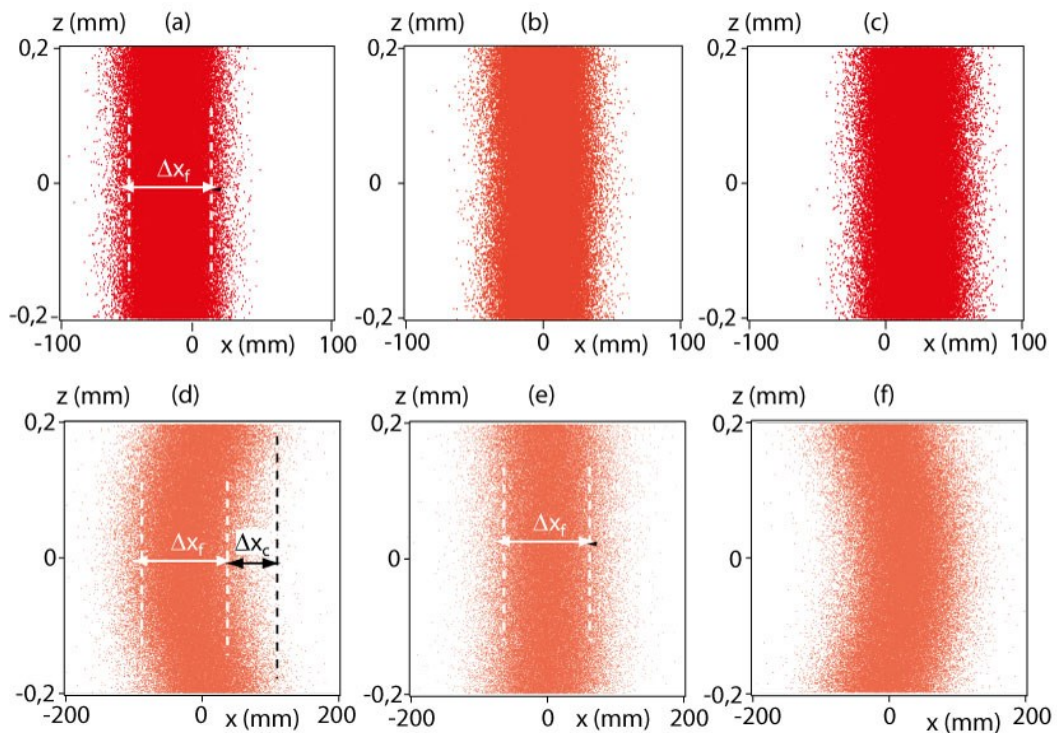


Figura 2. 21: Distribución de partículas en el espesor de la celda para tres instantes temporales distintos. (a)  $t = 4,75 T$ ; (b)  $t = 5 T$ ; (c)  $t = 5,25 T$ ; (d)  $t = 19,75 T$ ; (e)  $t = 20 T$ ; (f)  $t = 20,25 T$ . (a-c)  $\tau_m/T = 0,8$ ,  $T = 500 s$ ,  $A = 20 mm$ ; (d-f)  $\tau_m/T = 60$ ,  $T = 6,66 s$ ,  $A = 20 mm$ .  $\tau_m = 394 s$ .

En el régimen de dispersión de Taylor (a-c),  $\tau_m/T = 0,8$ , el frente de partículas es plano y uniforme en todo el espesor, mientras que, para el régimen de dispersión parcialmente reversible (d-f),  $\tau_m/T = 60$ , la geometría del frente sigue la forma del perfil de velocidades. En este caso, el ancho del frente de mezcla será diferente cuando se lo cuantifique localmente para una posición  $z$  en el espesor ( $\Delta x_f$ ) o globalmente como un promedio para todo  $z$  ( $\Delta x_f + \Delta x_c$ ). La diferencia entre uno y otro está dada

por el valor adicional convectivo  $\Delta x_c$ , pues  $\Delta x_f$  es aproximadamente constante para todo  $z$ . El aporte extra surge porque las partículas se desplazan siguiendo el perfil de velocidades del fluido.

A partir de estas distribuciones y recordando que el ancho del frente de mezcla está relacionado directamente con  $\overline{\Delta x^2}$ , se puede comprender mejor la forma que poseen las curvas observadas anteriormente en la figura 2.20. En el régimen de dispersión de Taylor se encontró que los valores de  $\overline{\Delta x^2}_l$  para los diferentes cortes  $i$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$  para todo el espesor se encontraban superpuestos y sus modulaciones eran débiles. Este comportamiento se ve cualitativamente representado a través de la forma plana y homogénea que posee la distribución de partículas en todo el espesor: el valor  $\Delta x_f$  es idéntico en todas las posiciones  $z$  del espesor, y su crecimiento es  $\propto \sqrt{t}$  (figura 2.21 entre (a) y (c)). Por otro lado, para el régimen de dispersión parcialmente reversible se observó que los valores de  $\overline{\Delta x^2}_l$  para los diferentes cortes  $i$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$  no se encontraban superpuestos como en el caso anterior sino que se encontraban desplazados en el eje de ordenadas, debido a una pequeña diferencia del valor de  $\Delta x$  para las distintas posiciones en  $z$ , que se incrementa al representar la media del cuadrado. Recordemos que globalmente tendremos  $\Delta x = \Delta x_f + \Delta x_c$  debido al perfil de velocidades. Sin embargo, las pendientes de todas las curvas son iguales mostrando que el valor del ancho del frente de mezcla crece con la misma rapidez sin importar la posición en el espesor. Las modulaciones de  $\overline{\Delta x^2}_l$  son casi imperceptibles, mientras que las de  $\overline{\Delta x^2}_g$  están bien marcadas. Cuando se analizó la variación para un intervalo de tiempo del orden de  $T$  (ver figura 2.20 (d)), se encontró que  $\overline{\Delta x^2}_g$  crece y en el instante correspondiente al cambio de dirección del flujo, decrece para luego, nuevamente crecer. Esto se debe al incremento en  $\overline{\Delta x^2}_g$  extra dado por el valor de  $\overline{\Delta x^2}_c$  generado por el perfil de velocidad en el espesor. Es este valor  $\Delta x_c$  el que crece desde la posición central (figura 2.21 (e)) hacia un extremo (por ejemplo (d)); decrece hasta cero cuando el frente regresa a la posición central (e) y vuelve a repetirse lo mismo cuando se desplaza hacia el otro extremo (f) y regresa (e).

Otra forma de visualizar la geometría que presenta el frente de mezcla, es a través del seguimiento del desplazamiento que realizan las partículas en cada uno de los cortes



realizados en medio espesor y compararlo con el correspondiente al promedio para todo el espesor. Además, de esta forma se puede ver cómo varía el comportamiento cuando se cambia de un régimen a otro, modificando el período de la oscilación  $T$ . La posición media  $\bar{x}$  del frente es la cantidad más apropiada para realizar el estudio.

En la figura 2.22 se representaron las variaciones de la posición media del frente, tanto globalmente  $\bar{x}_g$  en todo el espesor como localmente  $\bar{x}_l$  para los diferentes cortes  $i$ , normalizadas por su correspondiente amplitud  $A$  impuesta por el flujo oscilante, en función del tiempo. Se tomaron los dos mismos valores de período  $T$  correspondientes a los regímenes de dispersión de Taylor y parcialmente reversible, con los cuales se realizaron las figuras anteriores (2.20 y 2.21).

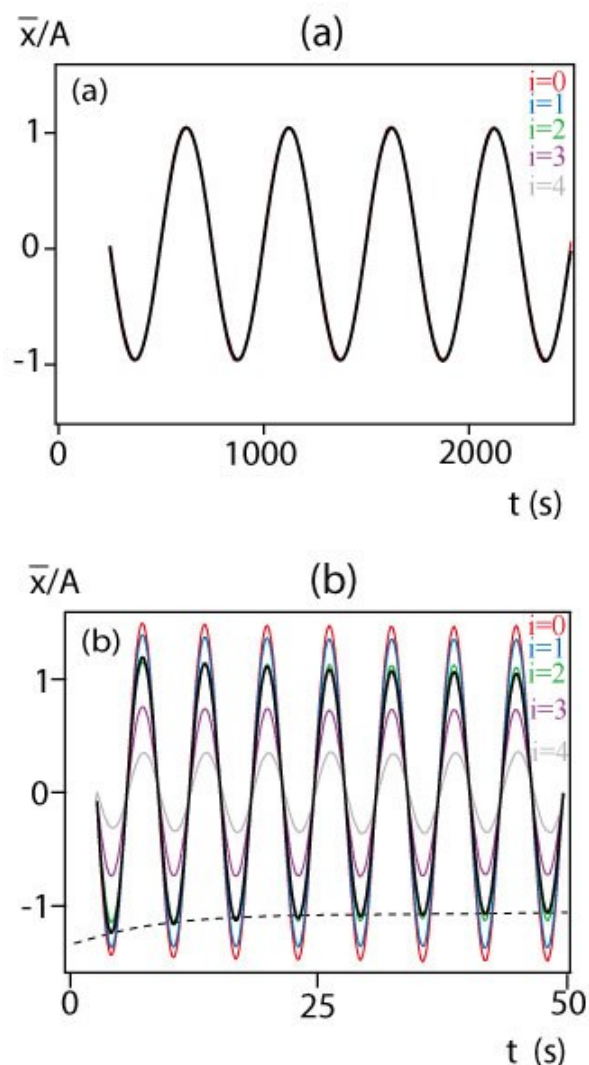


Figura 2. 22: Variación de  $\bar{x}_g$  (línea negra) y  $\bar{x}_l$  para diferentes cortes en el espesor  $i$  (líneas de colores), en función del tiempo. (a)  $\tau_m/T = 0,8$ ,  $T = 500$  s,  $A = 20$  mm; (b)

$\tau_m/T = 60$ ,  $T = 6,66$  s,  $A = 20$  mm. *Línea punteada: ajuste cualitativo de la variación temporal de la amplitud global.*

Para el régimen de dispersión de Taylor, (a)  $\tau_m/T = 0,8$  se observa que las variaciones tanto globales  $\bar{x}_g$ , en todo el espesor como locales  $\bar{x}_l$ , para cada corte  $i$  se superponen perfectamente, siendo la amplitud del desplazamiento constante en el tiempo. No obstante, para el régimen de dispersión parcialmente reversible (b)  $\tau_m/T = 60$  las oscilaciones necesitan un tiempo  $t \sim \tau_m/10$  para que la amplitud sea constante (ver línea punteada en figura 2.22 (b)). Además, la amplitud de las variaciones locales  $\bar{x}_l$  para cada corte  $i$ , difieren entre ellas y también con respecto al valor global  $\bar{x}_g$ . El valor de la amplitud decrece a medida que la posición del corte se aleja del centro del espesor (desde  $i = 0$  hacia  $i = 4$ ). En la siguiente sección analizaremos la diferencia entre las amplitudes, a partir de considerar que el frente de partículas de trazador se mueve siguiendo el perfil de velocidades tipo Poiseuille.

Por otro lado, se puede observar que, en ambos regímenes, el desplazamiento de la posición media del frente, tanto local  $\bar{x}_l$  para los cortes  $i$  como su valor global  $\bar{x}_g$  (promedio en todo el espesor), se encuentran en fase.

A continuación, se utilizará la variación observada entre las amplitudes de los desplazamientos locales para diferentes posiciones en el espesor para comprender la transición entre el régimen de dispersión de Taylor y el régimen de dispersión parcialmente reversible.

## 2.7 Transición entre los regímenes

Para obtener el rango de valores de  $\tau_m/T$  en los cuales se da la transición del régimen de dispersión de Taylor al régimen de dispersión parcialmente reversible, se calculó la relación entre la amplitud de la oscilación de la posición media del frente de partículas  $A_{\bar{x}_g}$  (o  $A_{\bar{x}_l}$  para los cortes en el espesor) y la amplitud  $A$  de la oscilación del fluido.

En la figura 2.23 se representaron los valores obtenidos para cada uno de los cortes  $i$  en medio espesor de la celda y para su valor promediado en función de la relación entre los tiempos  $\tau_m/T$ .

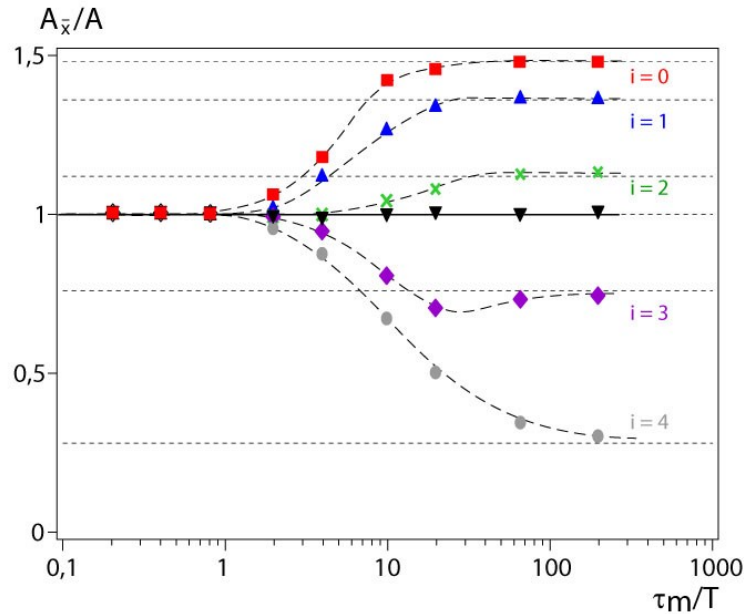


Figura 2. 23: Variación de relación entre la amplitud de la posición media del frente  $A_x$  y la amplitud de la oscilación  $A$ , en función de  $\tau_m/T$ . ( $\blacktriangledown$ ): promedio en todo el espesor; ( $\blacksquare \blacktriangle \times \blacklozenge \bullet$ ): diferentes cortes  $i$  en el espesor. Líneas discontinuas: tendencias cualitativas. Líneas punteadas horizontales: amplitud promedio teórica para cada corte  $i$  normalizada por la amplitud de la oscilación  $\langle A(\Delta z) \rangle_i / A$ .  $A = 20$  mm.

Puede observarse que para valores de  $\tau_m/T \leq 1$ , la relación entre las amplitudes es igual a 1 tanto para el valor global como para los locales, correspondientes a los diferentes cortes  $i$ , indicando que el frente de partículas se desplaza en bloque a la misma velocidad, análogamente a lo visto en la figura 2.21 (a-c), para el régimen de dispersión de Taylor ( $\tau_m/T < 3$ ).

Luego, para valores  $2 \leq \tau_m/T \leq 20$ , se encuentra una variación de la relación entre las amplitudes. Para los cortes en el espesor cercanos al centro de la celda ( $i = 0, 1, 2$ ) se observa un incremento, mientras que para los cortes cercanos a las paredes decrecen. Este rango representa la transición entre el régimen de Taylor y el régimen parcialmente reversible, en concordancia con los resultados experimentales (figura 2.15) y numéricos (figura 2.19) mostrados previamente.

Finalmente, para valores de  $\tau_m/T \geq 20$  correspondiente al régimen parcialmente reversible, la relación entre las amplitudes obtenida a partir del valor global continúa siendo igual a 1, pero las relaciones de los desplazamientos locales tienden a un valor

constante pero diferente para cada posición  $i$ . La relación  $A_{\bar{x}_i}/A$  decrece a medida que la posición del corte  $i$  se aleja del centro del espesor de la celda (desde  $i = 0$  a  $4$ ).

En la sección anterior se puso en evidencia que el frente de partículas se desplaza siguiendo el perfil de velocidades de Poiseuille. Luego, podemos calcular  $A(z)$  para cada posición dentro del espesor de la celda, a partir de la ecuación del perfil de velocidades.

$$A(z) = \frac{3A}{2} \left( 1 - \left( \frac{2z}{H} \right)^2 \right) \quad \text{Ecuación 2.21}$$

Utilizando esta ecuación y recordando que los diferentes cortes  $i$  poseen un determinado ancho  $\Delta z = H/10$  (ver figura 2.17), se realizó el cálculo del valor promedio de la amplitud para cada corte  $\langle A(\Delta z) \rangle_i$  y se lo normalizó con la amplitud de la oscilación del flujo  $A$ . Estos valores también se representaron en la figura 2.23 en líneas punteadas, horizontales. Se observa que, para valores de  $\tau_m/T$  grande, las relaciones  $A_{\bar{x}_i}/A$  para cada corte  $i$  son iguales a los valores teóricos ( $\langle A(\Delta z) \rangle_i/A$ ) calculados a partir de la ecuación 2.19. A través de este resultado, se concluye que cuando  $\tau_m/T \geq 20$  el movimiento local del frente de partículas sigue exactamente el perfil parabólico de velocidades.

Por último, se logró definir con mayor precisión los límites correspondientes a los diferentes regímenes, poniendo en evidencia más claramente la transición entre ellos.

*Régimen de dispersión de Taylor*

$$\tau_m/T \leq 1$$

*Régimen de dispersión parcialmente reversible*

$$\tau_m/T \geq 20$$

Habiendo estudiado exhaustivamente (global y localmente) el comportamiento del frente de partículas dentro del espesor de la celda, para cada corte  $i$  (figura 2.23), y su relación con la amplitud del fluido, podemos explicar las oscilaciones en la tendencia global de  $\overline{\Delta x^2}$  en función del tiempo (o de  $x_{ac}$ ), asociándolas al perfil de velocidades y a la incorporación de un factor convectivo  $\Delta x_c$  que es mayor cuando los períodos son más cortos. Este argumento también explica que el valor del período de las oscilaciones en  $\overline{\Delta x^2}$  sea igual a la mitad del período de oscilación del fluido  $T$ .

Por último, se estudiará la relación entre la amplitud que poseen cada una de las modulaciones de  $\overline{\Delta x^2}$  con respecto a la amplitud de oscilación del fluido  $A$ . Para ello se realizó el cálculo, a partir de los resultados obtenidos numéricamente y experimentalmente, de la relación  $\overline{\Delta x^2}_{osc}/A^2$  correspondiente a un intervalo de tiempo igual a medio período  $T/2$  de la oscilación del flujo. Estos resultados se representaron en la figura 2.24 (a) en función de la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$ , junto con la predicción de Chatwin [20] (línea continua). En una primera instancia, se puede observar una buena concordancia, en todo el rango de relación de tiempos, entre los valores calculados y los analíticos.

Para analizar estos gráficos, recordemos antes que para períodos de la oscilación  $T \geq \tau_m$  nos encontramos en el régimen de dispersión de Taylor, donde la velocidad de movimiento del frente de partículas en el espesor de la celda  $v_x(z)$  es la misma para toda posición  $z$ , por lo cual podemos utilizar directamente su valor medio  $\langle v_x(z) \rangle_z = U$ . Siendo su variación temporal:

$$U(t) = U \cos(\omega t) = \omega A \cos(\omega t) \quad \text{Ecuación 2.22}$$

Y coincidente con el desplazamiento medio del fluido, (ecuación 2.3). Sabiendo que el ancho medio del frente de mezcla satisface la relación  $d\overline{\Delta x^2}/dt = 2D_{II}U(t)$  (ecuación 1.15), utilizando la ecuación 2.22 en la expresión de la dispersión de Taylor en una celda plana (ecuación 1.18), se obtiene:

$$\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2} = \frac{\pi}{210} \frac{\tau_m}{T} (\sin(2\omega t) + 2\omega t) + \frac{2t}{\tau_m} \left(\frac{H}{A}\right)^2 \quad \text{Ecuación 2.23}$$

En esta ecuación, el último término corresponde al mecanismo de difusión molecular de las partículas de trazador, mientras que el primero, corresponde a la dispersión de Taylor. En este término se ve que  $\overline{\Delta x^2}$  varía linealmente con el tiempo y además tiene pequeñas modulaciones sinusoidales de un período igual a la mitad del que posee el flujo.

$\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2}$  en función de  $\tau_m/T$ , es representada con línea punteada en la figura 2.24 (a) (hasta  $\tau_m/T = 10$ ), se observa un muy buen acuerdo con los valores en la zona de dispersión de Taylor.

Para el régimen de dispersión parcialmente reversible  $\tau_m/T \leq 20$ , la dispersión varía como  $D \sim D_m \left(\frac{A}{H}\right)^2$  (ecuación 2.16), dado que la velocidad no está involucrada, no hay una nueva contribución a las modulaciones de  $\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2}$  en este régimen, haciendo que su valor permanezca constante como se observa en el gráfico de la figura 2.24 (a). Físicamente, las modulaciones están dadas por la deformación de la geometría del frente de partículas de trazador, al seguir el movimiento local del perfil de velocidad del fluido. El valor de la contribución extra en  $\overline{\Delta x^2}_g$  está dada por el factor  $\Delta x_c$  que es puramente convectivo y reversible cuando se cambia la dirección del flujo. Es debido a la reversibilidad que el mecanismo no influye en el aumento del valor de  $\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2}$  en las modulaciones.

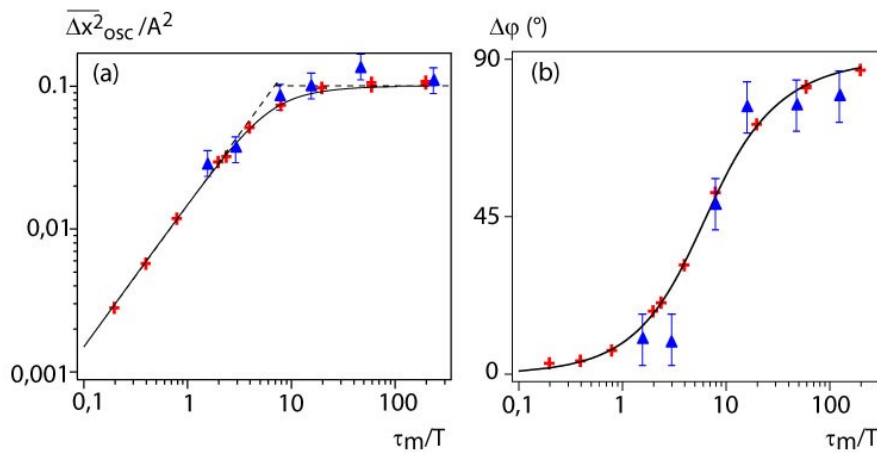


Figura 2. 24: Variación con  $\tau_m/T$  de la relación  $\overline{\Delta x^2}_{osc}/A^2$  (a) y de la fase  $\Delta\phi$  (b) para las oscilaciones presentes en  $\overline{\Delta x^2}$  en un intervalo de tiempo igual a  $T/2$ . +: valores a partir de la simulación numérica;  $\blacktriangle$ : valores experimentales; línea continua: predicción analítica a través de Chatwin [20]; líneas punteadas: tendencias a partir de las ecuaciones 2.21 y 2.24.

Previamente, en las figuras 2.16 y 2.20, pudimos notar que las modulaciones encontradas en  $\overline{\Delta x^2}_g$  presentan una frecuencia del orden de dos veces la que posee el desplazamiento del fluido. Para una mejor comprensión, analizaremos también el

desfasaje  $\Delta\varphi$  que poseen las modulaciones normalizadas con el cuadrado de la amplitud  $\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2}$  tomando como referencia el desplazamiento que se tiene en el régimen de Taylor, al cual se le asignará  $\Delta\varphi = 0$ . Recordando que en el régimen de dispersión parcialmente reversible, el desplazamiento medio local  $\bar{x}_l$  del frente de partículas de trazador se mueve junto con el fluido para cada posición  $z$  en el espesor de la celda. El desplazamiento local es:

$$x(z, t) = A(z)\sin(\omega t) \quad \text{Ecuación 2.24}$$

En este régimen, la variación temporal del ancho del frente de mezcla  $\overline{\Delta x^2}_g$ , se puede calcular como:

$$\overline{\Delta x^2}_g(t) = [\langle A^2(z) \rangle_z - \langle A^2(z) \rangle_z^2] \sin^2(\omega t) \quad \text{Ecuación 2.25}$$

Y continuando, con la ecuación 2.21 se obtiene:

$$\frac{\overline{\Delta x^2}}{A^2} = \frac{1}{5} \sin^2(\omega t) = \frac{1}{10} (1 - \cos(2\omega t)) \quad \text{Ecuación 2.26}$$

A partir de la ecuación 2.24 se puede ver que, en el régimen parcialmente reversible, hay un desfase  $\Delta\varphi = \pi/2$  y su frecuencia es 2 veces la que presenta el fluido. En la figura 2.24 (b) se representan los valores obtenidos tanto analítica como experimentalmente, y la predicción obtenida de Chatwin [20] (línea continua). Se observa que para el régimen de dispersión de Taylor es  $\sim 0$ , en acuerdo con la condición impuesta, luego hay un crecimiento hasta  $\Delta\varphi \sim 90^\circ$  cuando se llega al régimen de dispersión parcialmente reversible.

Resumiendo, en la figura 2.24 (a), se observa que la relación entre las amplitudes crece linealmente con  $\tau_m/T$  en el régimen de dispersión de Taylor, luego aparece una transición hacia una constante en el régimen parcialmente reversible. En la figura 2.24 (b) se observa el desfase nulo en el régimen de Taylor, luego el valor crece en la zona de transición hasta llegar a un desfase  $\Delta\varphi = \pi/2$  para el régimen de dispersión parcialmente reversible. Estos comportamientos se encuentran en excelente acuerdo con las tendencias obtenidas, para cada uno de los regímenes, en las ecuaciones 2.23 y 2.26.

## 2.8 Conclusiones y perspectivas

En este capítulo se estudió el fenómeno de dispersión hidrodinámica de un trazador en un flujo oscilante en una celda de Hele-Shaw. Se realizaron experiencias con un fluido newtoniano, se complementaron con simulaciones numéricas, conservando las condiciones experimentales de forma tal de ampliar la zona de estudio ( $A, T$ ) y, además, comprender qué sucede a nivel local dentro del espesor de la celda dado que el dispositivo experimental imposibilita realizar una visualización directa. Recordemos que las imágenes que se adquieren durante las experiencias poseen información a lo largo y ancho de la celda, de un valor de concentración media en el espesor. Por ello, las simulaciones numéricas nos aportaron información sobre lo que estaría ocurriendo en el espesor de la celda, además de extender el rango de estudio.

En todos los casos, se puso en evidencia que los regímenes de dispersión están gobernados por la relación entre 2 tiempos característicos  $\tau_m/T$  (tiempo de difusión molecular/período de la oscilación). Se determinó que para  $\tau_m/T \leq 2$ , el régimen de **dispersión de Taylor** es dominante. En este régimen  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  a escala global mostrando el carácter irreversible. Además, se puso en evidencia un nuevo régimen de dispersión para  $\tau_m/T \geq 20$  denominado **parcialmente reversible** donde la mezcla continúa siendo difusiva  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  a escala global pero localmente, las oscilaciones muestran que  $\overline{\Delta x^2}_g$  decrece cuando el flujo cambia de dirección. Este estudio ha sido completado con los resultados obtenidos de la simulación numérica. En este último régimen, la dispersividad global normalizada con la amplitud de la oscilación decrece como  $l_{d_g}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$ , mientras que en el régimen de Taylor crece como  $l_{d_g}/A \propto \tau_m/T$ . En ambos regímenes se mostró que el valor de  $l_{d_g}/A$  es independiente de la amplitud de la oscilación  $A$ , y se obtuvieron las mismas tendencias tanto en las experiencias como en las simulaciones numéricas realizadas.

En ambos regímenes se encontró que la variación temporal del valor global  $\overline{\Delta x^2}_g$  cuando se observa para un intervalo de tiempo del orden del período de oscilación  $T$ , presenta una modulación que oscila con un período igual a la mitad del período  $T$  (de oscilación del flujo); sin embargo, el origen de estas modulaciones difieren de un



régimen a otro. Este resultado fue observado experimentalmente y también en las simulaciones numéricas.

En el régimen de dispersión de Taylor ( $\tau_m/T \leq 2$ ) la distribución de las partículas de trazador en el espesor, oscila con igual velocidad independientemente de la posición en  $z$ . De esta forma, se tiene un frente plano que se mantiene durante toda la oscilación y localmente  $\overline{\Delta x^2}_g$  oscila pues, la velocidad  $U$  del flujo oscila y entonces,  $D \propto U^2$ , también.

Para  $\tau_m/T \geq 20$  (régimen parcialmente reversible), la distribución de partículas de trazador sigue el perfil de velocidad de Poiseuille en el espesor de la celda. Cada porción del frente seguirá las oscilaciones a la velocidad local  $v_x(z, t)$  en el espesor. En este caso, la deformación aporta una componente puramente convectiva al coeficiente de dispersión, que es **reversible** durante la oscilación. A partir de las oscilaciones locales, establecimos que durante el cambio de la dirección del flujo  $\overline{\Delta x^2}_g$  disminuye y por lo tanto, existe una parte reversible debido a la componente convectiva.

Numéricamente, se encontró que el tiempo necesario para obtener una distribución uniforme del frente de mezcla en el espesor de la celda, es decir, un régimen en estado estacionario donde el valor de  $\overline{\Delta x^2}_l$  es igual para todas las posiciones en el espesor, está relacionado directamente con  $\tau_m$ , tiempo característico de difusión en el espesor. La condición estacionaria aparece para  $t \sim \tau_m/4$ , siendo más o menos independiente del valor de  $\tau_m/T$  cuando éste es  $\geq 20$ .

Por último, podemos afirmar que desde el punto de vista práctico al comparar los estudios experimentales y numéricos realizados, la dispersión hidrodinámica representa una herramienta muy potente para obtener información sobre las variaciones locales de la velocidad del flujo. Encontrando que, la mezcla del trazador estudiado en un flujo oscilante de un fluido newtoniano, en una celda de paredes lisas, será más eficiente si se trabaja con el valor del período correspondiente al  $\tau_m/T$  que hace máximo la dispersividad, en la curva 2.19.

En el próximo capítulo buscaremos generar una variación de forma aleatoria en la velocidad local del fluido, para ello se incorporarán obstáculos cilíndricos entre las paredes de la celda de altura  $H$  igual al espesor, y volveremos a estudiar la dispersión hidrodinámica, aplicando diferentes condiciones en el flujo. Para ver cuál es el rango de los parámetros del flujo:  $A$  y  $T$  donde hay (o no) una influencia sobre la dispersión.

# Capítulo 3

## Dispersión hidrodinámica en una celda con obstáculos

---

En el capítulo anterior hemos presentado un estudio exhaustivo del fenómeno de dispersión hidrodinámica de un trazador pasivo en una fractura de paredes lisas, con una apertura  $H$  constante y un flujo oscilante sinusoidal de un fluido newtoniano.

Una de las cuestiones a profundizar será cómo cambiará el transporte de un trazador si se perturba el campo de velocidad local (por ejemplo, rugosidad en las paredes). La idea es ahora introducir un desorden local, creando una distribución aleatoria de obstáculos cilíndricos entre sus paredes. Como en el capítulo anterior, se utilizó en ambos casos el fenómeno de dispersión hidrodinámica como herramienta de caracterización. Se realizaron diferentes experiencias para estudiar, por un lado, la influencia del desorden geométrico sobre la correlación espacial del campo de velocidad local, y por otro, la reversibilidad.

### Introducción

Se usaron tres técnicas experimentales a partir de las cuales se logró extraer información complementaria y responder a los diferentes objetivos planteados. La primera técnica es la misma que se utilizó previamente en el capítulo 2 trabajando ahora sobre la nueva geometría con un flujo oscilante sinusoidal, controlando el período y el caudal de la oscilación. Las otras dos nuevas técnicas se realizaron a velocidad media de flujo constante  $U$ ; la primera de ellas, *en transmisión*, a partir del frente plano creado en el centro de la celda se induce una variación tipo escalón en la concentración del trazador, luego se desplaza el frente a velocidad media constante  $U$  en una dirección hasta que sale por el extremo opuesto, como se muestra en la figura 3.1 (a), registrando la

variación de concentración espacial y temporal dentro de la celda. En la segunda técnica, *en eco*, se parte de la misma condición inicial, se desplaza el frente a velocidad  $U$  durante un tiempo  $t = t_{inv}$  (correspondiente a una longitud media  $L_{eco} = t_{inv} U$ ), al cabo del cual se invierte el sentido del flujo y se lo desplaza a velocidad media  $-U$  hasta regresar a la posición inicial, como se muestra en la figura 3.1 (b) y (c).

En la figura 3.1 se comparan dos líneas de corrientes diferentes  $A$  y  $B$  (en ambos casos se considerará ausencia de difusión molecular) correspondientes a velocidades  $V_A$  y  $V_B$ , siendo para ambas el estado inicial un salto tipo escalón en la concentración del trazador. La variación de concentración detectada en la posición final de la celda muestra que las partículas de trazador con velocidad  $V_B$  llegarán antes que las correspondientes a la línea de corriente con  $V_A$ , dado que  $V_A < V_B$ . Esto implica que en la técnica de *transmisión* la dispersión del trazador será sensible por una parte, a las diferentes longitudes de las distintas trayectorias y por otra, a la diferencia de velocidades locales. Se debe notar, en las experiencias *en eco* (figura 3.1 (b) y (c)) se observa que, si no hay difusión molecular y la velocidad es baja ( $Re \ll 1$ ), el flujo será reversible y después de la inversión las partículas de trazador con velocidad  $V_A$  y  $V_B$ , regresan al mismo tiempo a la posición inicial de la celda. Sin embargo, las longitudes de penetración en la celda serán diferentes para  $A$  y  $B$ . De esta forma, la dispersión del trazador será sensible únicamente a la geometría local de la celda y no, a las diferentes longitudes de penetración o velocidades para diferentes trayectorias.

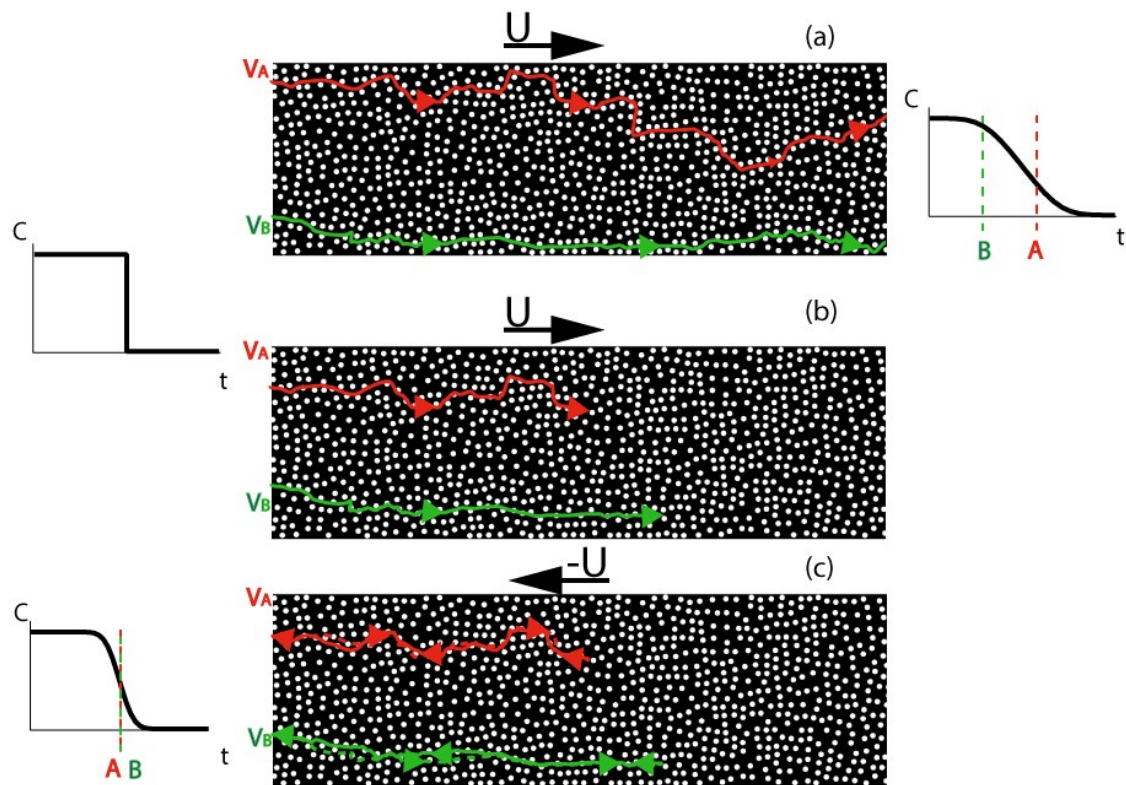


Figura 3. 1: Esquema de dos caminos con diferentes velocidades. (a) En transmisión; (b) en eco, etapa de inyección; (c) en eco, etapa de succión.

Para el razonamiento previo, se consideró que la difusión molecular transversal en la celda es nula: por lo tanto, no tendremos intercambio de trazador entre las líneas de corrientes cercanas. Esta aproximación se podrá realizar cuando las longitudes recorridas sean pequeñas ( $< 10 d$ ) o los canales de flujo sean grandes.

Como se comentó previamente, la información que se logrará extraer de las diferentes técnicas utilizadas es complementaria: *en transmisión*, se tiene la superposición de los efectos microscópicos, dados por el desorden del medio, y macroscópicos, dado por posibles canales con diferentes velocidades de flujo que tenderán a dominar el proceso. En *eco*, si realizamos un desplazamiento mayor a 10 veces el tamaño de los obstáculos [10], las fluctuaciones locales de la velocidad generadas por los mismos, inducirán un efecto irreversible. Mientras que, el desplazamiento en los canales macroscópicos, será parcialmente reversible. De esta manera, se podrá obtener como resultante el efecto de la irreversibilidad, dado que la parte reversible desaparece al realizar un movimiento de ida y vuelta. Por último, *con flujo oscilante*, también se tiene una combinación entre los

efectos de la distribución de velocidades y de la reversibilidad. Los parámetros como la amplitud y período de la oscilación serán fundamentales para aumentar o disminuir, la irreversibilidad.

A continuación, se describe la nueva celda, la metodología utilizada y el procesamiento de datos para realizar el estudio en la nueva geometría. Finalmente se presentarán los resultados obtenidos en las diferentes experiencias realizadas, y se compararán con los encontrados en la celda de paredes lisas.

### 3.1 Metodología experimental

#### 3.1.1 Dispositivo experimental

En este estudio, seguiremos utilizando el dispositivo experimental descrito previamente en la sección 2.1, cambiando la celda incorporando algunas modificaciones en su geometría.

La nueva celda se construyó a partir de dos placas de acrílico de  $400\text{ mm} \times 700\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ , sobre una de ellas se fresó numéricamente una distribución aleatoria de obstáculos cilíndricos de  $1,4\text{ mm}$  de diámetro  $d$  y una altura  $H$  de  $400\text{ }\mu\text{m}$ . En la figura 3.2, se observa el esquema de la distribución de obstáculos utilizada para generar la celda. En este caso hemos generado una distribución aleatoria con una fracción de ocupación del 20 %.

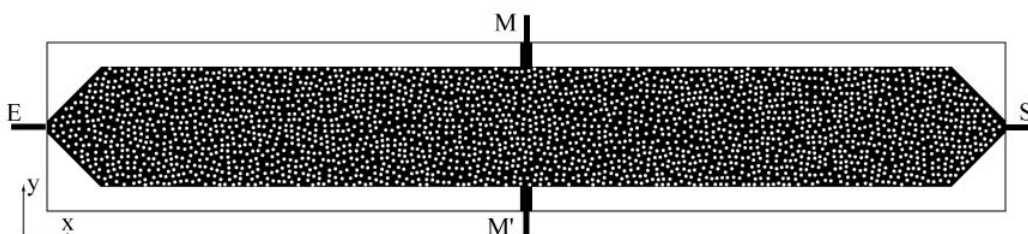


Figura 3. 2: Esquema de la distribución de obstáculos utilizada para generar una de las paredes de la celda. Los obstáculos ocupan el 20 % de la superficie.

Las zonas blancas que se observan en la figura 3.2 corresponden a los obstáculos, pues, en las zonas negras se realizó el fresado de  $400\ \mu\text{m}$  de profundidad. Luego, se colocó sobre esta placa de acrílico otra con superficie lisa, de forma tal que los cilindros blancos se encuentren en contacto y las zonas negras sean las regiones por donde se desplazará el fluido (figura 3.3).

El armado de la celda se completa utilizando prensas para mantener ambas placas unidas, luego, se sellaron las secciones laterales con adhesivo de siliconas teniendo cuidado de dejar libres las posiciones en donde se colocarán las conexiones a las válvulas de entradas y salidas de fluido (E, S, M, M' en la figura 3.2). La apertura de la celda resultó  $(0,42 \pm 0,02)\ \text{mm}$ .

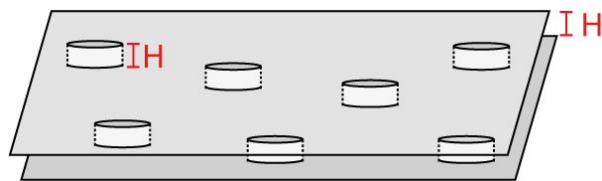


Figura 3. 3: Esquema cualitativo de una zona de la celda con obstáculos. La altura de los obstáculos determina el espesor de la celda.

En el histograma representado en la figura 3.4 se muestra la distribución de distancias entre los centros de los obstáculos en toda la celda. A partir de él se puede determinar el valor correspondiente a la separación media característica entre los obstáculos. Sabiendo que la diferencia entre la distancia entre centros y la distancia entre los obstáculos son 2 radios, es decir,  $d_{entre\ centros} - d_{entre\ obs} = 2R$ . Podremos obtener el valor medio de la distancia entre obstáculos, a partir del pico observado en el histograma de la figura 3.4, resultando  $d_{entre\ obs} \sim 0,74\ \text{mm}$ .

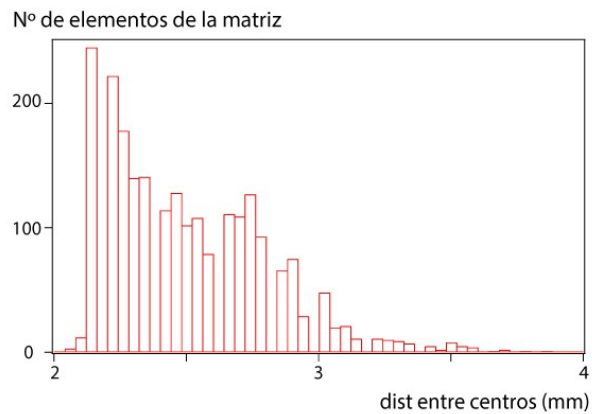


Figura 3. 4: Histograma de la distribución de distancia entre centro de obstáculos para la geometría de la celda utilizada (fig. 3.2).  $d_{entre\ centros} \sim 2,14\text{ mm}$ .

El dispositivo y el procedimiento experimental utilizado son idénticos a los descritos en la sección 2.1 del capítulo anterior. A continuación, recordamos la disposición en el esquema de la figura 3.5.

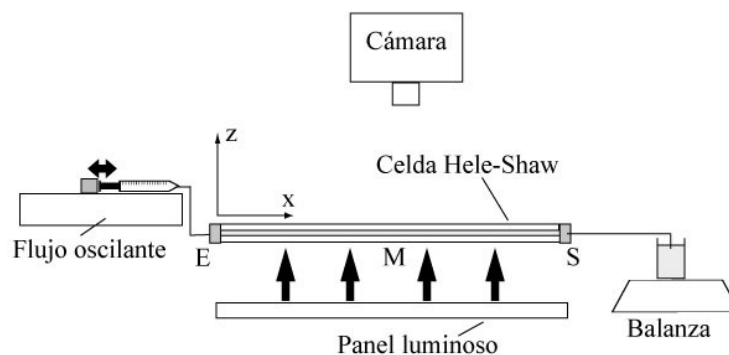


Figura 3. 5: Esquema del dispositivo experimental utilizado.

El flujo en las experiencias oscilantes, se controló a través del período  $T$  y la amplitud  $A$ , y fue obtenido utilizando los mismos dos métodos descritos en el capítulo anterior: para períodos cortos, el sistema biela-manivela y para períodos largos, una bomba Harvard<sup>®</sup> programable.

Para las experiencias en transmisión y en eco, se utilizó directamente la bomba de jeringas Harvard<sup>®</sup> generando un flujo a velocidad constante  $U$ .



### 3.1.2 Fluido utilizado

La solución utilizada para realizar el estudio consiste en la misma mezcla de agua-glicerina al 21 % en peso, de densidad  $1,05 \text{ g/ml}$  ( $22^\circ\text{C}$ ) y viscosidad  $1,8 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  que se empleó previamente (solución#1 sección 2.2). Se conservó el mismo trazador pasivo: colorante azul conocido comercialmente con el nombre de WaterBlue o Acid Blue 22. Las soluciones utilizadas son dos: una con colorante y otra sin colorante (sección 2.2).

A continuación, se describen los ajustes que fueron necesarios implementar, para utilizar las diferentes técnicas experimentales, en la nueva geometría de la celda.

### 3.1.3 Llenado y condición inicial de las experiencias

En la celda con obstáculos, a diferencia del trabajo realizado en la celda de paredes lisas, se debió tener especial cuidado al realizar el llenado inicial para evitar entrapamiento de aire. Ya no es suficiente con colocar la celda en posición vertical y saturarla con agua destilada, sino que se debió inyectar dióxido de carbono ( $\text{CO}_2$ ) para realizar una primera saturación de la celda y luego arrastrarlo con agua destilada. De esta forma, en caso de quedar alguna burbuja será de  $\text{CO}_2$  y no de aire, que se adsorberá a medida que es desplazada por el agua.

Una vez saturada, se la colocó en forma horizontal para proceder a la formación del frente correspondiente al estado inicial de las experiencias. En todas ellas se utilizó la misma condición inicial que se estableció para las experiencias oscilantes realizadas en la celda lisa, es decir, un frente plano en la zona central (técnica descrita en 2.3.1). Más adelante, en la figura 3.6, se puede observar que, con la presencia de obstáculos, también se logró obtener un frente plano en la zona central de la celda.

### 3.1.4 Adquisición de imágenes y registro de la balanza

Luego de obtener la condición inicial, con forma de función tipo escalón en la concentración del trazador, se comenzó cada una de las experiencias. Para cada técnica experimental se modificó la adquisición de las imágenes, ajustando el  $\Delta t$  entre ellas de manera de obtener en todos los casos un total de 1000.

El tamaño de las imágenes adquiridas es de 1250 píxeles de longitud por 400 píxeles de ancho, equivalente a aproximadamente  $300\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ , siendo la escala espacial de  $4,1\text{ píxeles/mm}$ . En la figura 3.6 puede observarse un ejemplo.

En todos los casos, la secuencia de imágenes adquiridas se guardó como un único archivo, en formato *.tiff*. Nuevamente relacionaremos la información sabiendo que cada posición  $(x,y)$  de la celda corresponde a un elemento  $(n,m)$  de la matriz numérica correspondiente al archivo *.tiff*, donde se encuentra el valor del nivel de intensidad de luz transmitida a través de la celda.

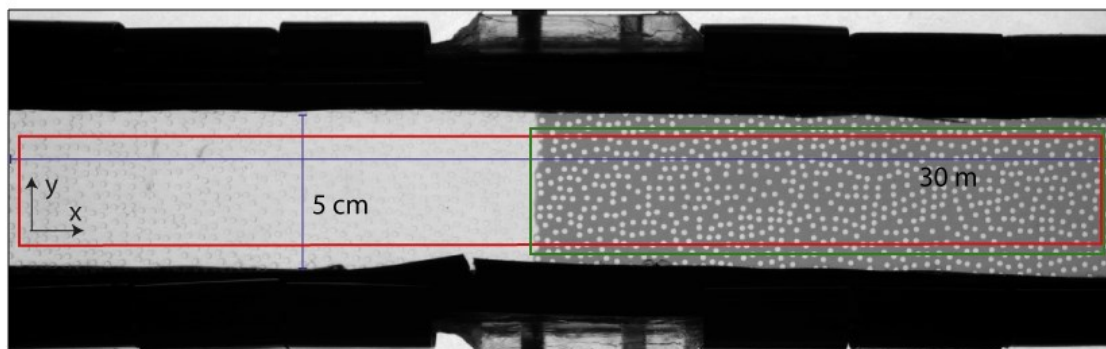
También, se registró en todos los casos la variación de masa del recipiente que se encuentra conectado a uno de los extremos de la celda, durante el transcurso de las experiencias, para controlar y verificar el movimiento del flujo del fluido.

A continuación, se mostrará cómo partiendo de las imágenes en intensidad de luz transmitida se realizó, en cada tipo de experiencia, el seguimiento del frente de mezcla para estudiar su variación a medida que se desplaza y transcurre el tiempo.

### 3.2 Análisis de imágenes

A partir de las imágenes obtenidas, primero se selecciona la zona de la celda en la cual se realizará el análisis. En el caso del flujo oscilante y en eco, se tomó una sección de la parte central de la celda para eliminar los posibles efectos de borde (recuadro rojo en figura 3.6).

En transmisión, se trabajó únicamente con la mitad de la celda dado que el desplazamiento del frente se realizó allí (recuadro verde en figura 3.6), de izquierda a derecha.



*Figura 3. 6: Imagen adquirida con la cámara, correspondiente al estado inicial de la experiencia, los niveles de grises indican valores de intensidad de luz transmitida (0 = negro, 4095 = blanco). Recuadro rojo, indica la zona en donde se realizará el análisis en las experiencias oscilantes y en eco. Recuadro verde, indica la zona en donde se realizará el análisis en las experiencias en transmisión.*

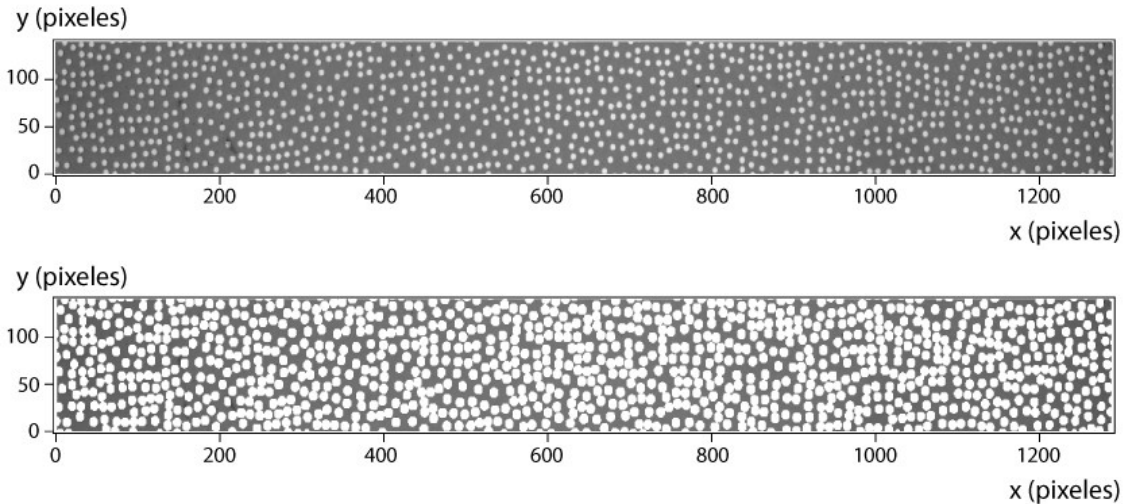
Luego, en todos los casos y al igual que en la celda lisa, fue necesario pasar las imágenes de intensidad de luz transmitida a través de la celda a concentración de colorante. Para ello se utilizó la técnica de transmisión de luz descrita en la sección 2.4.1 del capítulo anterior; se obtuvo una nueva curva de calibración, característica de la celda con obstáculos, que servirá para relacionar ambas medidas.

### 3.2.1 Curva de calibración

Para obtener la expresión equivalente a la ecuación 2.7, se realizó una experiencia de calibración en la celda con obstáculos. Experimentalmente, se saturó completamente la celda con diferentes concentraciones  $C^i$  conocidas de colorante, partiendo de un valor mínimo igual a  $0 \text{ g/l}$  y aumentando en intervalos de  $0,4 \text{ g/l}$  hasta llegar a la concentración máxima de  $2 \text{ g/l}$  que se corresponde con la utilizada en la solución de trabajo.

En cada uno de los casos se adquirió una imagen, se realizó el recorte de ésta tomando una zona similar a la utilizada en las experiencias con flujo oscilante y se midió la intensidad de luz transmitida  $I_{xy}^i$  para cada posición  $(x, y)_{sin\ obs}$  que no corresponda a los obstáculos. Para ello, fue necesario descartar la información de las posiciones correspondientes a los obstáculos  $(x, y)_{obs}$  y sus alrededores, para eliminar también posibles sombras o efectos de borde. Esto se realizó aplicándole a cada una de las

imágenes una máscara que posee, en la posición donde se encuentran los obstáculos y su contorno, valores vacíos de forma tal de dejar los elementos  $(n, m)_{obs}$  de la matriz sin información. En la figura 3.7 se muestra un ejemplo de una imagen antes (a) y después (b) de aplicar la máscara y quitar la información que se encontraba en el lugar de los obstáculos y alrededores.



*Figura 3. 7: Imagen adquirida de la celda con una concentración de 1,6 g/l de trazador (a) antes y (b) después de aplicar la máscara para quitar la información en las posiciones  $(x, y)_{obs}$  correspondientes a los obstáculos y sus alrededores. La escala espacial correspondiente es  $1\text{ mm} = 4,1\text{ pixeles}$ .*

Luego, se calculan los valores de  $F_{xy}^i$  (ecuación 2.6) para cada posición  $(x, y)_{sin\ obs}$  de la celda y cada concentración utilizada, obteniéndose una matriz numérica pero en vez de presentar los valores de las intensidades de luz transmitidas en cada elemento  $(n, m)$  se tienen los valores de la función  $F$ . Se realizó el histograma de esta matriz y luego se lo ajustó a través de una distribución gaussiana; obteniéndose el valor de la media  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  y su desviación estándar. En la figura 3.8, se observa un histograma típico de la distribución obtenida cuando se llenó la celda con una concentración de 1,6 g/l de trazador.

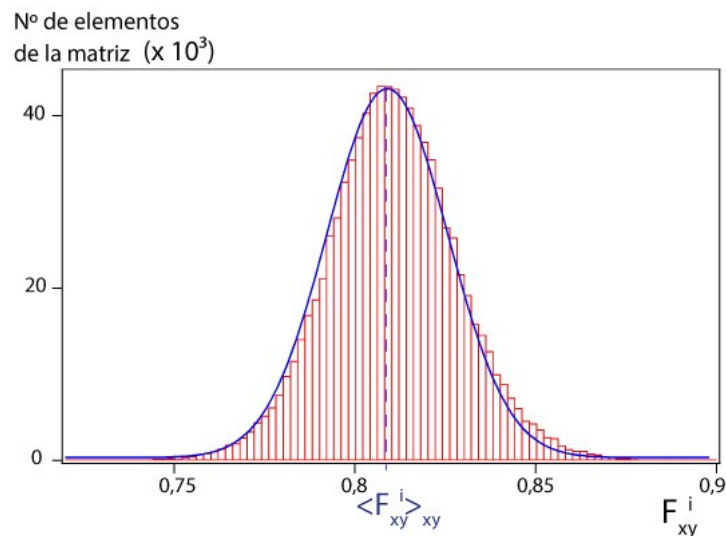


Figura 3. 8: Histograma de la  $F_{xy}^i$  correspondiente a la celda con una concentración de 1,6 g/l de trazador. Línea azul continua, ajuste a través de la función gaussiana.

Finalmente en la figura 3.9 se graficaron los valores de  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  (para todas las posiciones  $(x, y)_{sin\ obs}$  y sus respectivos errores en función de las diferentes concentraciones normalizadas  $C^i/C^{max}$  que se utilizaron para realizar la calibración. Luego, se realizó un ajuste con un polinomio de grado 2 dado que introduce el mínimo error.

$$C^i/C^{max} = b_0 + b_1(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}) + b_2(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy})^2 \quad \text{Ecuación 3.1}$$

Con,  $b_0 = 0,0$ ;  $b_1 = 0,7 \pm 0,1$  y  $b_2 = 0,3 \pm 0,1$

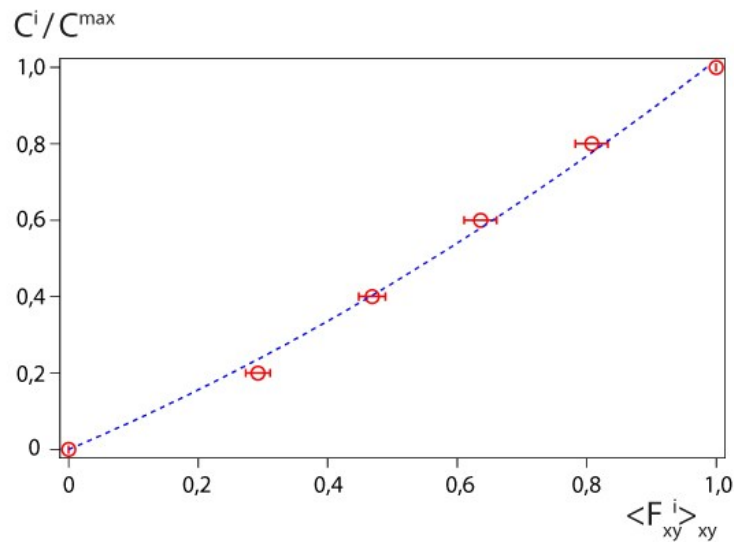


Figura 3. 9: Curva de calibración correspondiente a la celda de Hele-Shaw utilizada en este estudio y Waterblue como trazador,  $C^{\max} = 2,0 \text{ g/l}$ .

Una vez establecida la expresión analítica para la curva de calibración, ésta se aplica a cada posición  $(x, y)_{\text{sin obs}}$ , pixel a pixel, de cada una de las imágenes adquiridas en intensidad de luz transmitida y luego de haberle extraído la máscara con los obstáculos. De esta forma, se obtienen las imágenes convertidas a valores de concentraciones normalizadas y únicamente con información en las zonas en donde el fluido se desplaza. El procedimiento se realizó para cada una de las experiencias.

En las próximas secciones se muestra para cada tipo de experiencia cómo se realizó, a partir de las imágenes en concentración normalizada, el estudio de la variación de la concentración  $C(x, y, t)$ . Recordemos que, a partir de las experiencias, se obtiene sólo información del valor promedio de la concentración sobre todo el espesor de la celda, por lo cual toda la información que se extraiga a partir de ellas será denominada nuevamente global.

### 3.3 Dispersión con flujo oscilante

En este caso, el análisis que se realiza a partir de las imágenes es similar al mostrado en la sección 2.4 del capítulo anterior.

### 3.3.1 Obtención de $\bar{x}_g$ y $\overline{\Delta x^2}_g$

A partir de todas las imágenes convertidas a valores de concentración normalizada de trazador, se estudió la evolución de la zona de mezcla a medida que transcurre temporalmente la experiencia, a lo largo de la celda y para todas las posiciones en el ancho de la misma. Para ello se trabajó, al igual que en la celda lisa, con los perfiles de concentración espaciales dado que en los temporales se encuentra reflejado el movimiento oscilante del fluido. La ecuación 1.9 corresponde a la solución gaussiana de la ecuación de convección-difusión:

$$C(x, y_d, t_d) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x - \bar{x}(y_d, t_d)}{\sqrt{2\overline{\Delta x^2}(y_d, t_d)}} \right) \right]$$

Los perfiles de concentración espaciales se obtuvieron trazando una recta a lo largo de la celda en la dirección  $x$ , para un determinado valor de  $y_d$  del ancho de la celda a un tiempo  $t_d$  dado. Estos perfiles se obtienen a partir de las imágenes de concentración normalizada. Matemáticamente, se realiza ingresando en la matriz de la imagen correspondiente al tiempo  $t_d$  y se extraen todos los valores de una fila (consistente con el valor de  $y_d$ ); de esta manera, se genera un nuevo vector que posee la información de la concentración normalizada a lo largo de la celda. Este vector tendrá posiciones sin información correspondiente a los lugares en donde se encuentran los obstáculos  $(n, m)_{obs}$  y sus alrededores. Sin embargo, el perfil de concentración tendrá suficiente información para ser ajustado con la ecuación anterior y obtener los valores de  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$ . En la figura 3.10 se muestra un esquema de este procedimiento: se puede observar las discontinuidades en el perfil de concentración debido a las posiciones donde no hay información.

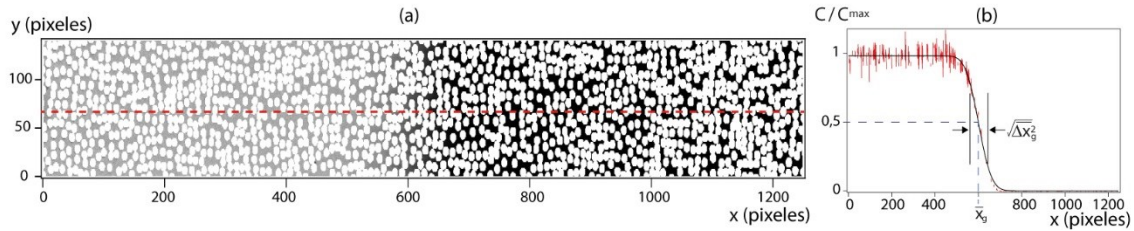


Figura 3. 10: (a) Imagen de la celda en valores de concentración normalizada para un  $t_d = 166$  s. (b) Perfil de concentración normalizada en función de la posición a lo largo de la celda  $x$ , para una posición en el ancho  $y_d = 14$  mm. La curva negra continua corresponde al ajuste con la ecuación de convección difusión.  $T = 8$  s y  $A = 8$  mm. La escala espacial correspondiente a la experiencia es  $1$  mm = 4,1 pixeles.

A partir del ajuste se obtienen los parámetros:  $\bar{x}_g(y_d, t_d)$  correspondiente a la posición media global de la zona de mezcla, cuyo valor corresponde a  $C/C^{max}=0,5$ ; y  $\overline{\Delta x_g^2}(y_d, t_d)$ , la desviación cuadrática media global, relacionada con el ancho que posee la zona de mezcla. Este procedimiento se realiza para todas las posiciones  $y_d$  en el ancho de cada una de las imágenes adquiridas por la cámara, y para todos los tiempos  $t_d$ .

Con los valores obtenidos se construyen las matrices que denominamos **primer y segundo momento global**, que contienen los valores de las posiciones y las desviaciones cuadráticas medias respectivamente. Para crearlas se colocaron los valores de  $\bar{x}_g(y_d, t_d)$  y  $\overline{\Delta x_g^2}(y_d, t_d)$  en la fila  $n$  (correspondiente a  $y_d$ ) y la columna  $m$  (correspondiente a  $t_d$ ), de cada una de las matrices, para todos los pares  $(n, m)$  posibles.

En la figura 3.11 se observan las imágenes correspondientes a las matrices del primer (a) y segundo (b) momento global, los niveles de grises representan los valores de  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x_g^2}$  para cada posición  $(y, t)$ . Recordemos que cuanto más claro es el nivel de gris, mayor es el valor.



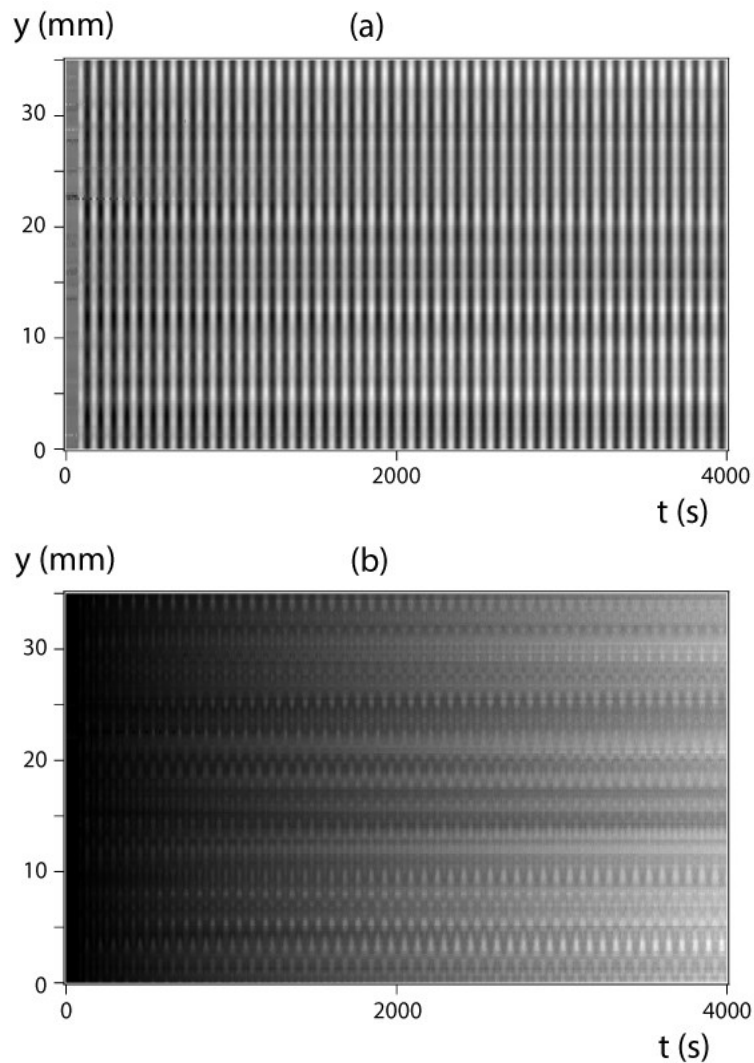


Figura 3. 11: (a) Imagen correspondiente a la matriz del primer momento global, los niveles de grises representan el valor de  $\bar{x}_g$  (negro= 137 mm, blanco= 160 mm). (b) Imagen correspondiente a la matriz del segundo momento global, los niveles de grises representan el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  (negro= 0 mm<sup>2</sup>, blanco= 232 mm<sup>2</sup>).  $T = 8$  s y  $A = 8$  mm.

En la figura 3.11 se observa que las matrices obtenidas para ambos momentos son similares a las encontradas en las experiencias realizadas en la celda de paredes lisas (representados en la figura 2.11). La imagen correspondiente al primer momento global (figura 3.11 (a)) presenta secuencialmente en el eje temporal una banda clara y una banda oscura. Esto se debe a que el desplazamiento del frente de mezcla es en forma de vaivén debido al flujo oscilante impuesto. Además, se observan en algunas posiciones en el ancho y de la celda bandas más claras. Esto muestra que hay lugares en la celda en donde la velocidad local es mayor que la media debido a la geometría de la celda, indicando la presencia de caminos preferenciales de flujo dentro de la celda.

Por otro lado, en la imagen del segundo momento global (figura 3.11 (b)) temporalmente se tiene una variación progresiva de los niveles de grises, donde los valores del  $\overline{\Delta x^2}_g$  van aumentando, eso significa que el valor del ancho de la zona de mezcla crece a medida que transcurre el tiempo. También, se observa que temporalmente existe una oscilación del valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  para diferentes posiciones en el ancho de la celda. En la figura 3.12 se muestran 3 cortes diferentes en el ancho ( $y = 10; 20; 30 \text{ mm}$ ) de ambas matrices de forma tal de poder visualizar la evolución temporal. Además, se realizó el promedio para todos los valores de  $y$  (todo el ancho) y se superpuso.

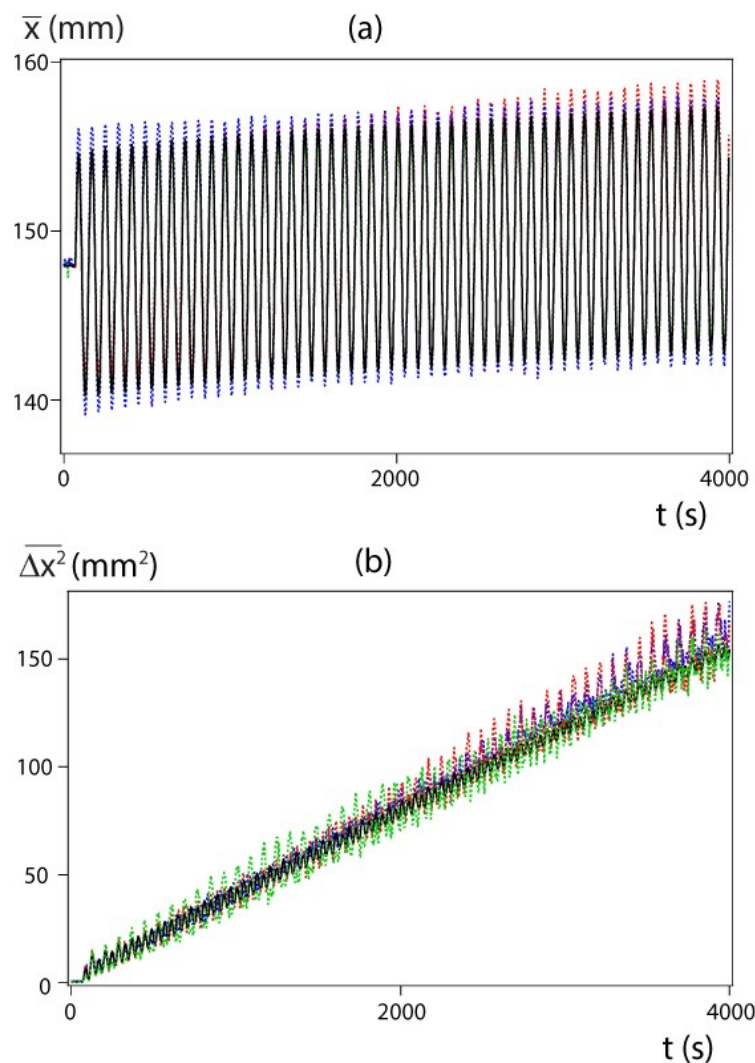


Figura 3. 12: (a) Curvas correspondientes a diferentes cortes en  $y$  de la matriz de primer momento global  $\bar{x}_g$ . (b) Curvas correspondientes a diferentes cortes  $y$  de la matriz de segundo momento global  $\overline{\Delta x^2}_g$ . Rojo:  $y = 10 \text{ mm}$ ; Verde:  $y = 20 \text{ mm}$ ; Azul:  $y = 30 \text{ mm}$ ; Negro: promedio en todo  $y$ .  $T = 8 \text{ s}$  y  $A = 8 \text{ mm}$ .

En (a) se observan los perfiles obtenidos a partir de la matriz del primer momento global, donde se tiene el movimiento oscilante de  $\bar{x}_g$  en función del tiempo. Todas las curvas se encuentran superpuestas indicando que poseen el mismo período y fase de oscilación independientemente de la posición en el ancho de la celda, incluso la correspondiente al perfil promediado. Además, puede notarse que hay una pequeña diferencia ( $< 5\%$ ) en la amplitud del desplazamiento debido a los caminos preferenciales comentados anteriormente. Sin embargo, podremos utilizar directamente el valor promediado en todo el ancho de la celda sin incurrir en un error significativo. A partir de este gráfico se pueden obtener los valores de  $A$  y  $T$  de la oscilación, de forma similar a la realizada con el registro de la balanza (sección 2.3.3). En (b), el perfil de  $\overline{\Delta x^2}_g$  promediado sobre todo el ancho de la celda, crece linealmente con el tiempo y sucede lo mismo con los cortes a distintos  $y$ . Se puede observar la presencia de oscilaciones locales en los valores  $\overline{\Delta x^2}_g$  siendo éstas más significativas en los diferentes cortes debido al desorden generado por la distribución de obstáculos en la celda. Sin embargo, se reduce cuando se realiza el promedio para todo el espesor. De todas formas, las pendientes difieren entre sí en no más del 10 %, por lo cual se trabajará directamente con el valor obtenido del promedio. Las oscilaciones locales de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función del tiempo observadas, son equivalentes a las encontradas en la celda lisa (sección 2.4.5).

De igual manera que para la celda de paredes lisa, el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  varía linealmente con el tiempo, por lo cual estamos en presencia de un fenómeno difusivo. De la pendiente de esta variación se obtiene el coeficiente de dispersión hidrodinámico  $D_g$  global (ecuación 2.10).

$$\overline{\Delta x^2}_g(t) = 2D_g t$$

### 3.3.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d_g}$

Además de obtener en la sección anterior el valor del coeficiente de dispersión  $D_g$ , a partir de la ecuación 2.10 podremos calcular la dispersividad  $l_d$ , siendo (ecuación 1.20):

$$l_d = \frac{D}{U}$$

Obteniendo nuevamente la ecuación 2.11

$$l_d = \frac{\overline{\Delta x^2}(t)}{2tU}$$

Donde  $tU$  es la distancia recorrida por el trazador al cabo de un tiempo  $t$ . Utilizaremos la misma aproximación que en el caso de celda lisa (Ecuación 2.12), calculando la acumulación de la posición media del frente de mezcla para cada tiempo transcurrido  $t$ , como:

$$x_{ac}(t_i) = \left[ \sum_{j=1}^i \text{abs}(\bar{x}(t_j) - \bar{x}(t_{j-1})) \right] - \bar{x}(t_0)$$

Con esta expresión y los valores presentes en el mapa del primer momento global (figura 3.11 (a)), se construyó un nuevo mapa con los valores de las posiciones acumuladas para cada tiempo  $t$  y para cada valor  $y$  en el ancho en la celda, aplicando la misma metodología empleada en el capítulo anterior. La nueva matriz se denominó **posición acumulada global**, dado que se obtiene a partir de información extraída de las imágenes adquiridas en las experiencias, las cuales poseen el valor promedio en todo el espesor de la concentración del trazador.

En la figura 3.13 (a) se representa, como una imagen en niveles de grises, la matriz de la posición acumulada. Se observan nuevamente líneas horizontales más claras que representan las posiciones donde se encuentran los caminos preferenciales del flujo. En (b), se graficaron 3 cortes en las mismas posiciones  $y$  del ancho de la celda que se utilizaron anteriormente (10; 20; 30 mm) y el promedio para todo  $y$ . Los perfiles obtenidos crecen linealmente, pero su pendiente varía poniendo en evidencia la existencia de canales con distintas velocidades de flujo. Se puede ver la consistencia entre una mayor amplitud de la oscilación observada para  $y = 30 \text{ mm}$  (línea azul punteada en la figura 3.12 (a)), y el aumento más rápido de la posición acumulada en función del tiempo para el mismo  $y$  (línea punteada azul en la figura 3.13 (b)).

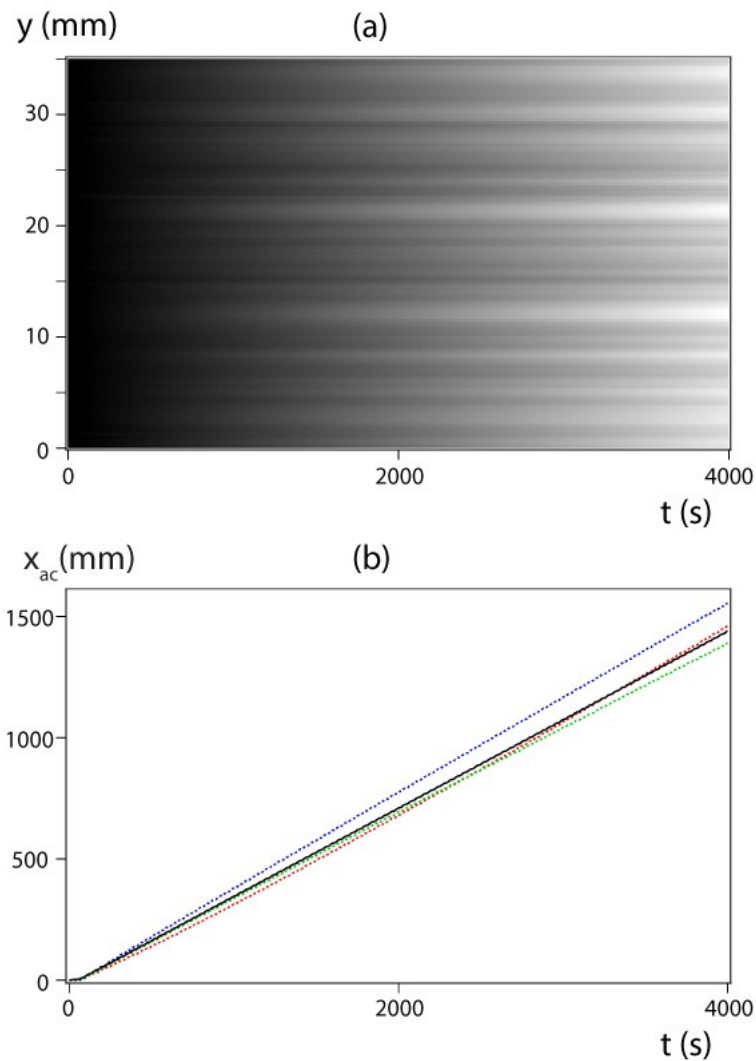


Figura 3. 13: (a) Imagen correspondiente a la matriz de la posición acumulada global, los niveles de grises representan el valor de  $x_{ac}$  (negro= 0 mm, blanco= 1700 mm). (b) Curvas correspondientes a diferentes cortes para  $y$  constante de la matriz. Rojo:  $y = 10$  mm; Verde:  $y = 20$  mm; Azul:  $y = 30$  mm; Negro: corresponde al promedio para todo  $y$ .  $T = 8$  s y  $A = 8$  mm.

Al igual que en el análisis realizado en la celda lisa, el valor del coeficiente de dispersividad se obtiene a través de la pendiente de  $\overline{\Delta x_g^2(t)}$  en función de  $x_{ac}(t)$ . Como puede observarse en la figura 3.14, para diferentes posiciones  $y$  del ancho de la celda hay una variación en la pendiente de  $\overline{\Delta x_g^2}$  en función de  $x_{ac}$ , por lo tanto no podremos utilizar directamente los valores promediados. Por ello, se realizó el cálculo del valor de la dispersividad  $l_d$  para cada posición en el ancho  $y$ , obteniendo la variación que se observa en la figura 3.15.

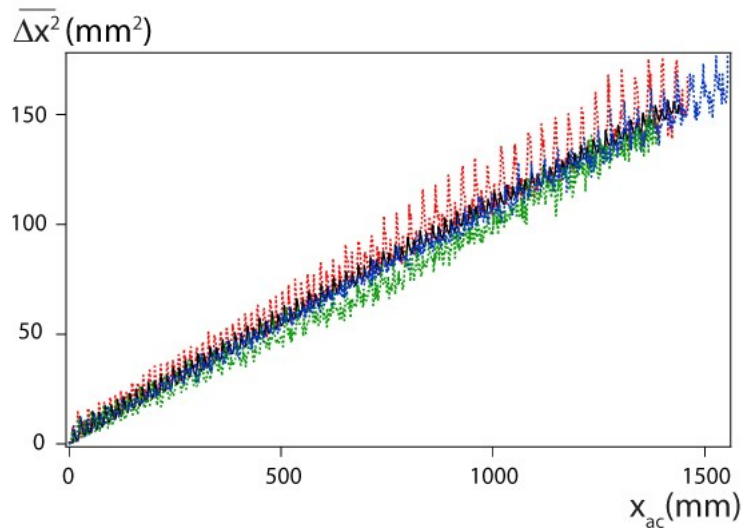


Figura 3. 14:  $\overline{\Delta x^2}_g(t)$  en función de  $x_{acum}(t)$ . Rojo:  $y = 10$  mm; Verde:  $y = 20$  mm; Azul:  $y = 30$  mm; Negro: corresponde al promedio para todo  $y$ .  $T = 8$  s y  $A = 8$  mm. De la pendiente de los ajustes se obtienen los valores de la dispersividad  $l_d$  correspondientes.

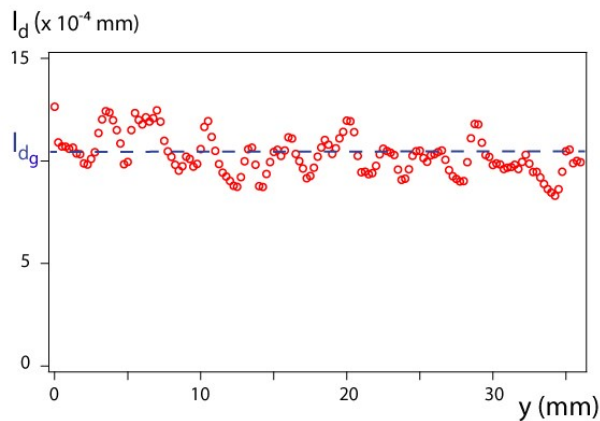


Figura 3. 15: Dispersividad  $l_d$  en función de la posición  $y$  en el ancho de la celda. Línea punteada: Valor medio característico de la experiencia  $l_{d_g} = (10,3 \cdot 10^{-4} \pm 0,9 \cdot 10^{-4})$  mm.  $T = 8$  s y  $A = 8$  mm.

Finalmente, se toma el valor medio de la variación de la dispersividad como el valor característico de la experiencia  $l_{d_g}$  y su desviación como su error ( $< 10\%$ ). Así, se obtiene un valor para cada una de las experiencias realizadas. Dado que la técnica experimental empleada proporciona información del valor de la concentración promediada en todo el espesor, este coeficiente será **global**.

A continuación, se grafican los valores de  $l_{dg}$  obtenidos en todas las experiencias normalizándolos por la amplitud de la oscilación del fluido  $A$ , y en función de la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$ , donde  $\tau_m = \frac{H^2}{D_m} = 394 \text{ s}$  ( $D_m = 4,06 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s}$ ).

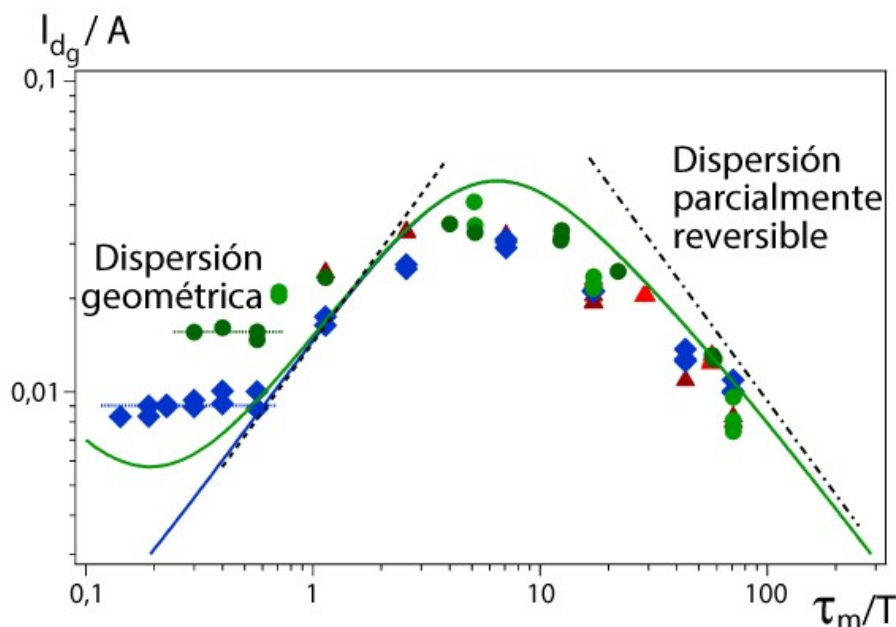


Figura 3. 16: Valores experimentales de dispersividad normalizada  $l_{dg}/A$ , en función de la relación entre el tiempo difusivo y el período de la oscilación  $\tau_m/T$ , para las experiencias realizadas a diferentes amplitudes ( $\blacktriangle$ )  $A = 2 \text{ mm}$ ; ( $\blacktriangle$ )  $A = 4 \text{ mm}$ ; ( $\bullet$ )  $A = 7 \text{ mm}$ . ( $\bullet$ )  $A = 9 \text{ mm}$ ; ( $\blacklozenge$ )  $A = 40 \text{ mm}$ . Líneas continuas, predicción de Watson ( $\text{—}$ )  $A = 9 \text{ mm}$ ; ( $\text{—}$ )  $A = 40 \text{ mm}$ . Líneas discontinuas: ( $\text{-- --}$ ) recta con pendiente +1; ( $\text{- . -}$ ) recta con pendiente -1. Líneas horizontales, tendencias de la dispersión geométrica.

En la figura 3.16, a los resultados experimentales de dispersión con oscilaciones en una celda con obstáculos, se les superpusieron dos curvas, pertenecientes a diferentes amplitudes, de la predicción de Watson en celda lisa [15]. En primer lugar, podemos ver que la relación de tiempos característicos  $\tau_m/T$  es apropiada para describir la evolución de  $l_{dg}/A$  a pesar de la introducción del desorden impuesto en la geometría. A partir de los resultados se pueden identificar tres zonas:

1) Cuando la relación entre los tiempos es pequeña  $\tau_m/T \leq 0,6$ , la dispersividad normalizada por la amplitud es  $l_{dg}/A \propto \text{cte}$  (sección 1.2.3) para cada valor de  $A$ , y no depende del período de la oscilación del flujo. Este comportamiento corresponde al

mecanismo de *dispersión geométrica* inducido por el desorden impuesto por los obstáculos en la celda.

2) A medida que  $\tau_m/T$  aumenta,  $l_{dg}/A$  también crece siguiendo aproximadamente una variación lineal  $l_{dg}/A \propto \tau_m/T$ , característica de un *régimen de dispersión de Taylor*. El intervalo correspondiente a este mecanismo es estrecho, dependiendo de la amplitud,  $0,8 \leq \tau_m/T \leq 1$ . Profundizaremos sobre este tema más adelante.

3) A partir del valor máximo, comienza a disminuir según  $l_{dg}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$  para  $\tau_m/T \geq 10$ . Esta última región es igual a la encontrada en la celda de paredes lisas, y la denominamos *régimen de dispersión parcialmente reversible*.

Comparando la predicción analítica de Watson para una celda de paredes lisas con los valores experimentales, se puede observar principalmente que el régimen de dispersión parcialmente reversible se mantiene con la introducción de obstáculos en la celda. Además, la transición entre los regímenes y el valor máximo de la dispersividad se obtienen para rangos de relaciones entre tiempos similares.

Resumiendo, para  $A = 40 \text{ mm}$ , se evidencian 3 regímenes para diferentes valores de la relación  $\tau_m/T$ :

$$\begin{cases} l_{dg}/A \propto cte & \tau_m/T \leq 0,6 & \text{Dispersión geométrica} \\ l_{dg}/A \propto \tau_m/T & 0,8 \leq \tau_m/T \leq 1 & \text{Dispersión de Taylor} \\ l_{dg}/A \propto (\tau_m/T)^{-1} & \tau_m/T \geq 10 & \text{Dispersión parcialmente reversible} \end{cases}$$

Se debe agregar que, a períodos grandes (velocidades muy lentas), debería aparecer una región de difusión molecular pura. Este régimen es tedioso para estudiarlo experimentalmente, principalmente por las limitaciones de los equipos. Por último, comparando con la celda de paredes lisas, en la celda con obstáculos, encontramos el régimen de dispersión geométrica.

A continuación, se analizarán las experiencias realizadas con la técnica en transmisión.



### 3.4 Experiencias en transmisión

Las experiencias en transmisión, es decir, con un flujo estacionario unidireccional y a velocidad  $U$  constante se realizaron para comprender mejor el régimen de dispersión geométrica encontrado en la celda, generado por la presencia de los obstáculos y verificar el régimen de dispersión de Taylor. Luego, se realizó una comparación con las experiencias con flujo oscilante y en eco, que nos permite acceder a las propiedades de reversibilidad-irreversibilidad.

Recordemos que las experiencias se realizaron partiendo de un frente plano posicionado en el centro de la celda (ver figura 3.6), desplazándolo en un único sentido hacia el extremo de la celda.

A continuación, se describe el análisis realizado en las imágenes para cuantificar el coeficiente de dispersión, con esta técnica experimental.

#### 3.4.1 Obtención de $\bar{t}_g$ y $\overline{\Delta t^2}_g$

A partir de las imágenes de concentración normalizada de trazador, se estudia cómo es la evolución de la zona de mezcla a medida que transcurre el tiempo, a lo largo de la celda y para todas las posiciones en el ancho de la misma. Para ello, se debió modificar el tratamiento de imágenes trabajando con variación temporal, pues la espacial se ve limitada dado que con el flujo unidireccional, el frente alcanza el extremo de salida y deja de visualizarse.

Para obtener los perfiles de concentración en función del tiempo se construyó una matriz tridimensional con todas las imágenes correspondientes a una experiencia, de forma tal de tener la variación temporal en la coordenada  $z$ . En la figura 3.17 se muestra un esquema de esta matriz, donde se observa la superposición temporal de la secuencia de imágenes en niveles de grises. Se definió una zona de estudio de forma tal de registrar la información de todo el frente inicial, como se puede observar en la primera imagen. Luego, a medida que transcurre el tiempo, se observa el desplazamiento del frente de izquierda a derecha.

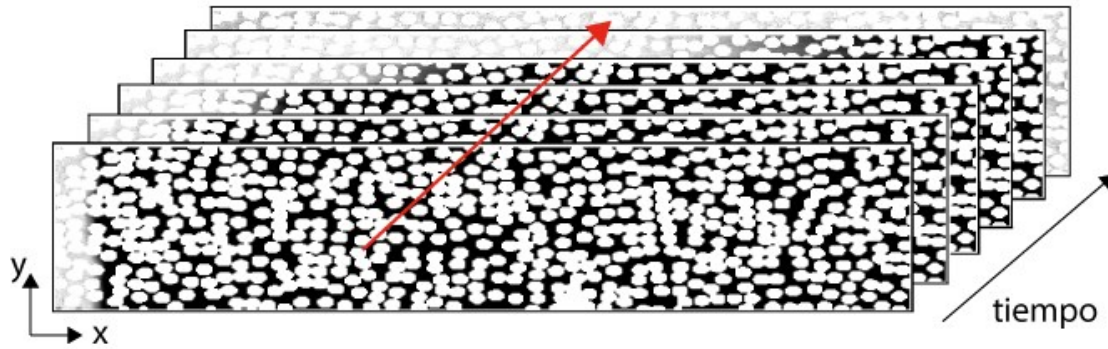


Figura 3. 17: Esquema de la matriz tridimensional para obtener la secuencia temporal, construida a partir de las imágenes correspondientes a las experiencias en transmisión.

Los perfiles de concentración en función del tiempo se obtienen trazando una línea y siguiendo la secuencia representada por la flecha roja en la figura 3.17. Es decir, para una determinada posición en la celda  $(x_d, y_d)_{sin\ obs}$  que no pertenezca a los lugares donde se encuentran los obstáculos, se toma la información de la variación del nivel de gris (concentración) para todos los tiempos. Luego, se vuelve a utilizar la solución error de la ecuación de convección difusión (ecuación 1.9) para realizar el ajuste.

A partir del mismo se obtienen nuevamente dos matrices, correspondientes al **primer y segundo momento temporal global**; en este caso, éstas poseen los valores del tiempo medio de tránsito ( $\bar{t}_g$ ), correspondiente al  $t$  necesario para que la concentración normalizada sea igual a 0,5 en la posición  $(x_d, y_d)_{sin\ obs}$ , y la relación entre la desviación cuadrática media y el tiempo de tránsito  $\left(\frac{\Delta t^2_g}{2\bar{t}_g}\right)$  respectivamente, debido a que el ajuste se realizó sobre las curvas temporales. En la figura 3.18 se observan las imágenes correspondientes a las matrices del primer (a) y segundo (b) momento global, los niveles de grises representan sus valores; recordemos que, cuanto más claro el nivel de gris, mayor es el valor. En estas matrices puede notarse que ahora los ejes corresponden a las variables espaciales  $(x, y)$  y no  $(t, y)$  como se realizó con el flujo oscilante (figura 3.11). Además, en (c) y (d) se muestran tres perfiles a diferentes valores de  $y$  constantes (rojo:  $y = 10\ mm$ ; verde:  $y = 20\ mm$ ; azul:  $y = 30\ mm$ ) correspondientes a cada uno de los mapas representados en (a) y (b).

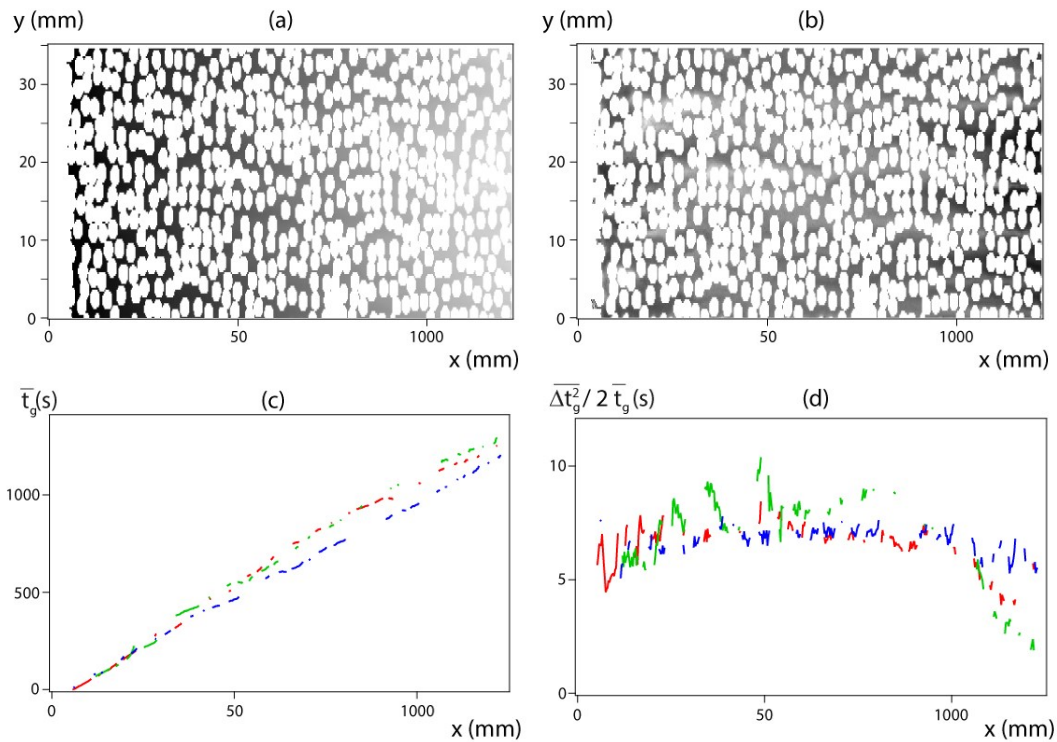


Figura 3. 18: (a, b) Imágenes correspondientes a las matrices del primer y segundo momento global, los niveles de grises representan sus valores. (a)  $\bar{t}_g$  (negro= 0 s, blanco= 1500 s). (b)  $\frac{\Delta t_g^2}{2 \bar{t}_g}$  (negro= 0,2 s, blanco= 15 s). (c, d) Curvas correspondientes a diferentes cortes de  $y$  constante de los mapas anteriores. Rojo:  $y=10$  mm; Verde:  $y = 20$  mm; Azul:  $y = 30$  mm (c) primer momento (d) segundo momento.  $U = 0,083$  mm/s y  $Pe = 82,2$ .

En las imágenes mostradas en las figuras 3.18 (a) y (b) se observa que, tanto en la zona anterior a la posición inicial del frente, como en las posiciones correspondientes a los obstáculos y sus alrededores, no poseen información de los momentos obtenidos a partir del ajuste con la solución de la ecuación de convección-difusión dado que únicamente para las posiciones  $(x, y)_{sin\ obs}$  se tiene información de la variación de la concentración en función del tiempo. Esto se ve reflejado luego, en los perfiles de  $y$  constante, los cuales comienzan a partir de una posición  $x$  diferente a 0 y tienen discontinuidades.

En (a) y (c) se observa que los valores del tiempo medio de tránsito  $\bar{t}_g$ , para una posición  $y$  fija en el ancho de la celda, crecen a medida que aumenta  $x$ . En (b) y (d), se representa la relación entre la desviación cuadrática media del tiempo y su correspondiente valor medio  $\frac{\Delta t_g^2}{2 \bar{t}_g}$ . Se ve que los valores son aproximadamente

constantes a lo largo de toda la celda y de igual orden para las diferentes posiciones en el ancho.

A continuación, se muestra cómo a partir de los valores de los momentos temporales obtenidos previamente, se realiza el cálculo de la dispersividad global característica de cada experiencia en transmisión.

### 3.4.2 Obtención de la dispersividad global $l_{d_g}$

Cuando estamos en presencia de un fenómeno difusivo, el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g$  es proporcional al tiempo: la constante que los relaciona es dos veces el coeficiente de dispersión hidrodinámico  $D$ , como se mostró previamente en la sección 2.4.3.

Las experiencias en transmisión se realizan a velocidad constante  $U$ , por lo cual  $\overline{\Delta x^2}_g = U^2 \overline{\Delta t^2}_g$  [3]. De esta forma, la relación dada por la ecuación 2.10 queda:

$$\frac{\overline{\Delta t^2}_g}{2 \bar{t}_g} = \frac{D_g}{U^2} = \frac{l_d}{U} \quad \text{Ecuación 3.2}$$

Utilizando la ecuación 3.2 y las matrices de los momentos temporales obtenidas del ajuste de los perfiles de concentración, se puede obtener el valor de la dispersividad para cada posición  $(x, y)_{sin\ obs}$  de la celda. Sin embargo, es necesario estimar el valor de la velocidad para cada punto de las experiencias.

Para realizar el cálculo, se midió para cada posición  $(x, y)_{sin\ obs}$  la distancia relativa a la posición inicial del frente  $(x_0, y)_{sin\ obs}$ , y con el valor del tiempo de tránsito  $\bar{t}(x, y)$  correspondiente a esa posición. Se pudo realizar el cálculo de un valor medio de la velocidad en esa posición, matemáticamente como:

$$U(x_d, y_d) = (x_d(y_d) - x_0(y_d)) / \bar{t}(x_d, y_d) \quad \text{Ecuación 3.3}$$

De esta forma se obtiene una nueva matriz que posee el valor de la velocidad media correspondiente al desplazamiento realizado linealmente entre la posición inicial y cada posición  $(x, y)_{sin\ obs}$  de la celda, como se muestra en la imagen de la figura 3.19 (a). En (b) se representan tres cortes para diferentes posiciones en el ancho de la celda,

observándose que el valor de la velocidad es aproximadamente constante a lo largo y ancho de la celda.

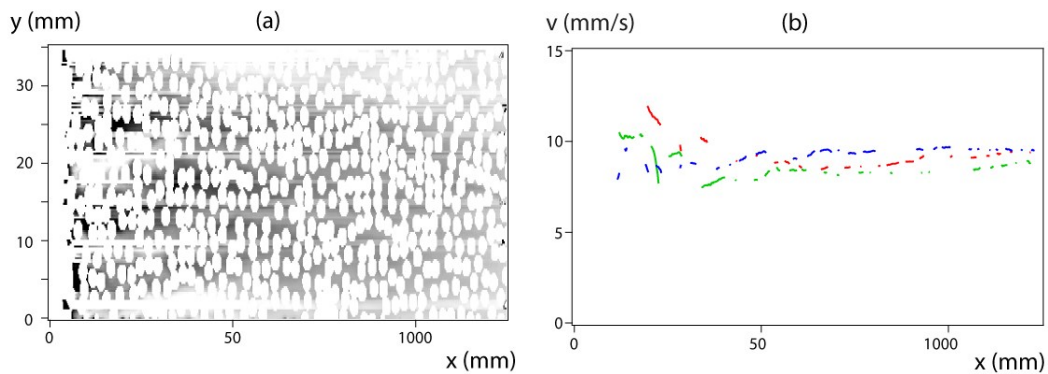


Figura 3. 19: (a) Imagen correspondiente a la matriz de la velocidad, los niveles de grises representan el valor de  $U(x,y)$  (negro= 0,06 mm/s, blanco= 0,1 mm/s). (b) Curvas correspondientes a diferentes cortes de  $y$  constante del mapa. Rojo:  $y = 10$  mm; Verde:  $y = 20$  mm; Azul:  $y = 30$  mm.  $U = 0,083$  mm/s y  $Pe = 82,2$ .

En la ecuación 3.2 se mostró la relación entre los momentos temporales, la velocidad y la dispersividad  $l_d$  para cada posición  $(x,y)_{sin\ obs}$ . A partir de esta ecuación, se calculó  $l_d(x,y)_{sin\ obs}$  obteniendo una nueva matriz como la que se muestra en la figura 3.20 (a). Como se puede observar en los perfiles realizados para diferentes posiciones en el ancho de la celda, figura 3.20 (c), el valor de la dispersividad es aproximadamente constante. Finalmente, se seleccionó una zona evitando los bordes para no introducir errores (recuadro rojo en 3.20 (a)), se calculó su distribución, y luego, se la ajustó con una función gaussiana obteniendo el valor medio, el cual corresponderá a la dispersividad global  $l_{d_g}$  característica de la experiencia, y su desviación.

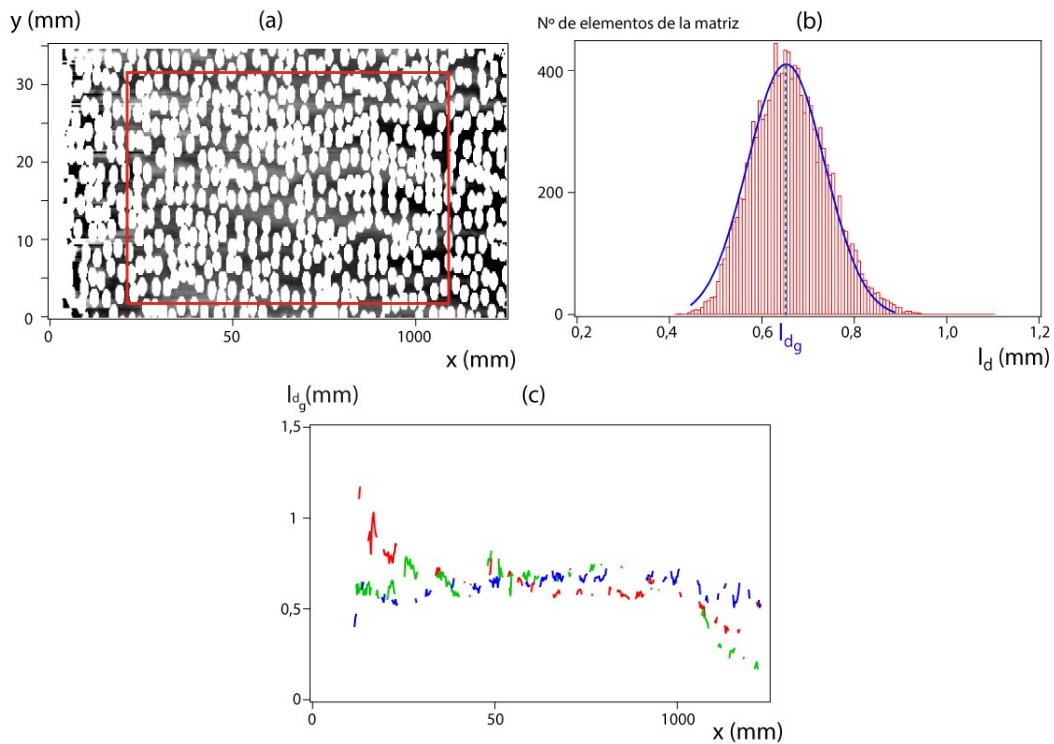


Figura 3. 20: (a) Imagen correspondiente a la matriz de la dispersividad, los niveles de grises representan el valor de  $l_d(x, y)$  (negro=0,4 mm, blanco=1,2 mm). (b) Histograma de la distribución de valores  $l_d(x, y)$  correspondiente a la zona dentro del recuadro rojo de la matriz (a). Línea azul: ajuste gaussiano de la distribución. (c) Curvas correspondientes a diferentes cortes de  $y$  constante de la matriz de dispersividad. Rojo:  $y = 10$  mm; Verde:  $y = 20$  mm; Azul:  $y = 30$  mm.  $U = 0,083$  mm/s y  $Pe = 82,2$ .

En el gráfico 3.21 se representan todos los valores de  $l_{dg}$  obtenidos en cada una de las experiencias realizadas, en función del número de Peclet ( $Pe = \frac{UH}{D_m}$ ); y en línea punteada el ajuste encontrado, el cual resultó:

$$l_{dg} = 0,46 \text{ mm} + 1,9 \cdot 10^{-3} Pe \quad \text{Ecuación 3.4}$$

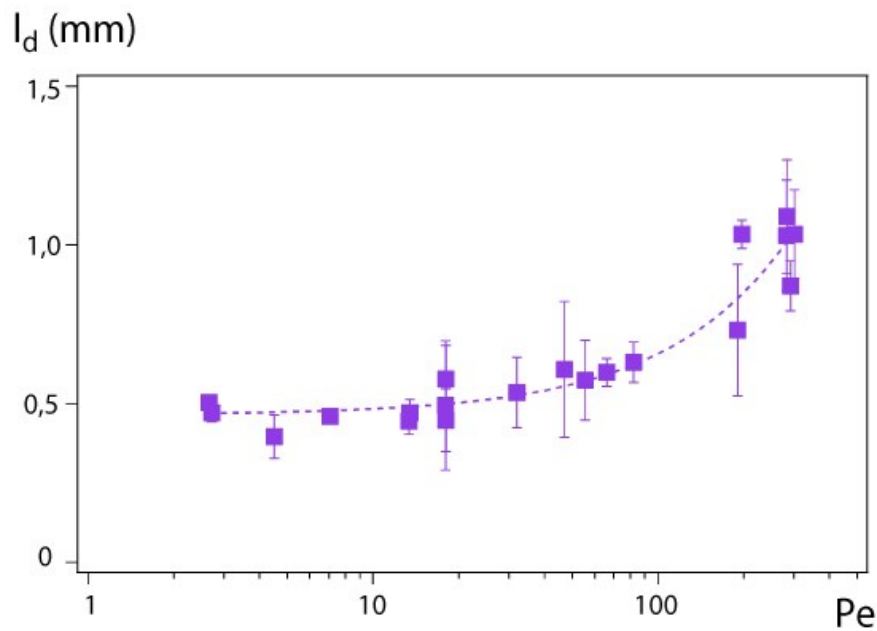


Figura 3. 21: Dispersividad global en función del número de Peclet, gráfico semi-logarítmico. En línea punteada su ajuste:  $l_{d_g} = 0,46 \text{ mm} + 1,9 \cdot 10^{-3} Pe$ .

En la figura 3.21 se observa que, para  $Pe$  bajos,  $l_{d_g}$  es constante indicando que la **dispersión geométrica** es el mecanismo dominante, de igual manera que se observó previamente con flujo oscilante. Para  $Pe > 50$ ,  $l_{d_g}$  crece linealmente indicando un dominio de la **dispersión de Taylor**. Comparando el valor de la pendiente del ajuste lineal obtenido en la ecuación 3.4 con la expresión de Taylor en celdas de Hele-Shaw (ecuación 1.21) [8], calculamos el valor del espesor efectivo y resulta  $H = 0,4 \text{ mm}$ , en excelente acuerdo con el la apertura de la celda dada por el mylar.

En la sección siguiente presentamos los resultados obtenidos a partir de la técnica de eco.

### 3.5 Experiencias utilizando la técnica de eco

Luego de realizar, por un lado, experiencias con flujo oscilante, y por otro, en transmisión, se realizaron experiencias utilizando la técnica de eco, con al cual se obtiene una mezcla resultante de sustraer la contribución dada por la posible existencia

de canales de flujo reversibles. Para ello, se utiliza nuevamente la dispersión del trazador, y se eligió trabajar a una sola velocidad de flujo constante, correspondiente a un valor de  $Pe = 20$ .

Para implementar esta técnica, primero se estableció la condición inicial (frente plano en el centro de la celda), luego se impuso un flujo estacionario de velocidad constante  $U$  durante un tiempo  $t_{inv}$  (tiempo de inversión) al cabo del cual, se invierte la dirección del flujo ( $-U$ ) hasta regresar a la posición inicial. El tiempo de tránsito medio, será igual a  $2t_{inv}$ . Estas experiencias serían equivalentes a una única oscilación de una señal de flujo cuadrada.

A partir de la posición inicial del frente  $x(t = 0) = x_0$  establecido en el centro de la celda, se varió el tiempo de inversión entre 390 s y 5000 s, obteniendo longitudes medias de penetración del trazador entre  $8 \text{ mm} < L_{eco} < 100 \text{ mm}$ .

El análisis de estas experiencias se realizó considerando a la fractura con obstáculos como un medio poroso, de forma similar a la realizada previamente por Hulin et al [24]. Para ello, se tomaron los perfiles de concentración media en todo el espesor y se los promedió para todo el ancho de la celda, en función de la posición longitudinal  $x$ . Luego, se les realizó el ajuste con la solución de la ecuación de convección-difusión (ecuación 1.9), obteniendo los parámetros  $\bar{x}_g$  y  $\overline{\Delta x^2}_g$  para cada tiempo.

En la sección siguiente se muestra cómo son los perfiles temporales de los parámetros obtenidos.

### 3.5.1 Perfiles de $\bar{x}_g$ y $\overline{\Delta x^2}_g$

A partir de los perfiles de la concentración promediada en todo  $y$ , en función de la posición  $x$  a lo largo de la celda, y realizando los correspondientes ajustes se obtuvieron los perfiles del primer ( $\bar{x}_g$ ) y segundo momento ( $\overline{\Delta x^2}_g$ ). En la figura 3.22 (a) y (b) se muestra un ejemplo de ellos.



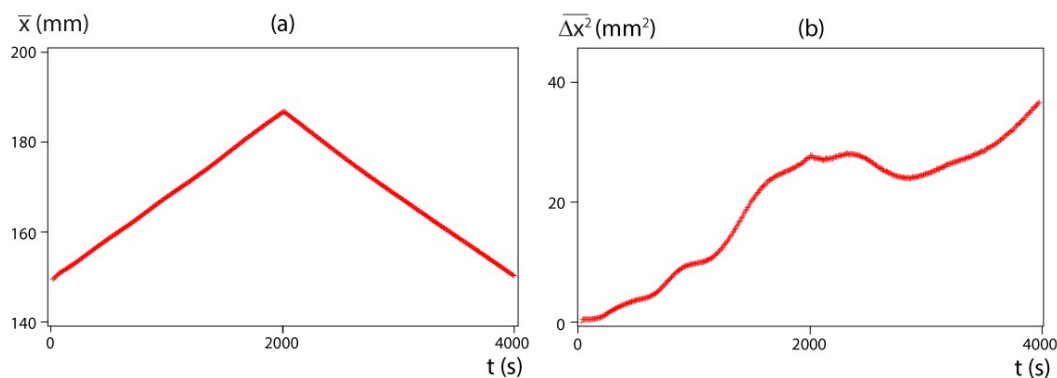


Figura 3. 22: Perfiles temporales (a)  $\bar{x}_g$  primer momento global. (b)  $\overline{\Delta x^2}_g$  segundo momento global.  $|U| = 0,019 \text{ mm/s}$ ,  $Pe = 20$ ,  $L_{eco} = 40 \text{ mm}$ ,  $t_{inv} = 2000 \text{ s}$ .

A partir del perfil de  $\bar{x}_g$  (a), se observa el desplazamiento en forma de vaivén en función del tiempo y se puede identificar el valor de  $t_{inv}$ , siendo el momento correspondiente al cambio de sentido del flujo. Además, se pueden observar dos sectores bien diferenciados, uno antes del  $t_{inv}$  y, otro posterior, pertenecientes a cada una de las direcciones del flujo. Denominaremos “ida” a la primera mitad y “vuelta” a la segunda.

En (b), vemos la variación de  $\overline{\Delta x^2}_g$  en función del tiempo, se observa que globalmente crece con el tiempo, sin embargo, presenta una zona cerca del cambio de sentido del flujo donde hay un crecimiento más pronunciado, seguido por un decrecimiento. Este comportamiento podría corresponder a la parte reversible de la dispersión longitudinal dada por los canales presentes en la celda (sección 1.4.2).

Anteriormente, tanto en las experiencias oscilantes como en transmisión, encontramos un crecimiento lineal del segundo momento, de donde podíamos extraer directamente el valor de la dispersión  $D$ . La parte correspondiente a la “ida” de las experiencias en eco podrían ser consideradas como una experiencia en transmisión, sin embargo, los análisis realizados difieren en las técnicas. Recordemos que, ajustamos  $C(t)$  en transmisión, mientras que,  $C(x)$  en eco. Por ello, nos basaremos en el análisis utilizado por Hulin et al. [24] en un medio poroso tridimensional para obtener un valor de  $D$ , como se detalla a continuación.

### 3.5.2 Obtención de $D_{eco}$

Como se comentó previamente, no podemos extraer el coeficiente de dispersión a partir de la pendiente de  $\overline{\Delta x^2}_g(t)$ , sin embargo, la relación presentada en la ecuación 2.10 continuará siendo válida. Además, sabiendo que las diferentes experiencias que hemos realizado en eco corresponden a un único valor de  $U$ , se pueden tomar los valores de  $\overline{\Delta x^2}_g(2t_{inv})$  y graficarlos en función de los diferentes tiempos de inversión estudiados para lograr obtener de su pendiente el valor de la dispersión. Utilizamos el valor de  $\overline{\Delta x^2}_g(2t_{inv})$  particularmente en ese tiempo dado que, es el instante final de la experiencia y solo tendrá la información correspondiente a la irreversibilidad, debido a que la componente reversible se pierde cuando el flujo realiza la ida y vuelta.

Se realizaron experiencias para cuatro tiempos de inversión diferentes, entre 390 s y 5000 s. En la figura 3.23 se muestra la representación comentada previamente correspondiente a todas las experiencias en eco realizadas.

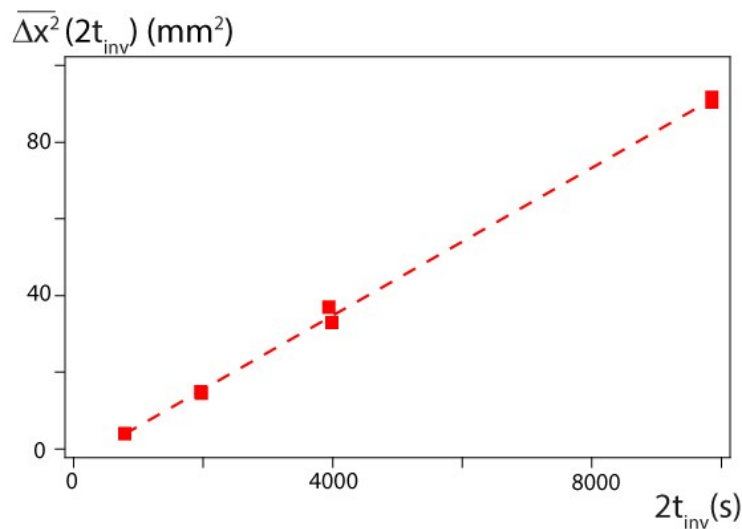


Figura 3. 23: Valores de  $\overline{\Delta x^2}_g(2t_{inv})$  para experiencias en eco realizadas a diferentes tiempos de inversión. Línea punteada: ajuste lineal.  $|U| = 0,019$  mm/s,  $Pe = 20$ .

Se puede observar en la figura 3.23, que los valores de  $\overline{\Delta x^2}_g(2t_{inv})$  en función de  $2t_{inv}$ , están alineados indicando que el proceso es difusivo. Siendo la regresión lineal obtenida es:

$$\overline{\Delta x^2}_g(2t_{inv}) = -3,7 \text{ mm}^2 + 9,63 \cdot 10^{-3} 2t_{inv} \text{ mm}^2/\text{s} \quad \text{Ecuación 3.5}$$

Obteniendo de su pendiente el valor del coeficiente de dispersión, según ecuación 2.10.

De esta forma, se obtiene un valor de  $D_{eco} = 4,81 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2/\text{s}$ . El cálculo fue posible pues, todas las experiencias se realizaron para un único valor de  $Pe$ , es decir, una única velocidad. De esta forma, podremos calcular la dispersividad directamente como  $l_{d_{eco}} = D_{eco}/U$ , obteniendo  $l_{d_{eco}} = 0,253 \text{ mm}$ .

Si comparamos el valor obtenido anteriormente con el correspondiente a transmisión, a igual  $Pe$ , podemos notar que  $l_{d_{eco}} < l_{d_{trans}}$  ( $l_{d_{trans}} \sim 0,5 \text{ mm}$ ) lo cual sugiere que la celda posee heterogeneidades que generan canales de flujo, en donde la dispersión longitudinal será reversible. Para confirmarlo, se construirán los mapas de velocidades locales, ya que si existen heterogeneidades, podremos verlas como zonas donde existen grandes diferencias de velocidades con respecto al valor medio  $U$ . En la siguiente sección se muestra su obtención.

### 3.5.3 Velocidad local: $V_x$

Para realizar el cálculo de la velocidad local en cada posición de la celda, se tomaron para pequeños intervalos de tiempo, el desplazamiento de la posición media del frente  $\bar{x}_g$  correspondiente, y se calculó la velocidad obteniendo un mapa discreto. Para ello fue necesario realizar previamente el análisis de los perfiles de concentración media en el espesor de la celda, en función de la posición  $x$ . De una forma similar a lo aplicado en las experiencias con flujo oscilante, sección 3.3.1, se obtuvo la matriz del primer momento como la que se representa en la figura 3.24.

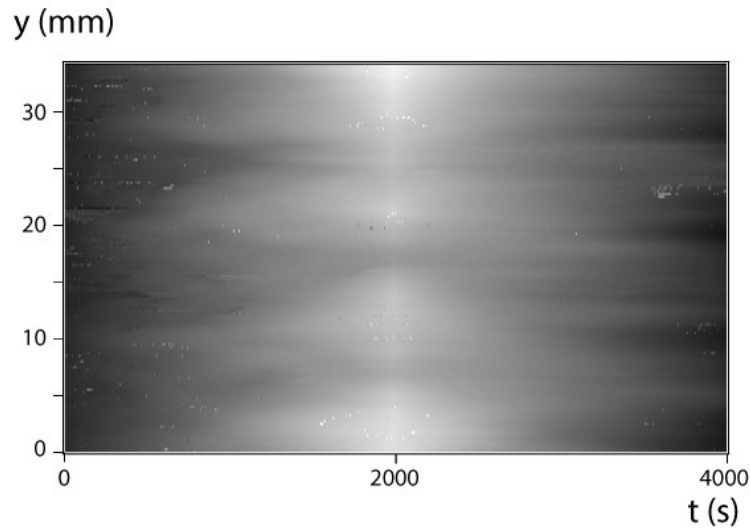


Figura 3. 24: Imagen correspondiente a la matriz del primer momento global, los niveles de grises representan el valor de  $\bar{x}_g$  (negro= 140 mm, blanco= 200 mm).  $|U| = 0,019 \text{ mm/s}$ ,  $Pe = 20$ ,  $L_{eco} = 40 \text{ mm}$ ,  $t_{inv} = 2000 \text{ s}$ .

Luego, a partir de esta matriz de primer momento y los tiempos correspondientes, se obtuvieron los valores de la componente  $x$  de la velocidad. Para ello, en cada posición y del ancho de la celda, se tomó la variación de  $\bar{x}_g$  entre imágenes correspondientes a un intervalo temporal definido= 5 frames y se divide el valor por el intervalo de tiempo correspondiente.

$$v(x_m, y) = \frac{\bar{x}_g(y, t_{i+5}) - \bar{x}_g(y, t_i)}{t_{i+5} - t_i} \quad \text{Ecuación 3.6}$$

con

$$x_m = \bar{x}_g(y, t_{i+5}) - \bar{x}_g(y, t_i) \quad \text{Ecuación 3.7}$$

Esta variación representará el valor de la velocidad correspondiente a la posición media dada por el valor de  $x_m$ , según ecuación 3.7.

Analizaremos una sola experiencia con  $t_{inv} = 2000 \text{ s}$ , correspondiente a  $L_{eco} = 40 \text{ mm}$ , dado que los resultados encontrados son perfectamente repetitivos en varias experiencias de eco.

En la figura 3.25 se representan los mapas del valor absoluto de la componente  $x$  de la velocidad, para las diferentes posiciones  $(x, y)$  de la celda, tanto a la ida (a) como a la vuelta (b) de una experiencia en eco. La representación se realizó en falsos colores,

indicando en cada posición  $(x, y)$ , el valor de  $V_x$  el cual se corresponde con la escala representada a la derecha de cada uno de los diagramas.

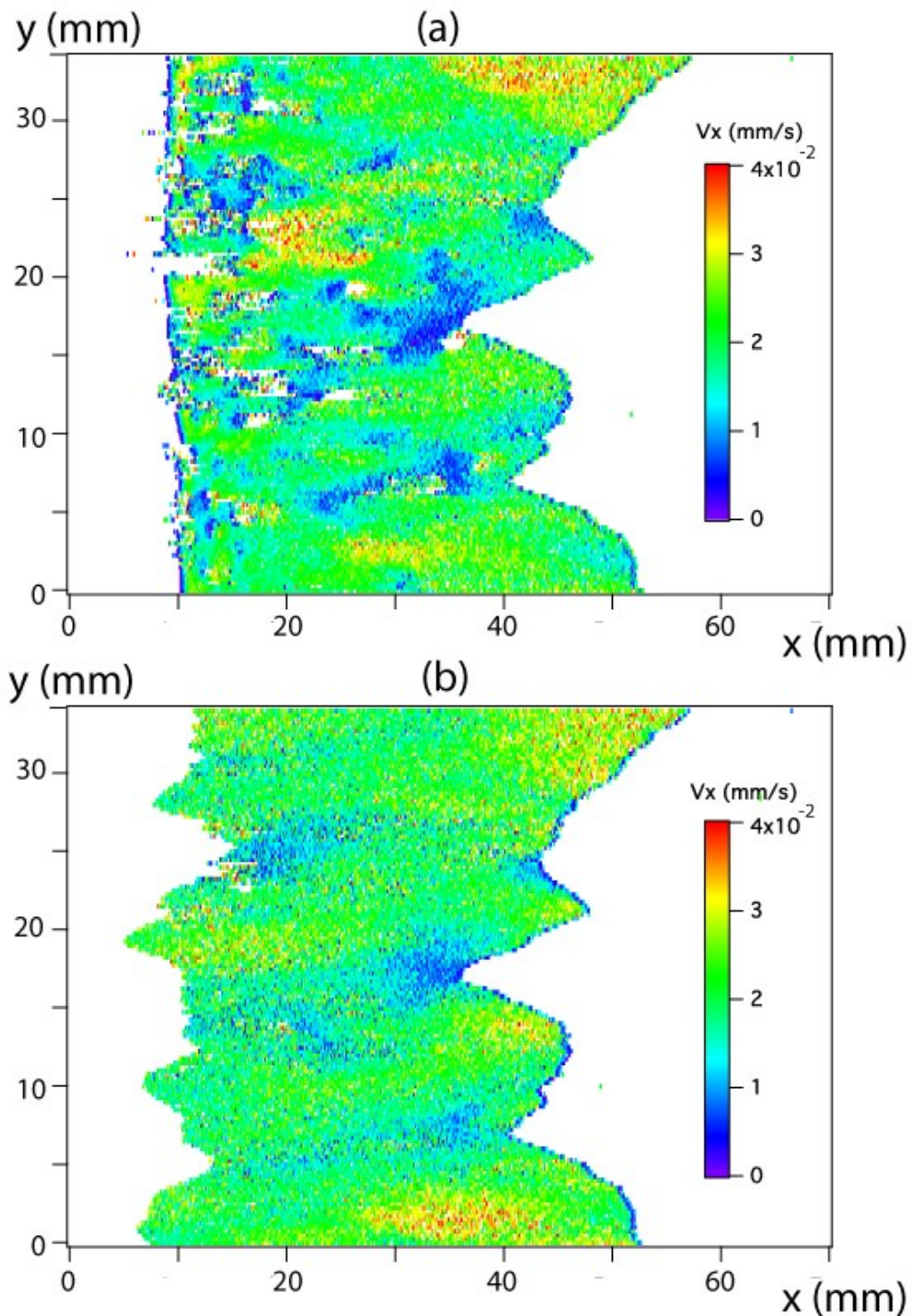


Figura 3. 25: Mapas del valor absoluto de la componente  $x$  de la velocidad. (a) Inyección del flujo, ida. (b) Succión del flujo, vuelta.  $|U| = 0,019 \text{ mm/s}$ ,  $Pe = 20$ ,  $L_{eco} = 40 \text{ mm}$ ,  $t_{inv} = 2000 \text{ s}$ .

Se puede observar que los mapas correspondientes a la ida y a la vuelta, son similares indicando que el campo de velocidades está dado por la geometría que posee la celda y no por el flujo. Además, se puede notar que aparecen zonas con velocidades bajas (zonas azules), generadas por las heterogeneidades que tiene la celda. Éstas serán responsables de generar los diferentes canales de flujos, donde aparece una componente reversible de la dispersión longitudinal.

Para confirmar que los mapas de velocidades poseen las mismas características a la ida y a la vuelta de las experiencias en eco, se realizaron los perfiles de  $V_x$  a diferentes posiciones de  $x$  fijas y para todo el ancho de la celda. En la figura 3.26 se representan las curvas obtenidas para dos zonas, (a)  $x = (17 \pm 2) \text{ mm}$ , (b)  $x = (34 \pm 2) \text{ mm}$ , y tanto para la ida (curva azul) como la vuelta (curva roja).

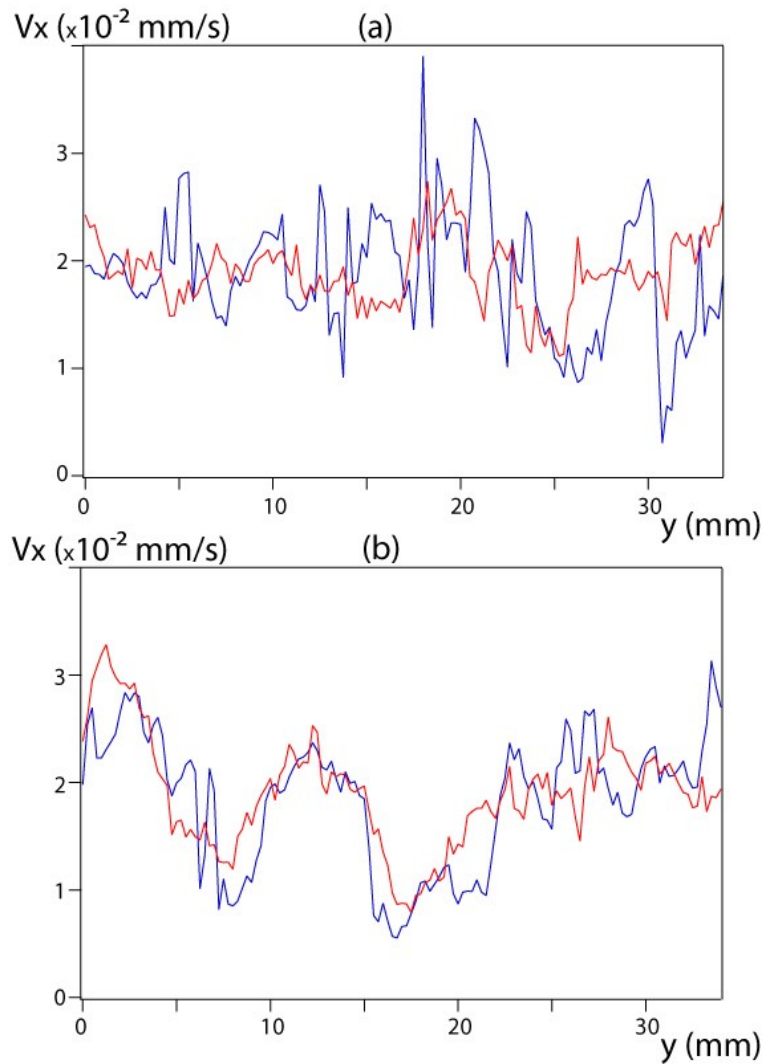


Figura 3. 26: Perfiles de la velocidad absoluta de  $V_x$  a partir de los mapas representados en 3.25 para diferentes cortes a  $x$  constante. (a)  $x = (17 \pm 2) \text{ mm}$ , (b)  $x = (34 \pm 2) \text{ mm}$ . Azul: ida. Rojo: vuelta.  $|U| = 0,019 \text{ mm/s}$ ,  $Pe = 20$ ,  $L_{eco} = 40 \text{ mm}$ ,  $t_{inv} = 2000 \text{ s}$ .

Se puede observar que en la zona cercana a la posición inicial del frente se tiene mayores fluctuaciones en los valores de la velocidad pero todas ellas están centradas alrededor de un valor medio. Sin embargo, en el corte más alejado es donde se nota claramente la variación de la velocidad a lo largo del ancho de la celda, indicando presencia de diferentes canales de flujo formados por las heterogeneidades de la misma. Además en (b) se ve que las curvas a la ida y vuelta de la experiencia en eco son similares confirmando que es la geometría de la celda la que determina este mapa de velocidades y no el flujo.

Por último, en la sección siguiente compararemos los resultados obtenidos con las diferentes técnicas y realizaremos una conclusión general del capítulo.



### 3.6 Conclusiones

En el transcurso de este capítulo pudimos aplicar distintas técnicas experimentales en una celda con una distribución de obstáculos cilíndricos entre sus paredes, encontrando diferentes resultados que son complementarios.

Divisamos diferentes regímenes de dispersión hidrodinámica con un flujo oscilante, controlados por diferentes mecanismos. Se encontró una zona que corresponde a una relaciones de tiempos característicos pequeños  $\tau_m/T \leq 0,6$ , donde la dispersividad normalizada por la amplitud es  $l_{dg}/A \propto cte$  (sección 1.2.3) para cada valor de  $A$  y no depende del período de la oscilación del flujo. Este comportamiento se corresponde a la **dispersión geométrica** influenciado por el desorden impuesto por los obstáculos en la celda. El **régimen de dispersión de Taylor** se detectó en un intervalo de la relación entre los tiempo característicos más estrecho que en el caso de celda lisa,  $0,8 \leq \tau_m/T \leq 1$ , este rango depende de la amplitud de la oscilación. También se encontró el **régimen de dispersión parcialmente reversible** donde  $l_{dg}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$  para  $\tau_m/T \geq 10$ , correspondiendo con lo visto previamente en la celda de paredes lisas. En este último régimen, el mecanismo está controlado por la reversibilidad de Taylor debido a que las partículas de trazador no tienen tiempo de difundir en el espesor de la celda, y no, por la reversibilidad debida a los canales de flujo generado por la geometría de la celda. Además, comparando con la predicción analítica de Watson en una celda de paredes lisas se puede observar que, el régimen de dispersión parcialmente reversible se mantiene aún en presencia de los obstáculos entre las paredes de la celda. Además, la transición entre los distintos regímenes de la dispersividad se obtiene en el mismo rango de  $\tau_m/T$ .

A partir de la técnica de transmisión, pudimos cuantificar la superposición de la dispersión reversible e irreversible, obtener más detalle del régimen de **dispersión geométrica** determinado por el desorden generado en el flujo debido a la distribución de obstáculos y, además, se pudo confirmar la tendencia correspondiente al **régimen de dispersión de Taylor**.

Finalmente, con la técnica en eco se pudo aislar la contribución reversible a la dispersión irreversible. A partir de los mapas de velocidades que se obtuvieron con los



resultados de esta técnica, se confirmó la existencia de canales de flujo dados por la geometría de la celda.

En la figura 3.27 se utilizó el número adimensional de Peclet para representar los valores de la dispersividad obtenidos con las diferentes técnicas. Además, se superpusieron las curvas de la predicción de Watson [15] en la celda con paredes lisas.

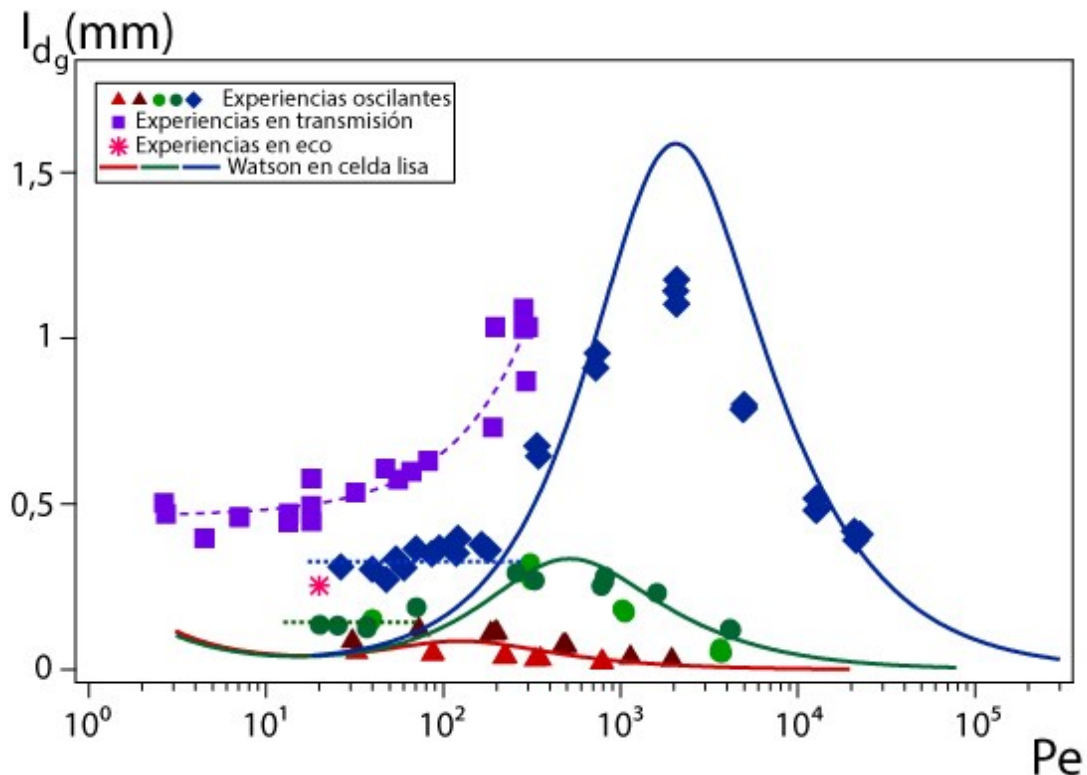


Figura 3. 27: Valores de dispersividad global  $l_{dg}$ , en función del  $Pe$ , obtenidos a partir de las diferentes técnicas. Experiencia oscilante: ( $\blacktriangle$ )  $A = 2$  mm; ( $\blacktriangle$ )  $A = 4$  mm; ( $\bullet$ )  $A = 7$  mm. ( $\bullet$ )  $A = 9$  mm; ( $\blacklozenge$ )  $A = 40$  mm. Experiencias en transmisión:  $\blacksquare$ . Experiencias en eco:  $*$ . Predicción de Watson en celda lisa: ( $\text{---}$ )  $A = 2$  mm; ( $\text{---}$ )  $A = 9$  mm; ( $\text{---}$ )  $A = 40$  mm. Líneas horizontales, tendencias de la dispersión geométrica.

En el gráfico anterior podemos notar que los valores de la dispersividad obtenidos con un flujo oscilante aumentan con la amplitud de la oscilación, encontrando para  $A$  grande la presencia del régimen de dispersión geométrica donde  $l_{dg} \propto cte$ . En cuanto al valor obtenido en eco, se observa que es del orden de la mitad del valor encontrado con las experiencias en transmisión y aproximadamente igual al correspondiente a oscilación con  $A$  grande. Esto indica que la dispersividad en eco posee únicamente la parte irreversible de la mezcla, mientras que la transmisión tiene presente el efecto reversible

e irreversible dado que no hay una inversión del flujo en este caso. Las experiencias oscilantes resultan del mismo orden de magnitud que la encontrada en eco dado que allí también se pierde la información perteneciente a la parte reversible cuando se cambia el sentido del flujo.

Por otro lado, se puede confirmar que el régimen de dispersión geométrico se debe a la presencia de los obstáculos en la celda, dado que este comportamiento no aparece en la celda de paredes lisa, y tampoco en la predicción de Watson.

Por último, se encontró que en el régimen de dispersión de Taylor el valor de la dispersividad es del orden de la obtenida en la celda lisa, lo cual indica que los mecanismos que controlan la mezcla en este régimen no tienen en cuenta la presencia de los obstáculos, únicamente importa el valor del espesor  $H$  que posee la celda.

En el próximo capítulo introduciremos otro tipo de perturbación en el flujo, en este caso una suspensión de partículas de poliestireno de  $40\ \mu\text{m}$  de diámetro en la solución de agua-glicerina al 21 % en peso en la celda de Hele-Shaw lisa utilizada en el capítulo anterior, aplicaremos un flujo oscilante y estudiaremos la influencia de las mismas sobre la dispersión hidrodinámica.

# Capítulo 4

## Dispersión hidrodinámica con una suspensión oscilante: análisis macroscópico y microscópico

---

En los capítulos anteriores nos centramos en estudiar el fenómeno de dispersión hidrodinámica de un trazador en celdas con diferentes geometrías: lisa y con obstáculos; bajo condiciones de flujo oscilante. Además, hemos analizado reversibilidad e irreversibilidad del fenómeno a diferentes escalas, comparando los resultados obtenidos con técnicas de transmisión y eco.

En este capítulo introduciremos una suspensión de partículas de poliestireno de  $40\ \mu\text{m}$  de diámetro en la celda de Hele-Shaw lisa utilizada en el capítulo 2 y con un flujo oscilante. Estudiaremos, desde una escala macroscópica, cómo influye la presencia de las partículas sobre la dispersión del trazador; y a escala microscópica, para terminar de comprender lo que sucede en el fenómeno de dispersión, se realizará el seguimiento de las partículas dentro de la celda sometidas a un flujo oscilante.

A continuación, se describirá la metodología experimental y el procesamiento de datos utilizado en ambos estudios. Comenzaremos desde el punto de vista macroscópico, y luego, con el objetivo de explicar los resultados, el microscópico; en ambos casos con un flujo oscilante.

## 4.1 Dispersión hidrodinámica en una suspensión de partículas

En la primera parte del estudio, utilizaremos la misma técnica experimental mostrada en el capítulo 2 para obtener la dispersión hidrodinámica del trazador con un flujo oscilante, a partir de la medición de su concentración media en el espesor de la celda.

A continuación, se detalla el dispositivo, la técnica experimental, la preparación de la suspensión y el análisis de las diferentes experiencias para obtener la dependencia de la dispersión con respecto a los parámetros del flujo oscilante: la amplitud  $A$  y el período  $T$ .

### 4.1.1 Dispositivo, metodología experimental y fluidos utilizados

Para el estudio se utilizó el mismo dispositivo experimental y la celda de Hele-Shaw del capítulo 2, figura 2.3, garantizando que las condiciones experimentales sean iguales a las del fluido sin partículas. La metodología experimental utilizada fue exactamente la misma, se respetó la condición inicial utilizando la técnica para su obtención descrita en la sección 2.3.1. Técnicamente, la adquisición de las imágenes fue idéntica, obteniendo nuevamente imágenes en intensidad de luz transmitida a través de la celda.

En cuanto al fluido, se partió de la misma base de agua-glicerina 21 % en peso (sección 2.2), densidad  $1,05 \text{ g/ml}$  ( $22^\circ\text{C}$ ) y viscosidad  $1,8 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ . Se agregaron partículas esféricas de poliestireno con  $(40 \pm 2) \mu\text{m}$  de diámetro que poseen la misma densidad que el fluido de forma tal de obtener una mezcla iso-densa, garantizando la ausencia de sedimentación o flotación de las partículas. Se continuó utilizando el mismo trazador pasivo, WaterBlue.

Únicamente se logró trabajar con una concentración del 10 % en peso de partículas en suspensión, dado que, a medida que la concentración aumenta la absorción de la luz también lo hace acompañada de reflexiones múltiples. Como consecuencia, la técnica de transmisión de luz utilizada previamente para analizar las imágenes obtenidas se satura y nos limita el estudio. Este fenómeno se detalla en el anexo I.

La suspensión con concentración al 10 % en peso de partículas, se preparó agregando 100 *gr* de partículas a 900 *gr* de agua-glicerina 21 %. Luego, se homogeneizó la suspensión por agitación mecánica durante una hora, pero antes de iniciar este proceso se le agregó al líquido una gota de surfactante (detergente de vajilla) para disminuir la tensión interfacial entre el líquido y el aire que las partículas pudiesen poseer a su alrededor, evitando el aglutinamiento de las mismas (lo que impediría la posterior mezcla efectiva de la suspensión).

Una vez que se tiene la suspensión perfectamente homogénea se la fracciona en dos partes iguales. En una de ellas, se agregó el colorante (WaterBlue) de manera de tener una concentración de 2 *g/l* y, en la otra, agregamos NaCl para obtener igual concentración. Esto se hace para evitar introducir una diferencia de densidad entre las soluciones e impedir la aparición de inestabilidades.

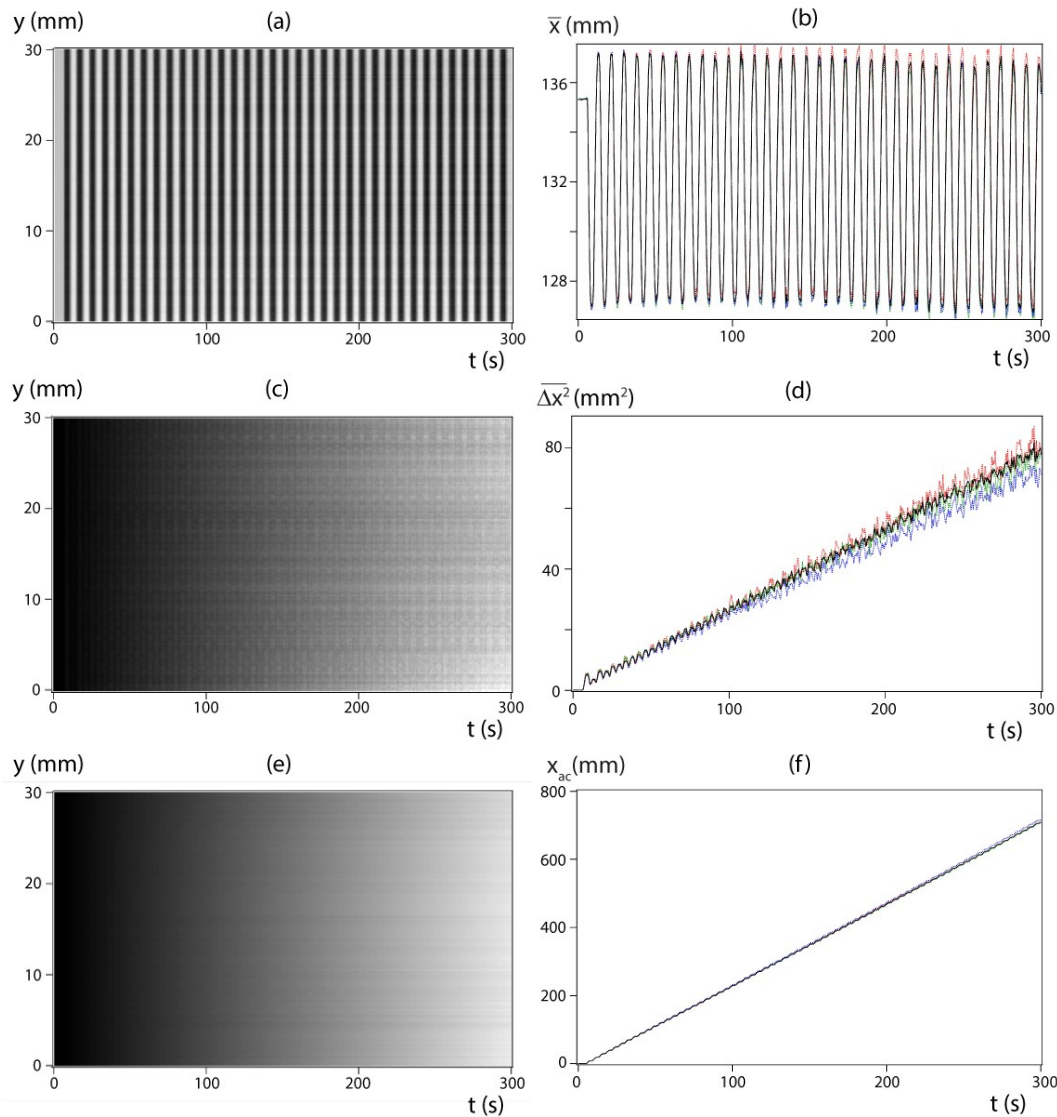
Para controlar y garantizar que se obtuvo una suspensión iso-densa y no se cometió ningún error durante la preparación, se dejó un recipiente con ella durante 3 días y se observó si las partículas sedimentaban o flotaban durante este tiempo.

#### 4.1.2 Obtención de $\bar{x}$ , $\overline{\Delta x^2}$ y $l_{dg}$

La técnica de transmisión de luz utilizada es la misma que se desarrolló en la sección 2.4.4, obteniéndose una nueva curva de calibración para la suspensión utilizada. Los detalles se describen en el [anexo I](#); además, como se comentó anteriormente se discute la limitación de la técnica para concentraciones de partículas  $> 10\%$ .

Luego, a través de la curva de calibración se pasaron todas las imágenes de intensidad de luz transmitida a concentración normalizada de colorante en cada una de las experiencias. Se les realizó el análisis descrito en la sección 2.4.3, y se obtuvieron los mapas de  $\bar{x}$ ,  $\overline{\Delta x^2}$  y  $x_{ac}$  (figura 4.1 (a, c, e) respectivamente) de forma equivalente a la realizada en el capítulo 2 con el fluido sin partículas. En la zona de la derecha de la figura 4.1 (b, d, f) se representan los perfiles obtenidos de cada uno de los mapas para 3 valores diferentes en el ancho de la celda  $y = 5, 15$  y  $25$  *mm* y para todo tiempo. Además, se superpone en cada una de las figuras el promedio sobre todo el ancho.

Dado que este estudio se realizó a través de imágenes de concentración promediada en todo el espesor, como en el capítulo 2, todos los parámetros que se obtendrán se denominarán globales. Luego, los compararemos con los obtenidos previamente con flujos sin partículas.



*Figura 4. 1: Resultados obtenidos del análisis en una experiencia con suspensión de partículas  $d = 40 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 10 \%$ ,  $T = 9 \text{ s}$ ,  $A = 5 \text{ mm}$ . Imagen correspondiente a la matriz de (a) Primer momento; (c) Segundo momento; (e) Posición acumulada. Curvas correspondientes a diferentes cortes para valores de  $y$  constante de la matriz (b) Primer momento; (d) Segundo momento; (f) Posición acumulada. Rojo:  $y = 5 \text{ mm}$ ; Verde:  $y = 15 \text{ mm}$ ; Azul:  $y = 25 \text{ mm}$ ; Negro: corresponde al promedio para todo  $y$ .*

Se puede observar que los tres mapas obtenidos son similares a los mostrados anteriormente para el fluido sin partículas, y los perfiles también son similares a los

anteriores. En (b) se observa el movimiento oscilante de  $\bar{x}$  en función del tiempo: todas las curvas se encuentran superpuestas indicando una independencia con la posición en el ancho de la celda. Además, el valor medio es del mismo orden por lo cual se utilizará éste de ahora en más. Luego, a partir del gráfico, se pueden obtener los valores de  $A$  y  $T$  de la oscilación, que son comparados con los que se extraen de la medición realizada con la balanza. En (d), se muestran los perfiles del segundo momento  $\overline{\Delta x^2}$ , tanto el valor promediado sobre todo el ancho de la celda, como los correspondientes a los diferentes cortes a  $y$  constante. Se observa que, en todos los casos, crecen linealmente con el tiempo, y las pendientes de las diferentes curvas difieren en menos del 10 %; por lo tanto, podemos utilizar su promedio para los cálculos posteriores. Sucede lo mismo en (f) donde se puede observar que, en acuerdo con lo antes mostrado en los perfiles del primer momento, la posición promediada y todas las curvas se superponen permitiendo la utilización directa del valor medio sin introducir un error significativo.

Finalmente, para obtener el valor del coeficiente de dispersividad se grafica el valor promediado para todo el ancho de  $\overline{\Delta x^2}(t)$  (curva negra de la figura 4.1 (d)) en función de  $x_{ac}(t)$  también promediado en  $y$  (curva negra de la figura 4.1 (f)). La pendiente del ajuste lineal nos permite obtener el valor del coeficiente de dispersividad  $l_{dg}$ , al utilizar directamente los valores promedios, se obtiene un valor único representativo para cada una de las experiencias realizadas.

Se realizaron experiencias con un 10 % de partículas en suspensión, manteniendo el mismo rango de períodos de oscilación  $T$  utilizados en las experiencias sin partículas, pero se exploró todo con una única amplitud ( $A = 5 \text{ mm}$ ). Para tomar esta decisión, se realizaron algunas experiencias que confirmaron, al igual que en el caso sin partículas, que los valores de  $l_d/A$  resultan independientes de la amplitud de la oscilación  $A$ .

La figura 4.2 representan los valores de  $l_d/A$  en función de la relación entre los tiempos  $\tau_m/T$  obtenidos en las experiencias realizadas con fluido sin partículas, y para la suspensión con 10 % de partículas y además, se superpone la tendencia dada por la predicción de Watson [15] cuando no hay partículas en suspensión.

El valor del tiempo característico de difusión molecular ( $\tau_m = H^2/D_m$ ) varía según el fluido utilizado, principalmente porque el coeficiente de difusión molecular se modifica.

Las cadenas de polímeros no modifican significativamente el valor del  $D_m$  del soluto en el fluido portador [54]. Sabiendo que la distancia media entre el centro de las partículas es mayor a la que presentan los polímeros, el valor del  $D_m$  del trazador utilizado no será alterado por la presencia de las partículas [47]. En nuestro estudio,  $D_m = 4,06 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2/\text{s}$ , y entonces,  $\tau_m = 394 \text{ s}$ .

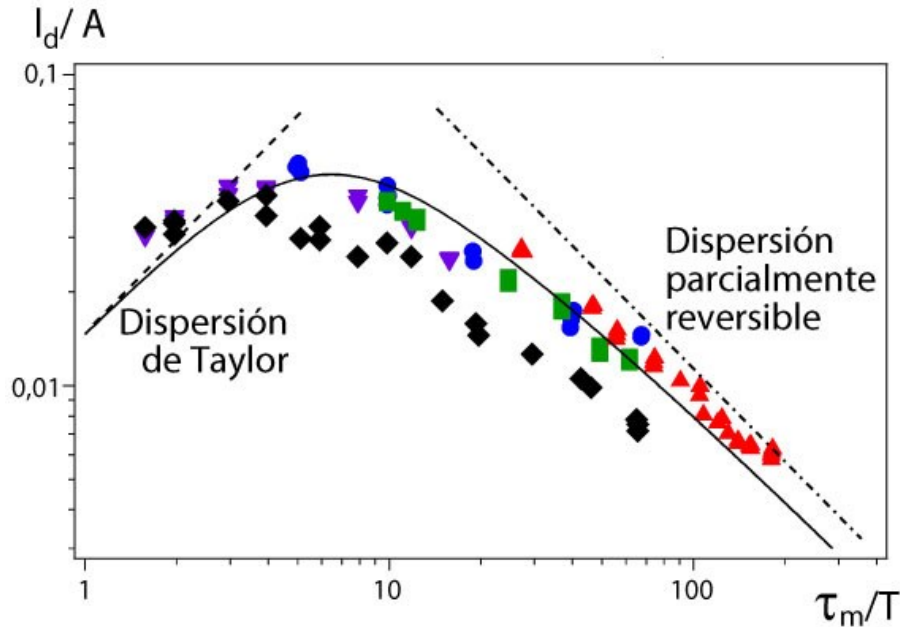


Figura 4. 2: Valores experimentales de dispersividad normalizada  $l_d/A$ , en función de la relación entre el tiempo difusivo y el período de la oscilación  $\tau_m/T$ ,  $\phi = 10 \%$  ( $\blacklozenge$ )  $A = 5 \text{ mm}$ . ;  $\phi = 0 \%$  y diferentes viscosidades del fluido.  $\mu = 1.8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ : ( $\blacktriangledown$ )  $A = 3,5 \text{ mm}$ ; ( $\blacktriangle$ )  $A = 5 \text{ mm}$ ; ( $\bullet$ ):  $A = 6 \text{ mm}$ . ( $\blacksquare$ ):  $\mu = 6 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ ,  $A = 5 \text{ mm}$ . Línea continua, predicción de Watson. Líneas discontinuas: (---) predicción de Taylor; (-.-.-) recta con pendiente  $-1$ .

En la figura 4.2 se pueden diferenciar nuevamente las dos zonas obtenidas anteriormente para un fluido sin partículas. La primera, para  $\tau_m/T \leq 2$  la variación es de la forma  $l_d/A \propto \tau_m/T$  que corresponde al **régimen de dispersión de Taylor**. A medida que  $\tau_m/T$  aumenta,  $l_d/A$  llega a un valor máximo, a partir del cual comienza a disminuir siguiendo una ley del tipo  $l_d/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$  para  $\tau_m/T \geq 10$ . En la sección 2.4.4 se explicó el significado físico de este régimen y se lo denominó **régimen de dispersión parcialmente reversible**.



En el gráfico se observa que el valor máximo de la curva, para las experiencias realizadas con partículas ( $\tau_m/T \sim 4$ ), ocurre a un valor levemente menor de  $\tau_m/T$  que sin la presencia de partículas ( $\tau_m/T \sim 7$ ). Por otro lado, puede observarse que el valor de la dispersividad medida, en el régimen parcialmente reversible, es menor en presencia de partículas en suspensión: esta disminución podría estar relacionada con la existencia de un proceso de migración de partículas desde las paredes de la celda hacia el centro de la misma [41, 35, 55]. La presencia de este fenómeno provocaría una modificación en el perfil parabólico de velocidades, de tipo Poiseuille a un perfil más plano en el centro del espesor. En la bibliografía se encuentran estos fenómenos, con flujos unidireccionales, a partir de una concentración del 15 % de partículas, lo cual no es directamente el caso de nuestras experiencias. Volveremos sobre este punto luego de obtener más información estudiando la escala microscópica de la suspensión.

Por otro lado, en trabajos anteriores donde se estudió la dispersión hidrodinámica de un trazador en un flujo unidireccional con fluidos reofluidizantes [52, 56], se encontró una disminución del coeficiente de dispersión en comparación con el obtenido con fluidos newtonianos. En nuestro caso, esta disminución sería provocada por la presencia de las partículas en suspensión.

En suma, para comprender mejor esta diferencia se deberían realizar experiencias con mayor concentración de partículas modificando la técnica experimental empleada, y además, realizar estudios visualizando la distribución de trazador en el espesor de la celda.

Como se observó anteriormente, la variación de la posición media en función del tiempo o de la posición acumulada presenta, globalmente, un crecimiento lineal, pero en una escala temporal pequeña, del orden de un período de la oscilación, aparece nuevamente una modulación. A continuación, compararemos estas variaciones con las obtenidas en ausencia de partículas (secciones 2.4.5 y 2.5.3).

### 4.1.3 Análisis local de las variaciones temporales de $\bar{x}$ y $\overline{\Delta x^2}$

Analizaremos ahora la variación del valor de  $\overline{\Delta x^2}$  en una escala de tiempo pequeña, del orden de un período de la oscilación. Globalmente, la tendencia de  $\overline{\Delta x^2}$  con el tiempo es lineal creciente; con modulaciones.

Se analizarán experiencias realizadas con dos períodos de oscilación diferentes correspondientes a los dos regímenes de dispersión. Por un lado, se presentarán las curvas de  $\overline{\Delta x^2}$  en función de  $x_{ac}$  obtenidas a partir de las experiencias con 10 % de partículas en suspensión, para cada uno de los períodos. Por otro, se muestran las variaciones de  $\overline{\Delta x^2}$  y de  $\bar{x}$  para un intervalo de tiempo equivalente a un período de la oscilación  $T$ .

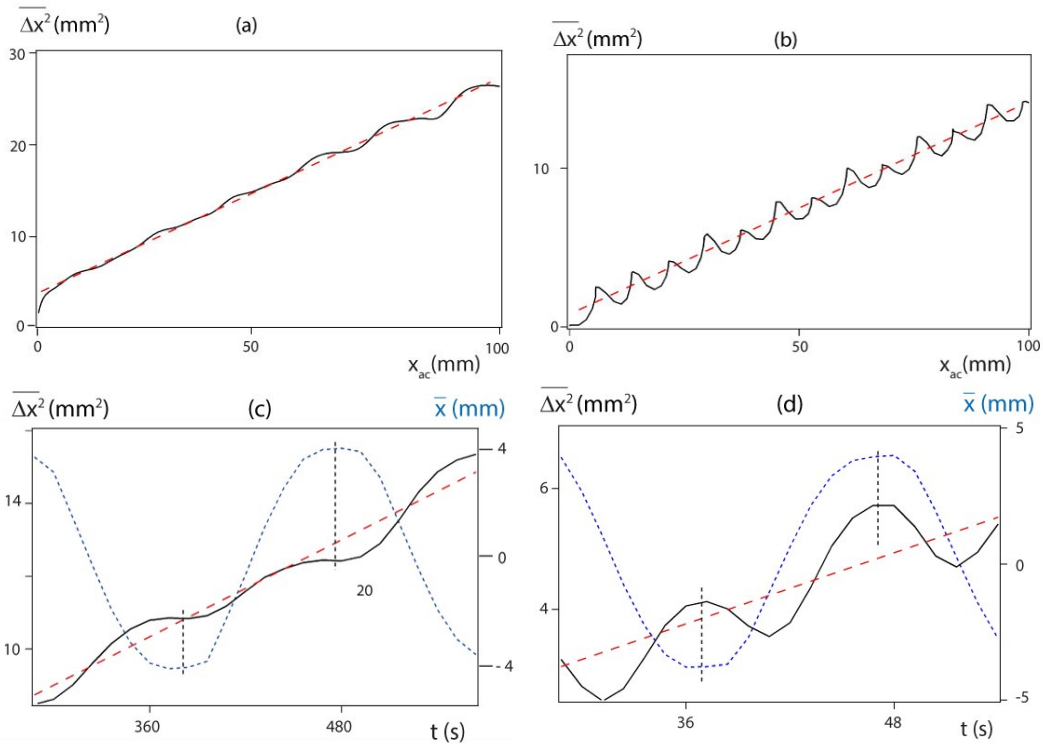


Figura 4. 3: Variación de  $\overline{\Delta x^2}$  y  $\bar{x}$ . (a, b): Variación de  $\overline{\Delta x^2}$  en función de la posición acumulada  $x_{ac}$  (línea continua) y su ajuste lineal (curva discontinua roja). (c,d): Variación un función del tiempo de  $\bar{x}$  (curva discontinua azul),  $\overline{\Delta x^2}$  (curva continua) y su ajuste (curva discontinua roja); curvas discontinuas verticales: posiciones máximas y mínimas de  $\bar{x}$ . (a, c)  $T = 200$  s,  $A = 4$  mm,  $\tau_m/T = 1,97$ ,  $\phi = 10\%$ . (b, d)  $T = 20$  s,  $A = 4$  mm,  $\tau_m/T = 19,7$ ,  $\phi = 10\%$ .

En la figura 4.3 (a, c),  $T = 200$  s, corresponde a la zona del régimen de dispersión de Taylor. Globalmente, (a) se observa que el valor de  $\overline{\Delta x^2}$  crece continuamente y presenta pequeñas modulaciones. Localmente, (c) se observa que la velocidad con la que crece  $\overline{\Delta x^2}$  varía con el tiempo, siendo su valor nulo en las posiciones donde  $\bar{x}$  es máximo o mínimo (líneas punteadas verticales). Esto es consistente con lo encontrado para las experiencias sin partículas y las simulaciones numéricas.

En la figura 4.3 (b, d),  $T = 20$  s, perteneciente al régimen de dispersión parcialmente reversible, el valor de  $\overline{\Delta x^2}$  globalmente (b) también crece linealmente pero las modulaciones que presenta son más marcadas. A escala local (d), se observa una disminución de  $\overline{\Delta x^2}$  cuando la dirección del flujo se invierte, que luego se incrementa nuevamente. También se observa que la modulación posee un período igual a la mitad de la que posee el movimiento del fluido.

Las tendencias observadas en ambos regímenes son iguales a las encontradas con anterioridad en las experiencias que se realizaron sin la presencia de partículas en suspensión. Esto muestra nuevamente que la mezcla del trazador es totalmente irreversible cuando las oscilaciones ocurren a períodos  $T$  grandes dado que hay un aumento continuo de  $\overline{\Delta x^2}$  en el tiempo, pero existe una parte que es reversible cuando el valor del período  $T$  es más pequeño dado que hay un intervalo del tiempo dentro del período en donde el valor de  $\overline{\Delta x^2}$  disminuye. De todas formas, la variación global de  $\overline{\Delta x^2}$  (a, b) aumenta linealmente en ambos casos mostrando la presencia de un fenómeno difusivo.

Por lo anteriormente mostrado, se puede deducir que las características de la dispersión hidrodinámica con presencia de partículas en suspensión, es similar a la observada sin ellas (capítulo 2). Sin embargo, se debe notar que el valor del coeficiente de dispersividad encontrado alrededor de un 40 % menor para un dado  $\tau_m/T$  en el régimen parcialmente reversible, lo que lleva a preguntarnos: ¿Existe una migración de las partículas hacia el centro de la celda generando una modificación en el perfil de velocidades? ¿El movimiento de las partículas es reversible? ¿O no? ¿Hay movimiento relativo entre las partículas y el fluido?

A continuación, realizaremos un estudio microscópico a escala de las partículas, centrándonos en sus trayectorias, en el espesor de la celda mientras el flujo oscila.

## 4.2 Estudio microscópico

Para ver si hay una diferencia en el comportamiento de las partículas cuando el mecanismo que domina la dispersión varía, este estudio se realizará focalizándonos únicamente en 2 períodos de oscilación: (a)  $T = 260$  s donde el régimen de dispersión de Taylor domina; y (b)  $T = 8$  s donde el mecanismo de dispersión parcialmente reversible es alcanzado, como se observó a partir de la figura 4.2.

Nos centraremos principalmente en visualizar, por un lado, si existe migración de partículas en el espesor y por otro, el fenómeno de reversibilidad de las trayectorias de las partículas.

A continuación se detalla la técnica utilizada y el análisis de los datos, para obtener un seguimiento espacial y temporal de las partículas.

### 4.2.1 Dispositivo experimental

El dispositivo experimental utilizado para este estudio consiste en la misma celda que se describió previamente en el capítulo 2 (sección 2.1) ubicada sobre la platina de un microscopio LEICA TL400 RCI con Rottermann Contrast, que presenta la ventaja de poseer un sistema de iluminación controlado proporcionando un buen contraste entre el fondo y las partículas, permitiendo su distinción individual.

En la parte superior del microscopio, se colocó una cámara para registrar la intensidad de luz transmitida, durante el transcurso de las diferentes experiencias. Las características de la cámara debieron variar dependiendo del período de la oscilación trabajado, según se detalla en la sección 4.2.3.

El flujo oscilante se generó a partir de una bomba programable Nemesys<sup>®</sup> con una jeringa de alta precisión (error sobre el volumen total  $\pm 0,01$  ml) en vidrio Duran de 1 ml (Microsyringes<sup>®</sup>), controlando tanto el período ( $T$ ) como el caudal inyectado/succionado en función del tiempo. En este estudio trabajaremos con una señal cuadrada en el caudal, inyectando la suspensión a caudal constante  $q$  durante  $T/2$  y luego, succionando a  $-q$  durante el siguiente  $T/2$ . Consideramos que, será más sencillo

comparar el movimiento de las partículas con el correspondiente al fluido, cuando la velocidad es constante en cada mitad de período.

La suspensión utilizada en este estudio es nuevamente la obtenida a partir de una mezcla de agua-glicerina al 21 %, con un 10 % de partículas esféricas de poliestireno ( $40 \pm 2 \mu\text{m}$  de diámetro). Su preparación se efectuó siguiendo la secuencia descrita previamente en la sección 4.1.1, pero sin el agregado del trazador.

#### 4.2.2 Procedimiento experimental

Durante el transcurso de las experiencias se registraron, a través del microscopio, 550 imágenes de las partículas presentes en cada uno de los diferentes cortes en el espesor de la celda. El estudio se repitió en tres zonas distintas en la celda: una cerca de cada una de las entradas/salidas (A, C) y otra en la zona central (B), como se observa en la figura 4.4.

Las experiencias se iniciaron de acuerdo a dos configuraciones de llenado: una simulando formar nuevamente un frente plano en la zona central de la celda, y en la otra, inyectando la suspensión en el extremo E de la celda (figura 4.4), saliendo por el extremo S opuesto.

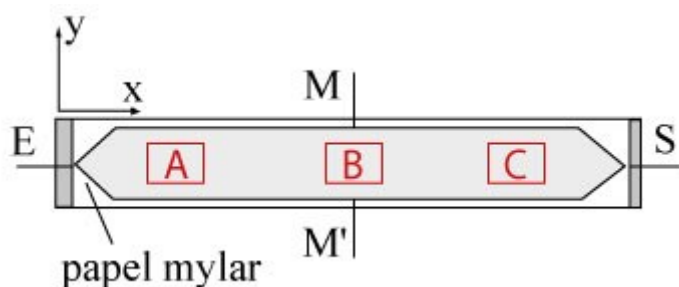


Figura 4. 4: Esquema de la celda y las tres zonas de estudio.

#### 4.2.3 Adquisición de imágenes

Con la configuración inicial establecida en la celda, se genera en la bomba de jeringas un flujo oscilante con una señal cuadrada, a  $T$  y  $A$  controlados. Se inicia el registro de las imágenes a partir de un corte (plano focal del microscopio) cercano a la pared

superior de la celda. Una de las grandes dificultades de esta experiencia fue establecer con precisión la posición de las paredes, por ello, se decidió comenzar en un corte cercano a la pared y tomarlo como posición de referencia,  $Z'_0 = ref.$  Luego, a partir de éste se realizaron 5 cortes más distribuidos en el espesor, en donde el parámetro conocido es la diferencia de altura entre ellos.

Se aplicó una configuración como la mostrada en la figura 4.5, conociendo con exactitud la distancia entre cortes pero no la posición de ellos dentro del espesor.

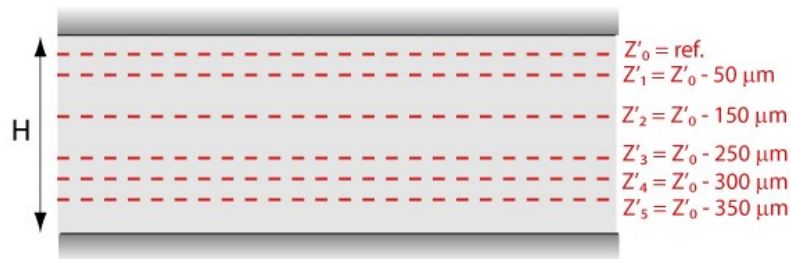


Figura 4. 5: Esquema de la distribución de cortes realizados en el espesor de la celda

En cada uno de los cortes se adquirieron 550 imágenes en niveles de gris, de manera tal de tener registrado un período completo de la oscilación, a través de una cámara en remplazo del lente ocular del microscopio. Se registró la intensidad de luz transmitida a través de la celda, visualizando las partículas que se encuentran a una altura correspondiente con la establecida en el microscopio. Se utilizaron dos cámaras diferentes dependiendo del período de la oscilación: para período grande ( $T = 260$  s) se usó nuevamente la Cool Snap CF monocromática de 12 bits, adquiriendo 550 imágenes a un  $\Delta t = 0,5$  s; y para período corto ( $T = 8$  s), se utilizó una cámara rápida MIRO 110, a  $\Delta t = 1/65$  s. De esta forma, se logró mantener el valor del desplazamiento medio de las partículas entre dos imágenes consecutivas, para poder realizar el seguimiento. El tamaño de la imágenes adquiridas es de 1280 pixeles de longitud por 800 pixeles de ancho, y su escala espacial variará dependiendo de la amplificación utilizada.

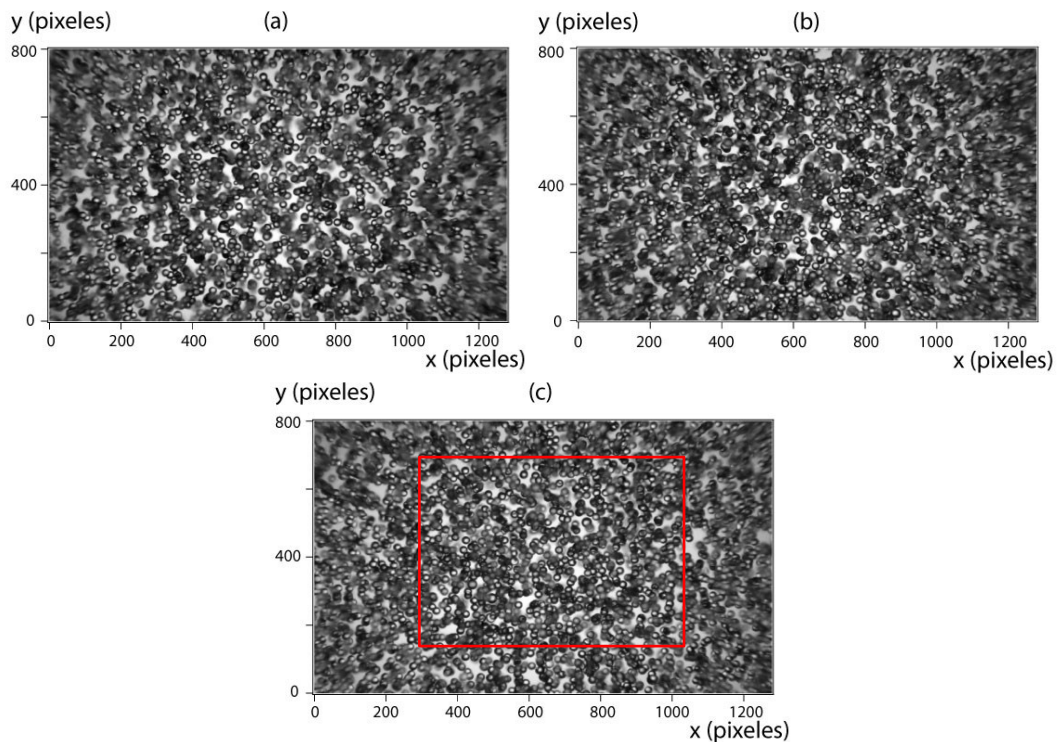
Como se mencionó previamente, el estudio se realizó en las tres zonas (A, B, C, figura 4.4) de la celda. Se obtuvieron resultados del mismo orden, logrando verificar que no existen estructuraciones de las partículas a lo largo de la celda. Por ello, de ahora en más, nos focalizaremos en presentar los resultados obtenidos únicamente en la zona

central (B) dado que es la más importante para comparar con los análisis realizados previamente.

A continuación, se describe cómo se realizó el seguimiento de las partículas, a partir de la secuencia de imágenes adquiridas.

#### 4.2.4 Análisis de imágenes

En cada imagen de intensidad de luz transmitida adquirida se observan, en foco, las partículas que están a la misma altura en el espesor de la celda que la definida en el microscopio, mientras que, las demás se ven borrosas (figura 4.6). Además, en los extremos de las imágenes se puede observar que todo se encuentra difuso debido a la forma que posee la lente del microscopio. Por todo ello, el análisis se realizará en la zona central de cada imagen.



*Figura 4. 6: Imágenes adquiridas a través del microscopio para las diferentes zonas (a) A; (b) B; (c) C. Cada una corresponde al tiempo inicial del corte  $Z'_2 = -150 \mu\text{m}$ . Recuadro rojo, lugar donde se realizará el posterior análisis.  $T = 260 \text{ s}$ ,  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ . Amplificación 10X. Escala espacial 1 pixel =  $1,35 \mu\text{m}$ .*



A partir de la secuencia de imágenes obtenida en cada  $Z'$ , se realizó en la zona dentro del recuadro rojo de la figura 4.6 (c), el seguimiento de cada una de las partículas a través de la técnica de PTV (*Particle Tracking Velocimetry*), obteniendo las trayectorias correspondientes a las 550 imágenes, que representan aproximadamente un período completo de la oscilación.

Para aplicar la técnica se utilizó un código desarrollado en MATLAB<sup>®</sup>, el cual en primera instancia, busca la posición de los centros de las partículas y el valor de su radio medio utilizando la transformada circular de Hough [57]. Luego, realiza la correlación entre las posiciones  $(x, y)$  de cada partícula entre imágenes consecutivas, obteniendo las trayectorias individuales. Finalmente, se calcularon las componentes  $x$  e  $y$  de la velocidad instantánea de cada partícula, utilizando la diferencia entre sus posiciones en dos imágenes consecutivas y el intervalo de tiempo entre ellas, según:

$$V_x(t) = \frac{x(t+\delta t) - x(t)}{\delta t} \qquad V_y(t) = \frac{y(t+\delta t) - y(t)}{\delta t} \qquad \text{Ecuación 4.1}$$

Una vez que se tienen las velocidades instantáneas de cada partícula, se calculó el valor medio de la velocidad de cada trayectoria. Se realizó una división temporal correspondiente a medio período de la oscilación debido al cambio de dirección de flujo, obteniendo velocidades positivas para la inyección y negativas en la succión. Finalmente, a partir de estos valores, se obtienen dos distribuciones de velocidades, características de cada corte en el espesor de la celda y para cada medio período.

#### 4.2.5 Análisis a partir del seguimiento de las partículas

Con la información obtenida del seguimiento de las partículas realizado en cada corte del espesor, nos centraremos en:

- Identificar el corte que se encuentra cerca del centro del espesor, comparando los valores de los histogramas de las distribuciones de velocidades medias con los dados por el flujo de Poiseuille correspondiente al espesor de la celda. Esto nos permitirá establecer las posiciones de los diferentes cortes dentro de la celda.
- Poner en evidencia, si es posible, la existencia de una migración de las partículas hacia alguna zona en particular del espesor de la celda. Ante la imposibilidad de realizar un



conteo del número de partículas presentes, se construirán los histogramas de las distribuciones de velocidades a diferentes tiempos desde el comienzo del flujo oscilante, es decir, para diferentes números de oscilaciones. Se espera encontrar una variación en las distribuciones dadas principalmente por el cambio en la cantidad de partículas presentes en el corte.

- Ver cómo es el movimiento grupal de las partículas, a través de todas las trayectorias encontradas en cada corte.
- Aislar algunas trayectorias, para ver si existe reversibilidad en el movimiento de las partículas, así como también identificar interacciones entre ellas.

#### **4.2.6 Distribuciones de velocidades medias en diferentes cortes del espesor**

Se realizaron los histogramas de las distribuciones de velocidades medias en cada uno de los cortes, correspondientes a cada medio período de la oscilación, obteniendo valores positivos y negativos debido al cambio de dirección en el sentido del flujo.

A continuación, analizaremos las distribuciones de velocidades medias obtenidas de una experiencia realizada en la zona central (B) de la celda, a período de oscilación grande ( $T = 260 \text{ s}$ ) y en los 6 cortes realizados en el espesor. La condición inicial de esta experiencia se obtuvo a través del llenado desde E hacia S, pues, los resultados obtenidos son similares a los encontrados en experiencias partiendo de la otra configuración inicial. Esto además, significa que se puede descartar la influencia de la formación del frente en la zona central de la celda sobre el comportamiento de las partículas, cuando se las somete a un flujo oscilante.

Antes de ver cómo son las distribuciones de velocidades en las diferentes posiciones en el espesor de la celda, observemos como sería el perfil de velocidades si consideramos que es tipo Poiseuille. La ecuación 2.19 nos permite realizar el cálculo del valor en diferentes posiciones dentro del espesor.

$$v(z) = -3U \left( \frac{2z}{H} \right) (H + z) \quad 0 < z < -H$$

Siendo  $U$ , el valor de la velocidad media del flujo determinada por el valor del caudal y la geometría de la celda,  $U = \frac{q}{WH}$ .

En la figura 4.7 se muestra la forma y los valores de velocidades correspondientes al perfil para la geometría utilizada en las experiencias.

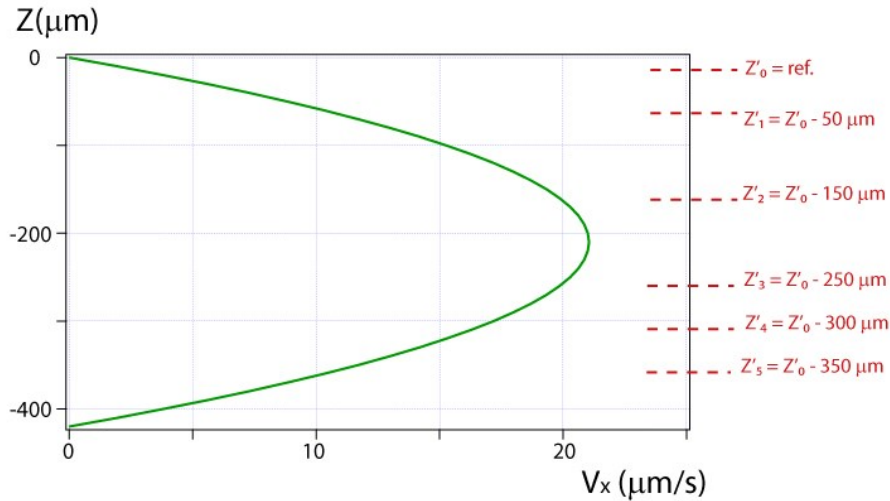


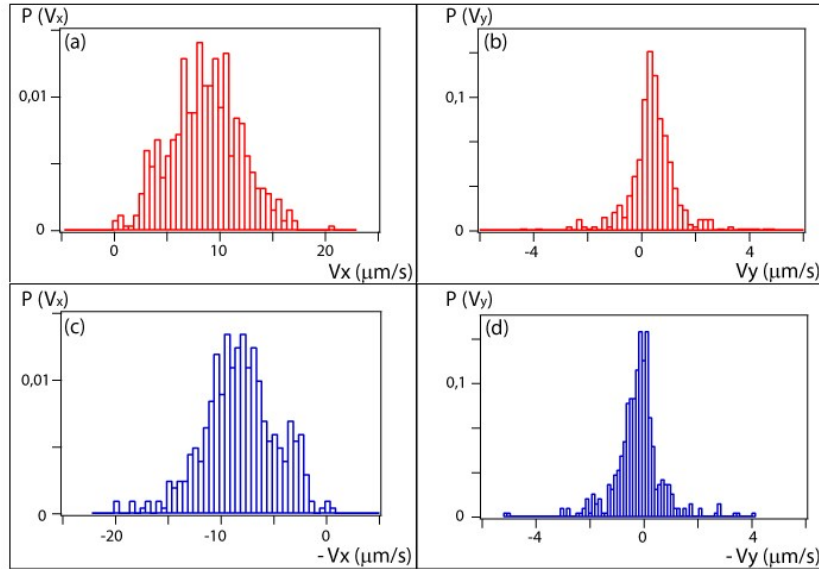
Figura 4. 7: Perfil de velocidades tipo Poiseuille calculado en la geometría estudiada.  $q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ . Las líneas rojas esquematizan la posible distribución de cortes realizados en el espesor de la celda.

En el primer corte realizado en la celda,  $Z'_0 = ref$  considerado como punto de referencia, se encuentra tan cerca de la pared superior como es posible. Debido a las reflexiones generadas por el vidrio de la pared, las partículas allí no fueron fácilmente detectables con el código de MATLAB<sup>®</sup>. Es por eso que, comenzaremos el estudio a partir del corte siguiente.

$$\underline{Z'_1 = Z'_0 - 50 \mu\text{m}}$$

En la figura 4.8 se muestran las 4 distribuciones obtenidas a partir de las mediciones realizadas en el corte  $Z'_1$ . Puede observarse que se representan dos distribuciones de las componentes  $V_x$  paralela al flujo, y  $V_y$  perpendicular al flujo, correspondientes a  $T/2$  en inyección (valores positivos), y a  $T/2$  en succión (valores negativos). En este corte en particular, se observa que  $0 < V_x < 15 \mu\text{m}/\text{s}$ , en ambas direcciones del flujo. Esto indica que efectivamente el corte se realizó en una zona cercana a la pared, indicado por la presencia de velocidades bajas. Paralelamente, la componente  $V_y$  presenta valores distribuidos alrededor de cero, en acuerdo con lo esperado por realizar una alineación de

la celda con la cámara. No se observó en nuestro estudio, ningún movimiento de migración lateral y se puede corroborar observando las figuras correspondientes a los demás cortes (4.9, 4.10, 4.11 y 4.12). Todas las distribuciones presentan la misma forma, con un leve desplazamiento respecto de cero por el error introducido en la alineación.



*Figura 4. 8: Densidad de probabilidad de las velocidades medias de las partículas en el corte  $Z'_1 = -50 \mu\text{m}$ . (a) componente  $x$  para la inyección; (b) componente  $y$  para la inyección; (c) componente  $x$  para la succión; (d) componente  $y$  para la succión.  $T = 260 \text{ s}$ ;  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .*

$$\underline{Z'_2 = Z'_0 - 150 \mu\text{m}}$$

En el tercer corte,  $150 \mu\text{m}$  por debajo del corte de referencia, las distribuciones de la componente  $V_x$  de la velocidad muestran que las partículas se mueven a velocidades comprendidas entre  $10$  y  $20 \mu\text{m}/\text{s}$ , por lo tanto, este corte se alejó de la pared. Además, las distribuciones de velocidades son más simétricas que en el corte anterior y presentan un pico más estrecho indicando que la zona se encuentra próxima al centro del espesor donde la velocidad es máxima y el gradiente está reducido.

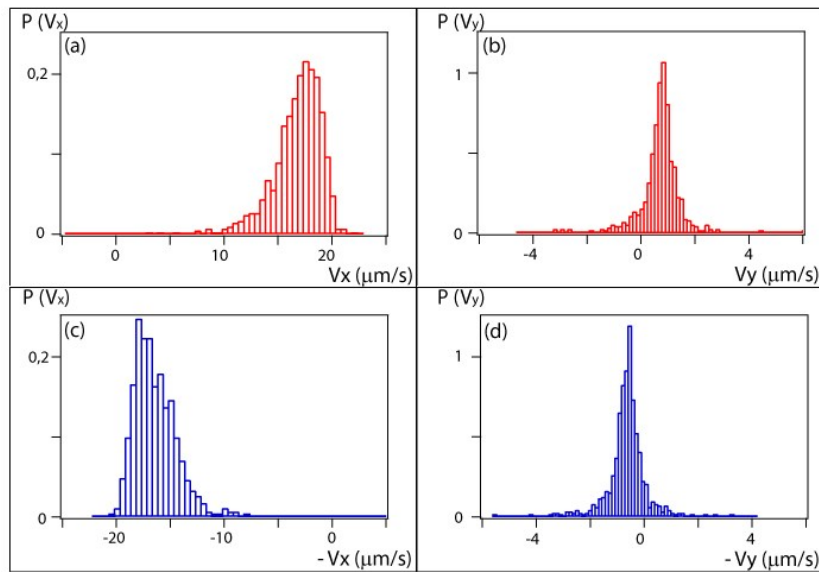


Figura 4. 9: Densidad de probabilidad de las velocidades medias de las partículas en el corte  $Z'_2 = -150 \mu\text{m}$ . (a) componente  $x$  para la inyección; (b) componente  $y$  para la inyección; (c) componente  $x$  para la succión; (d) componente  $y$  para la succión.  $T = 260 \text{ s}$ ;  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .

$$\underline{Z'_3 = Z'_0 - 250 \mu\text{m}}$$

En el cuarto corte se observa que la distribuciones de velocidades de la componente  $V_x$  es más delgada con un pico cercano a  $20 \mu\text{m}/\text{s}$ , indicando que la mayoría de las partículas de mueven a esa velocidad. Comparando las distribuciones con las representadas en la figura 4.9, se observa que son un poco más estrechas lo cual indicaría que este corte es uno de los más cercanos al centro del espesor de la celda, por ende, el que posee las velocidades mayores.

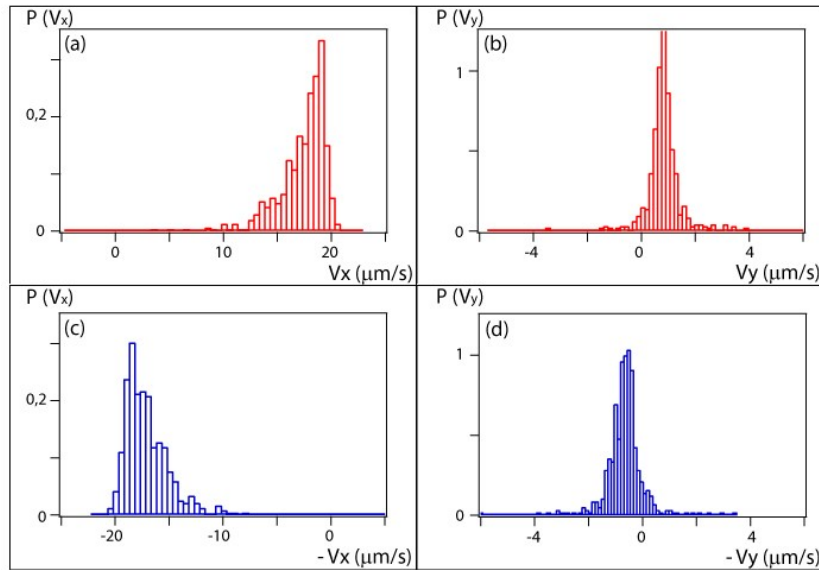


Figura 4. 10: Densidad de probabilidad de las velocidades medias de las partículas en el corte  $Z'_3 = -250 \mu\text{m}$ . (a) componente  $x$  para la inyección; (b) componente  $y$  para la inyección; (c) componente  $x$  para la succión; (d) componente  $y$  para la succión.  $T = 260 \text{ s}$ ;  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .

$$\underline{Z'_4 = Z'_0 - 300 \mu\text{m}}$$

Las distribuciones de la componente  $V_x$  del quinto corte vuelven a ser más anchas indicando que hay partículas moviéndose en un mayor rango de velocidades, en este caso  $5 < V_x < 20 \mu\text{m}/\text{s}$ , similar a lo observado previamente en la figura 4.8. Esto se debe a la simetría del perfil parabólico. De esta forma, a medida que aumentamos el número de corte, la posición disminuye dentro de la celda. En efecto, podemos ver que desde el corte  $Z'_1$  hasta el corte  $Z'_3$ , los valores de la  $V_x$  aumentaron, mientras que desde el corte  $Z'_4$  comienzan a disminuir indicando que nos encontramos en la mitad inferior de la celda.

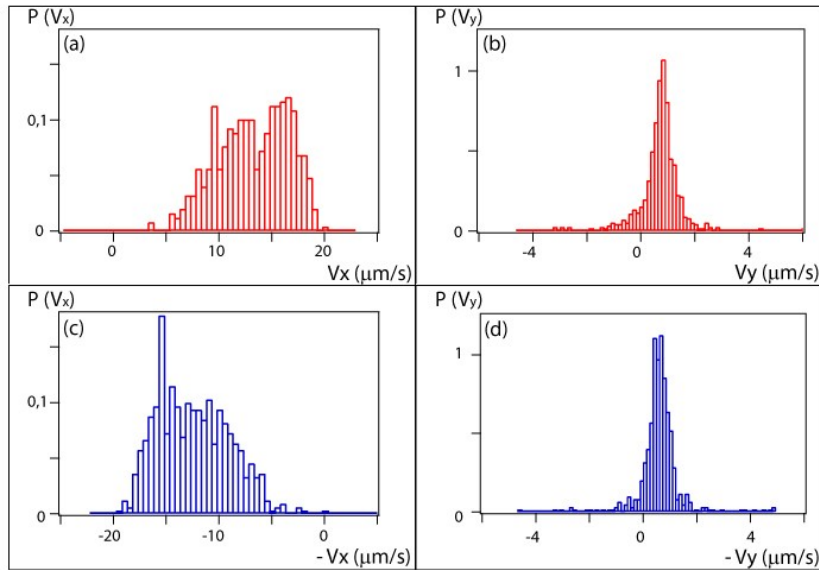


Figura 4. 11: Densidad de probabilidad de las velocidades medias de las partículas en el corte  $Z'_4 = -300 \mu\text{m}$ . (a) componente  $x$  para la inyección; (b) componente  $y$  para la inyección; (c) componente  $x$  para la succión; (d) componente  $y$  para la succión.  $T = 260 \text{ s}$ ;  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .

$$\underline{Z'_5 = Z'_0 - 350 \mu\text{m}}$$

Finalmente, la distribución de velocidades en  $V_x$  del sexto y último corte es muy similar al primero, poniendo en evidencia la simetría de perfil de velocidades.

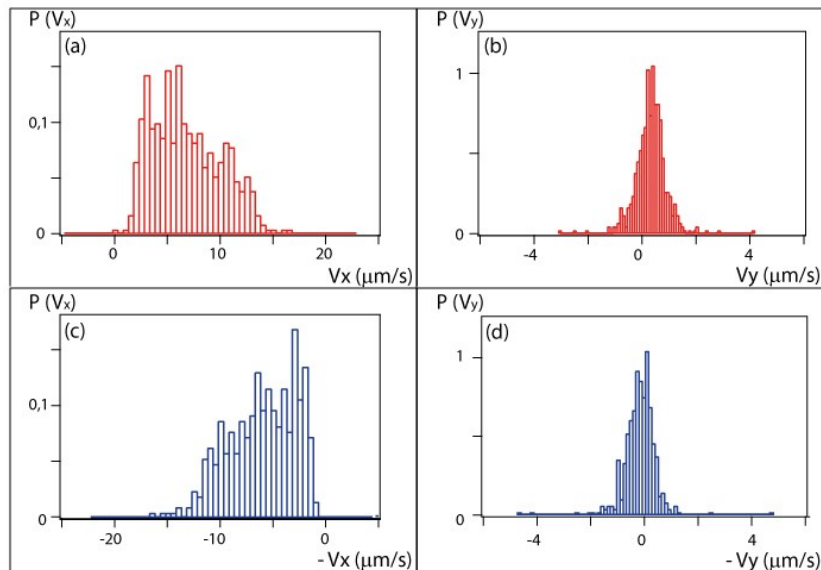
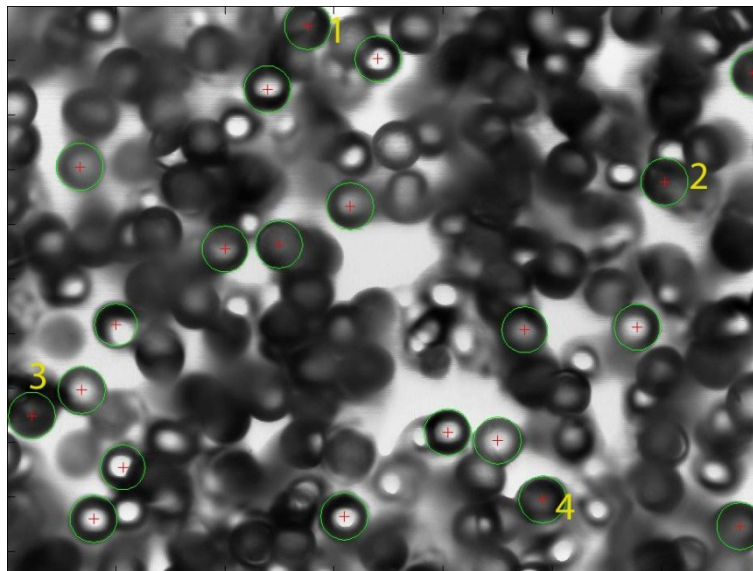


Figura 4. 12: Densidad de probabilidad de las velocidades medias de las partículas en el corte  $Z'_5 = -350 \mu\text{m}$ . (a) componente  $x$  para la inyección; (b) componente  $y$  para la

*inyección; (c) componente x para la succión; (d) componente y para la succión.  $T = 260$  s;  $\pm q = 20\mu\text{l}/\text{min}$ .*

En el código en MATLAB<sup>®</sup> utilizado para realizar el seguimiento se aplica la transformada de Hough para encontrar las partículas. Ésta necesita que la partícula tenga un buen contraste en su contorno para encontrarla, y esto ocurre directamente cuando la partícula está en foco. Con menos frecuencia, una partícula desenfocada también puede ser detectada, incorporando luego un rango de velocidades con menor probabilidad de aparición en los histogramas.

En la figura 4.13 se muestra una imagen típica correspondiente al corte  $Z'_2 = -150\ \mu\text{m}$  de una experiencia realizada en la zona B para un  $T = 260$  s y con amplificación de 145X en el microscopio. Las partículas encontradas a través del código de MATLAB<sup>®</sup>, se marcaron con un círculo verde y una cruz roja en su centro. Se puede notar que aquellas que se encuentran enfocadas son detectadas por la transformada de Hough, filtrando de esta forma las que se encuentran por debajo o por encima del corte. Sin embargo, la transformada continúa detectando las partículas cuando hay otra pasando por debajo, como sucede en el caso de 1, 2, 3 y 4 (ver figura 4.13).

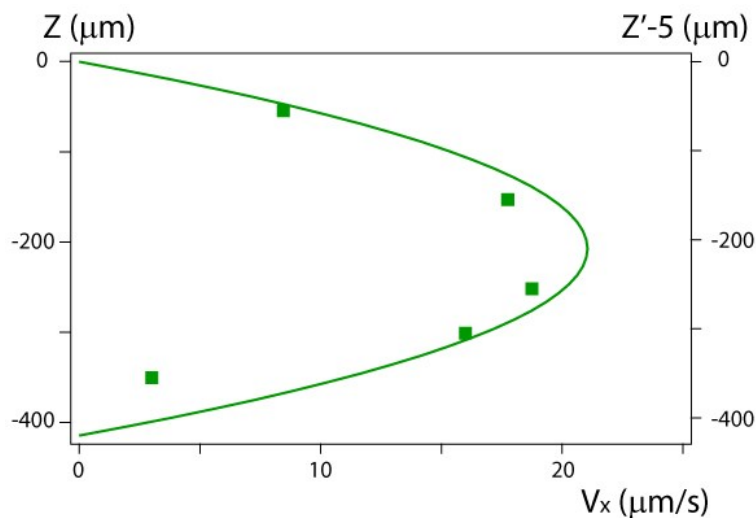


*Figura 4. 13: Imagen adquirida a través del microscopio en la zona B y  $Z'_2 = -150\ \mu\text{m}$ . Los círculos verdes indican las partículas encontradas con Hough y + su centro. 1, 2, 3 y 4 muestran posibles partículas localizadas por encima o debajo del corte. Amplificación 145X.  $T = 260$  s;  $\pm q = 20\mu\text{l}/\text{min}$ .*

Como el código también las detecta cuando hay superposición, se crea una confusión y se detectan también partículas fuera de foco que están ubicadas en otras posiciones del espesor. Luego, se realiza su seguimiento y las trayectorias obtenidas darán valores de velocidades correspondientes a líneas de corrientes superiores e inferiores generando las distribuciones observadas en los histogramas anteriores.

En consecuencia, utilizaremos el valor que posee mayor probabilidad de aparición en cada uno de los histogramas de la velocidad en  $x$ , para correlacionarlos con los valores del perfil de Poiseuille. Podemos asignar de esta forma, una estimación de la posición en el espesor para cada corte realizado en las experiencias.

En la figura 4.14 se superpusieron los valores de velocidades más probables obtenidos en cada corte del espesor con el perfil parabólico. Se observa que los mismos siguen la forma del perfil indicando que las partículas siguen la velocidad local del fluido desplazándose a la velocidad correspondiente a la línea de corriente en la que se encuentran. Comparando las velocidades se encontró que  $Z = Z' - 5 \mu\text{m}$ , indicando que el corte de referencia se realizó a  $5 \mu\text{m}$  por debajo de la pared superior de la celda.



*Figura 4. 14: Perfil de velocidades tipo Poiseuille calculado en la figura 4.4 junto con los valores de velocidad más probable obtenidos de los histogramas de cada corte.  $T = 260 \text{ s}$ ;  $q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .*

Se realizó el mismo análisis en una experiencia a período corto ( $T = 8 \text{ s}$ ), obteniendo nuevamente un grupo de 4 histogramas para cada corte, como los mostrados anteriormente. Los correspondientes a la componente  $y$  de la velocidad presentan sus



distribuciones alrededor del cero, por ello se decidió mostrar únicamente los de la componente  $x$ .

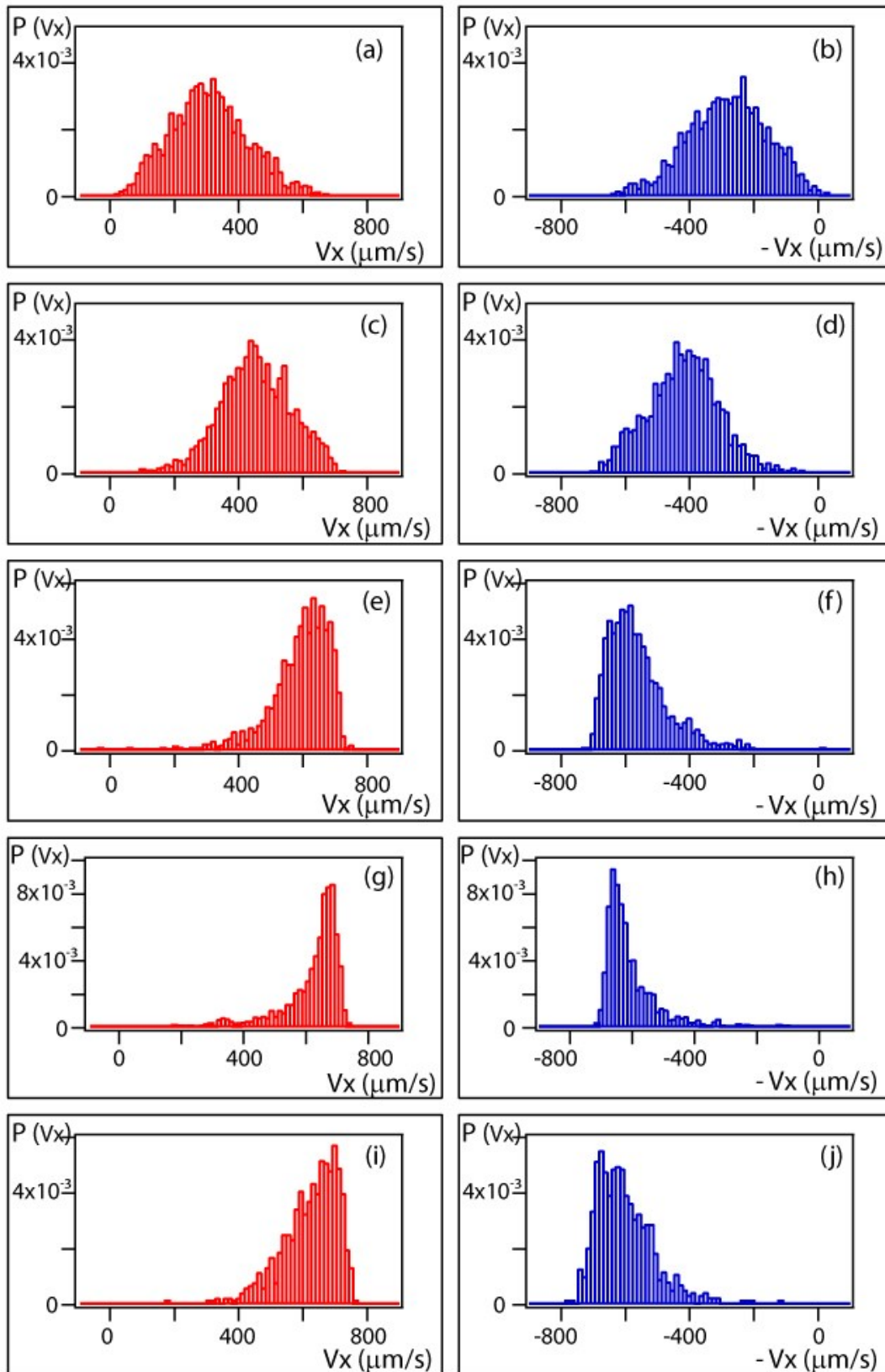


Figura 4. 15: Densidad de probabilidad de las componente  $x$  de las velocidades medias de las partículas en cada corte. (a-b)  $Z'_1 = Z'_0 - 50 \mu\text{m}$ ; (c-d)  $Z'_2 = Z'_0 - 100 \mu\text{m}$ ; (e-f)

$Z'_3 = Z'_0 - 150 \mu\text{m}$ ; (g-h)  $Z'_4 = Z'_0 - 200 \mu\text{m}$ ; (i-j)  $Z'_5 = Z'_0 - 250 \mu\text{m}$ .  $T = 8 \text{ s}$ ;  
 $\pm q = 700 \mu\text{l}/\text{min}$ .

De los histogramas representados en la figura 4.15 se extrajeron los valores de  $V_x$  más probables de cada uno de los cortes. En esta experiencia nuevamente no se pudo obtener información del corte de referencia debido a las reflexiones generadas por la pared de vidrio superior. Además, en este caso se tomaron intervalos de  $50 \mu\text{m}$  entre cada corte para obtener más información, pero los cortes inferiores no proporcionaron ninguna. Por un lado, por la superposición generada por las partículas presentes en capas superiores y por el otro, por el cambio en la calidad de las imágenes debido al cambio de cámara. De esta forma, sólo se obtuvieron 5 cortes con información, y ellos son los que se representan en la figura 4.16 junto con el perfil de Poiseuille para el nuevo caudal utilizado.

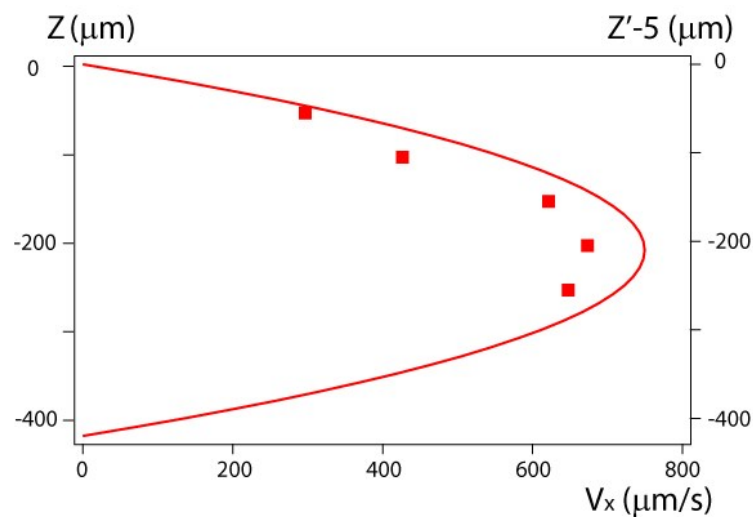


Figura 4. 16: Perfil de velocidades tipo Poiseuille calculado para  $q = 700 \mu\text{l}/\text{min}$  junto con los valores de velocidad más probable obtenidos de los histogramas de cada corte.  $T = 8 \text{ s}$ .

Se observa nuevamente que las velocidades de las partículas se corresponden con la línea de corriente en la que se encuentran, y el flujo continúa siendo laminar para el período corto. Otra vez, encontramos que  $Z = Z' - 5 \mu\text{m}$ , o sea, el corte de referencia se realizó a  $5 \mu\text{m}$  por debajo de la pared superior de la celda.

#### 4.2.7 Distribuciones de velocidades medias a diferente número de oscilaciones

Una vez establecida la posición de cada corte en el espesor de la celda, se estudia la variabilidad de las distribuciones de velocidades en función del tiempo. A través de la comparación de las distribuciones de velocidades, se quiere observar si existe un desplazamiento de las partículas en el espesor de la celda, hacia alguna zona en particular. La forma más directa de estudiar este efecto sería contabilizando directamente la variación del número de partículas para una posición, en función del tiempo. Sin embargo, recordemos que a partir de las imágenes obtenidas y la detección con la transformada de Hough no se puede garantizar que el número de partículas encontradas sea representativo de cada corte.

Analizaremos únicamente las distribuciones en  $x$ , para cada posición del espesor, comparando dos histogramas con un intervalo temporal equivalente a  $N_{osc}$  entre ellos. Para ello, se adquirieron imágenes de cada corte, se esperó un número de oscilaciones determinadas y luego, se registraron nuevamente imágenes en cada uno de ellos.

A continuación, se muestran las distribuciones obtenidas en los diferentes cortes, para la zona central de la celda (B), con  $T = 260$  s, y un intervalo  $N_{osc} = 40$  ( $\sim 3$  hs). Se observan los histogramas iniciales en color negro y los histogramas 40 oscilaciones después, en color azul.

En la figura 4.17 se puede observar que las variaciones se encontraron principalmente en los cortes cercanos a las paredes; en ambos casos, se ve la aparición de un pico azul a velocidades bajas, que podría asociarse a una migración de partículas hacia las paredes de la celda. Estas partículas comienzan a ser detectadas por el código, y dado que poseen velocidades bajas por la proximidad a la pared, aumentan la proporción en la distribución correspondiente al corte.

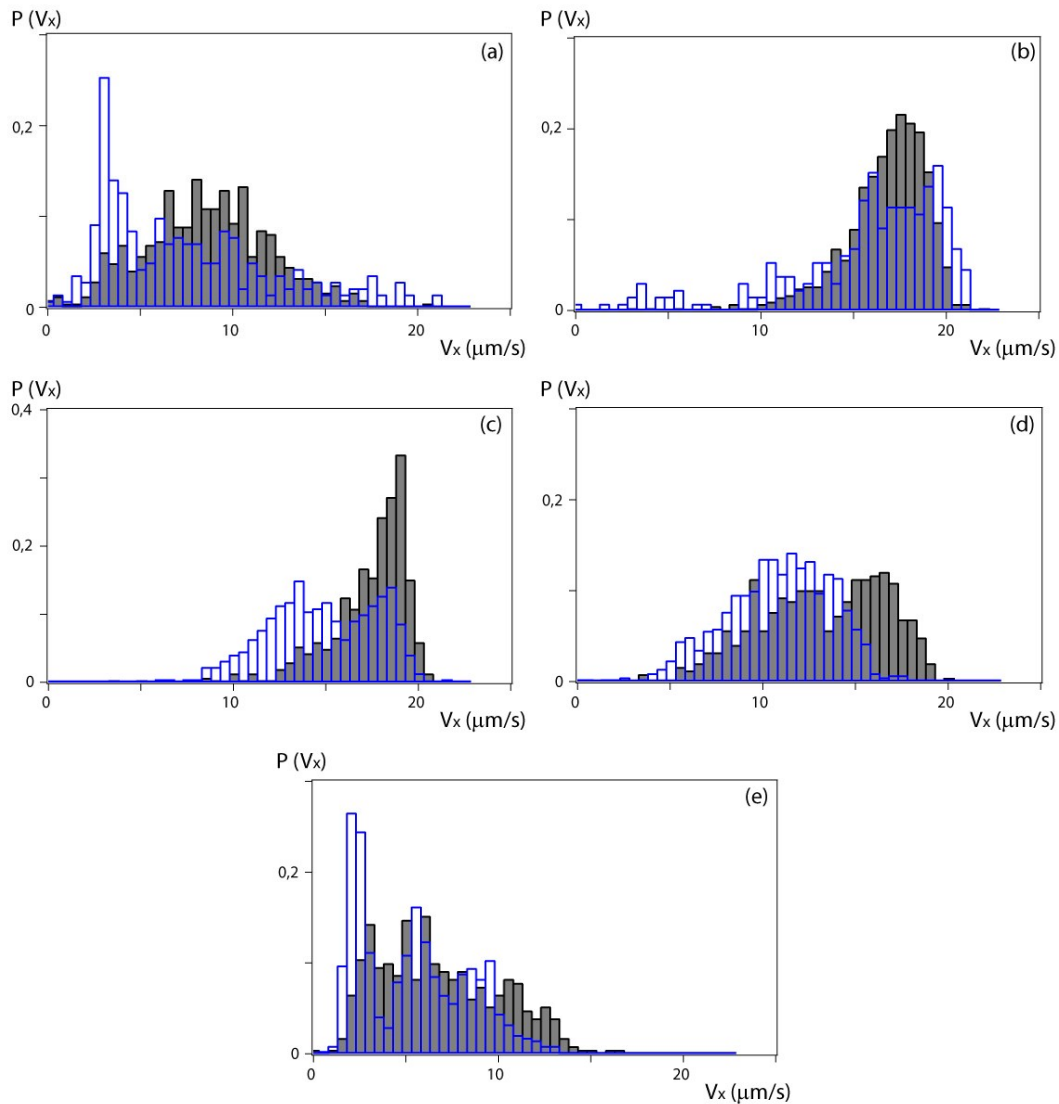


Figura 4. 17: Densidad de probabilidad de las componente  $x$  de las velocidades medias de las partículas en cada corte. Negro:  $N_{osc} = 0$ ; Azul:  $N_{osc} = 40$ .  $T = 260$  s;  $q = 20 \mu\text{l/min}$ . (a)  $Z'_1 = Z'_0 - 50 \mu\text{m}$ ; (b)  $Z'_2 = Z'_0 - 150 \mu\text{m}$ ; (c)  $Z'_3 = Z'_0 - 250 \mu\text{m}$ ; (d)  $Z'_4 = Z'_0 - 300 \mu\text{m}$ ; (e)  $Z'_5 = Z'_0 - 350 \mu\text{m}$ .

Por otro lado, a  $T = 8$  s y en la misma zona de la celda, se realizó el mismo análisis mostrado anteriormente. Dado que el tiempo necesario para visualizar secuencialmente todos los cortes y regresar al primero es  $\sim 30$  minutos, el valor mínimo de oscilaciones que se puede tener es  $N_{osc} = 300$ , trabajamos en esta condición a período bajo. A continuación, en la figura 4.18, se muestran los histogramas obtenidos. En este caso, no se perciben modificaciones significativas en las distribuciones indicando que no hay un movimiento de las partículas a través del espesor de la celda.

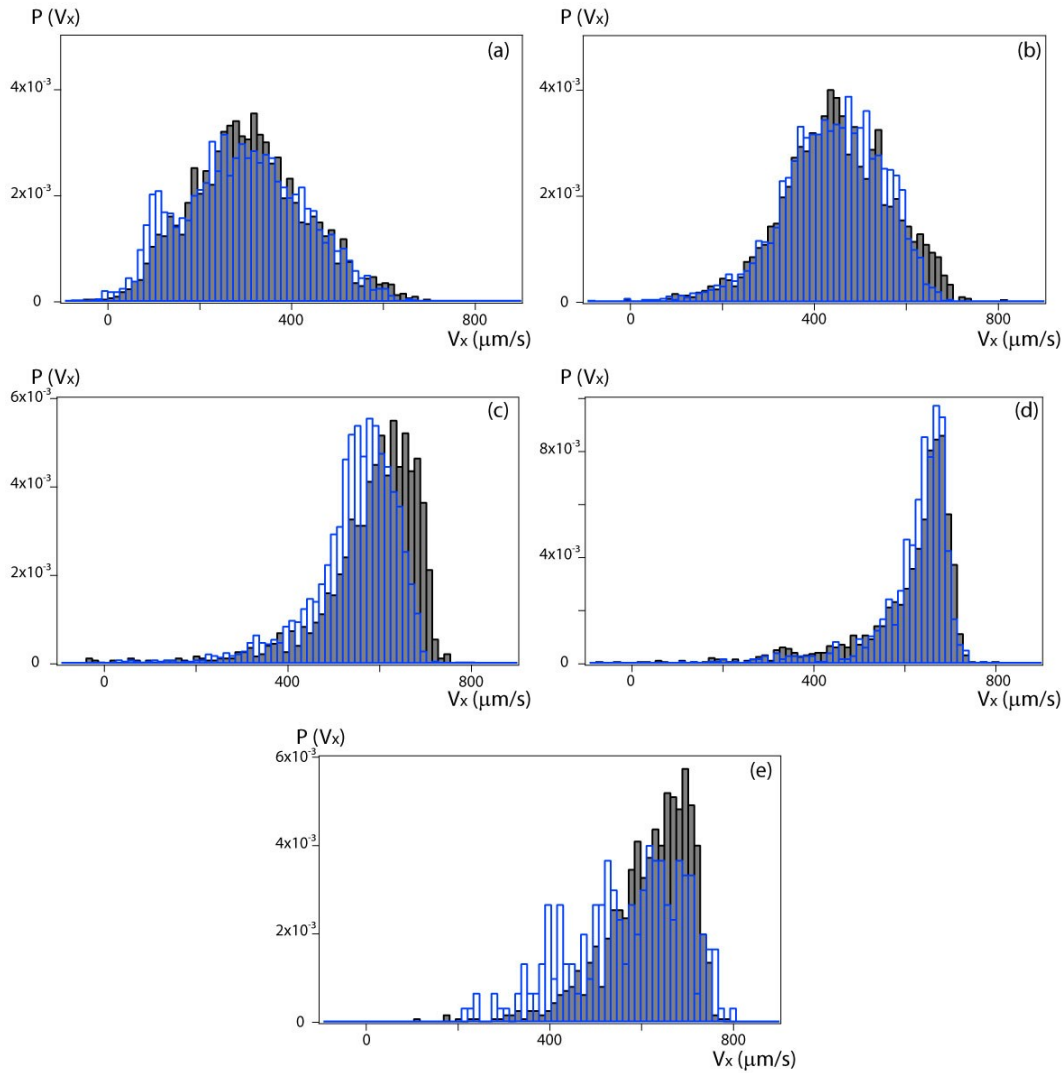


Figura 4. 18: Densidad de probabilidad de las componente  $x$  de las velocidades medias de las partículas en cada corte. Negro:  $N_{osc}=0$ ; Azul:  $N_{osc}=300$ .  $T = 8 \text{ s}$ ;  $q = 700 \mu\text{l}/\text{min}$ . (a)  $Z'_1 = Z'_0 - 50 \mu\text{m}$ ; (b)  $Z'_2 = Z'_0 - 100 \mu\text{m}$ ; (c)  $Z'_3 = Z'_0 - 150 \mu\text{m}$ ; (d)  $Z'_4 = Z'_0 - 200 \mu\text{m}$ ; (e)  $Z'_5 = Z'_0 - 250 \mu\text{m}$ .

Los resultados encontrados al comparar las distribuciones de velocidades en función del tiempo, indicarían que hay una migración de partículas hacia las paredes a períodos largos de oscilación, en acuerdo con lo encontrado por diferentes autores [44, 43] en sus simulaciones numéricas, y esfuerzos de corte pequeños. No obstante, será necesario realizar experiencias observando de forma global todo el espesor para confirmar el efecto y cuantificarlo.

Por otro lado, no se logró notar un movimiento de las partículas en el espesor a períodos de oscilación cortos, indicando que no hay una migración significativa dentro del

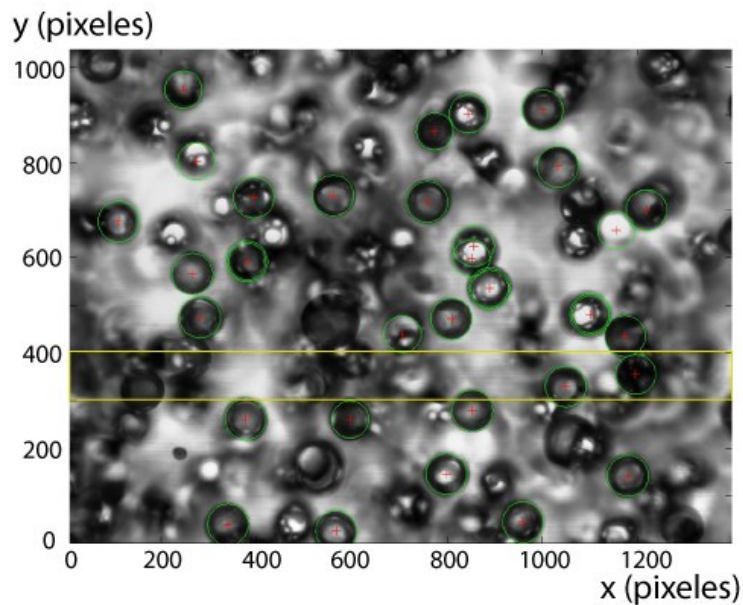
espesor. Esto indicaría que las partículas se mueven en una posición  $z$  dentro del espesor constante, es decir, siguen el movimiento del fluido a la velocidad correspondiente a la línea del perfil de Poiseuille.

De acuerdo a los resultados que acabamos de mostrar, se podría considerar efectivamente que existe un movimiento reversible de las trayectorias de las partículas, dado que ellas van y vuelven sobre una misma línea de corriente. Para confirmarlo observaremos, en las siguientes secciones, cómo son las trayectorias, tanto grupales como individuales de las partículas.

#### 4.2.8 Trayectorias de las partículas en diferentes cortes

El movimiento grupal que presentan las partículas se puede visualizar a partir de la representación de sus posiciones en función del tiempo, es decir, sus trayectorias. Por ello, se construyeron diagramas de la posición  $x$  en función del tiempo (desde ahora los llamaremos *diagramas  $x-t$* ), correspondientes a cada uno de los cortes realizados en el espesor de la celda. Dado que el número de partículas es alto, se debió dividir el ancho observado en zonas más pequeñas ( $100 \text{ pixeles} \sim 50 \mu\text{m}$ ) para trabajar.

Los diagramas  $x-t$  obtenidos para cada zona, en el ancho de las imágenes, mostraron las mismas tendencias, por ello analizaremos sólo uno, el correspondiente a  $300 \text{ px} < y < 400 \text{ px}$  (rectángulo amarillo en la figura 4.19, puede notarse que el tamaño de la zona seleccionada coincide aproximadamente con un diámetro de partícula).

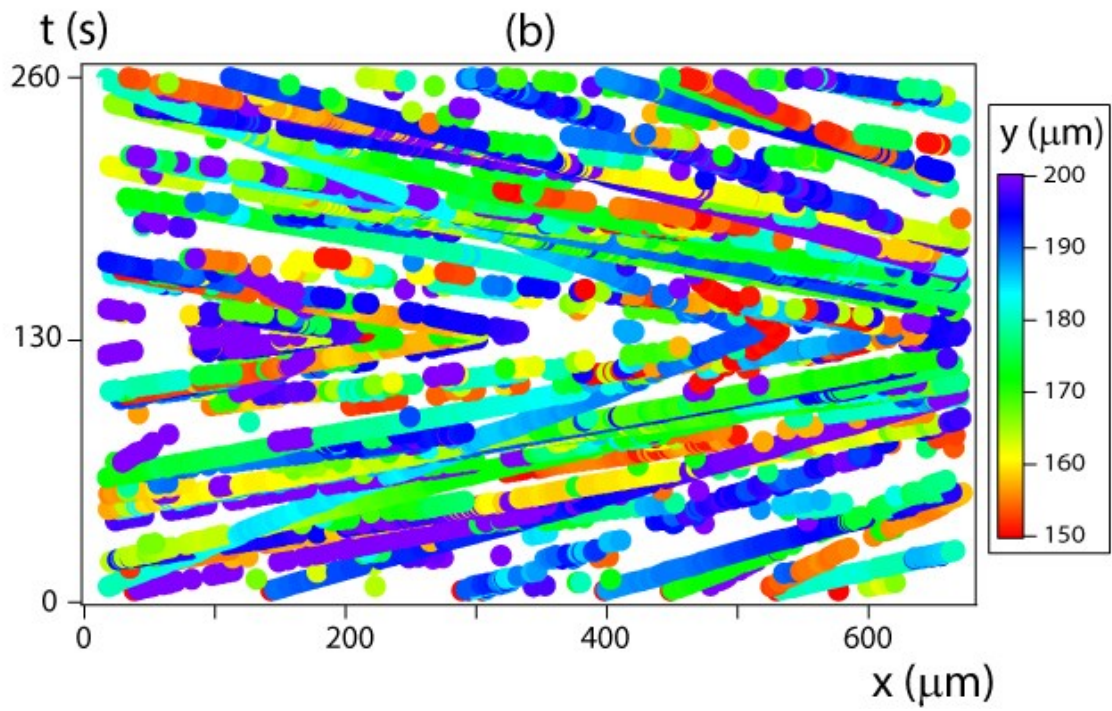
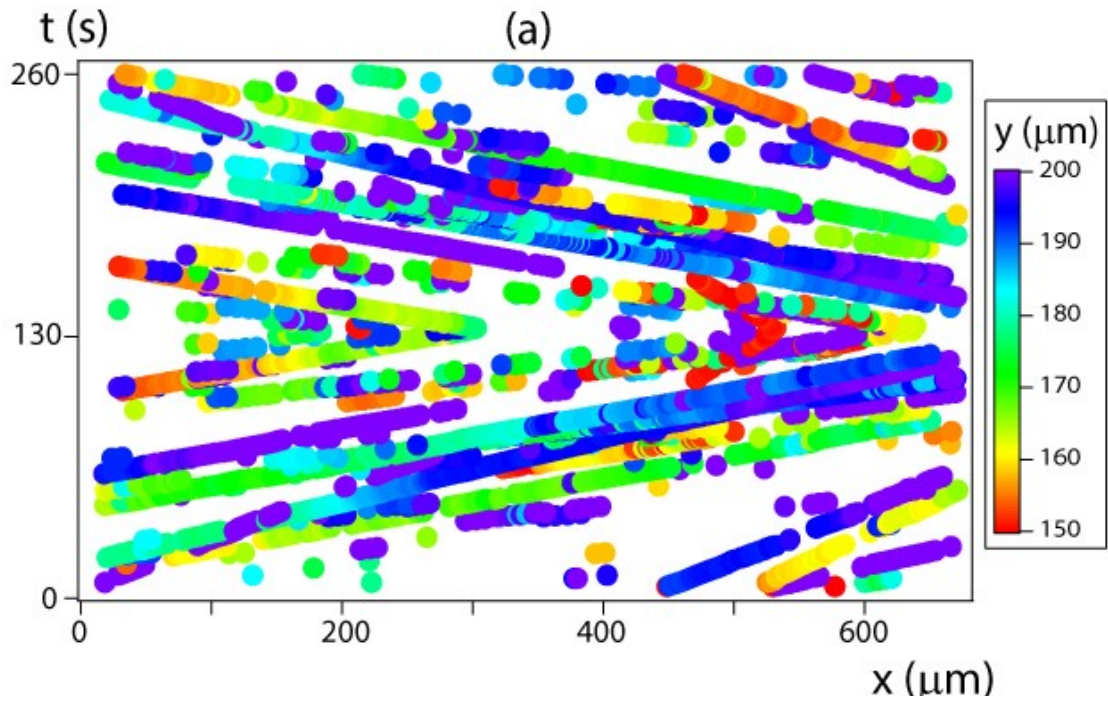


*Figura 4. 19: Imagen adquirida a través del microscopio en la zona B y  $Z'_2 = Z'_0 - 50 \mu\text{m}$ . Los círculos verdes indican las partículas encontradas con Hough y  $+$  su centro. El rectángulo amarillo muestra la zona utilizada para realizar los diagramas  $x-t$ . Amplificación 145X.  $T = 260 \text{ s}$ ,  $\pm q = 20 \mu\text{l}/\text{min}$ .*

La construcción de los diagramas  $x-t$  se realizó tomando, para cada una de las imágenes (cada tiempo), las posiciones  $(x, y)$  correspondientes al centro de las partículas que se encuentran dentro de la zona de interés y fueron detectadas por la transformada de Hough. Luego en el diagrama  $x-t$  se marcó cada par  $(x, t)$  con un círculo y se le asignó un color según el valor que posee su componente  $y$ .

En la figura 4.20 se muestran los diagramas  $x-t$  obtenidos para cada período estudiado:  $T = 260 \text{ s}$  (a, b);  $T = 8 \text{ s}$  (c, d), para dos cortes en el espesor de la celda: uno cerca de la pared superior  $Z' = Z'_0 - 50 \mu\text{m}$  (a, c), y otro, cercano al centro del espesor  $Z' = Z'_0 - 250 \mu\text{m}$  (b, d).





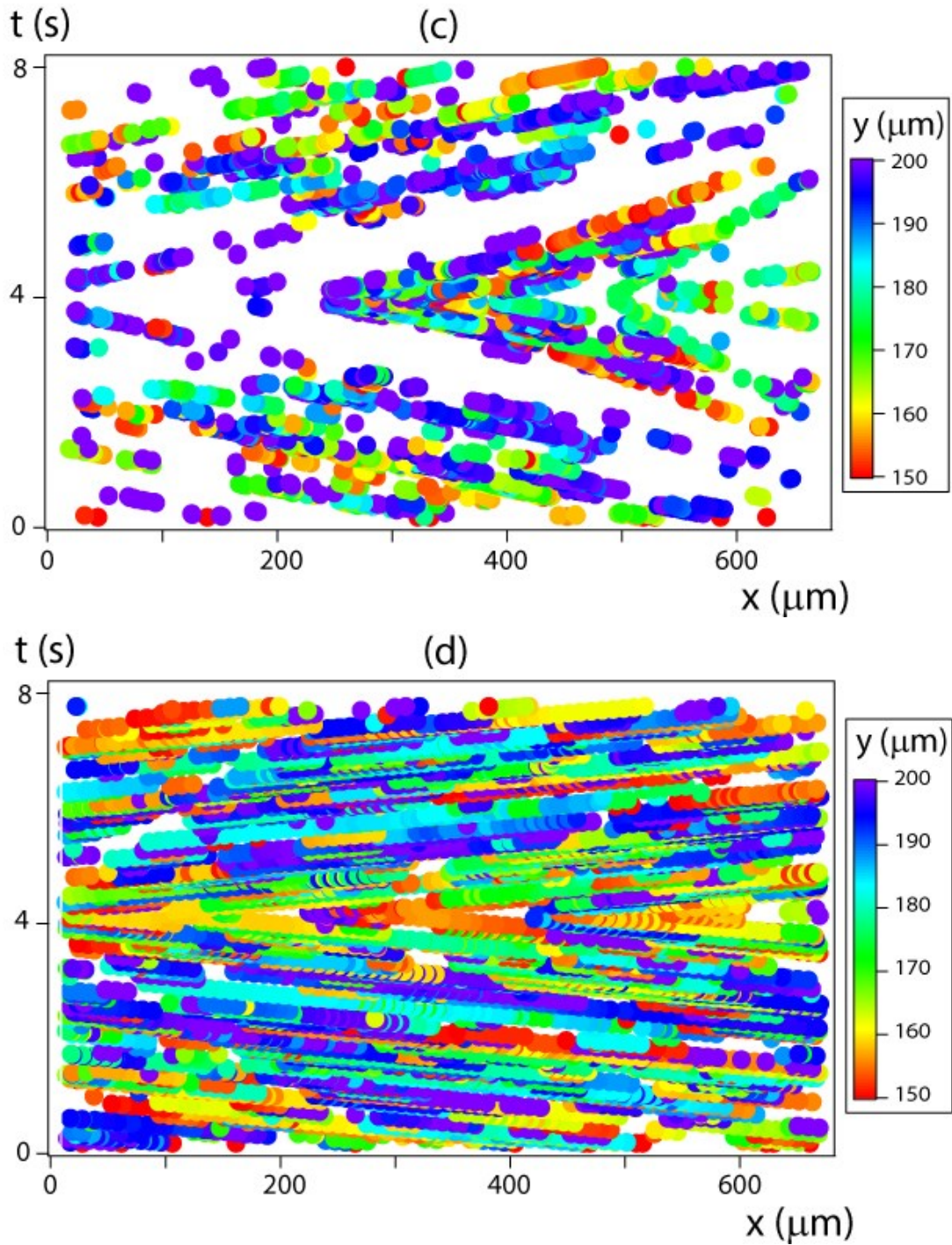


Figura 4. 20: Diagramas  $x-t$  correspondientes a dos experiencias. (a, b):  $T = 260$  s; (c, d):  $T = 8$  s. Para dos cortes diferentes en el espesor. (a, c):  $Z' = Z'_0 - 50$  μm; (b, d):  $Z' = Z'_0 - 250$  μm. Los colores se corresponden con los valores de la coordenada  $y$  indicada en la tabla a la derecha de cada diagrama.

Antes de comenzar con el análisis de los diagramas representados en la figura 4.20, tengamos en cuenta que la superposición de marcadores que observamos no indica que

las partículas estén espacialmente cerca entre ellas. Recordemos que cada uno de los colores representan una posición en  $y$  diferente del ancho de la celda. Es decir, si al mismo tiempo hay dos partículas con igual posición en  $x$  pero diferente en  $y$ , se verán superpuestas en el diagrama.

Comenzando el análisis, observemos los 2 diagramas correspondientes al corte más cercano al centro del espesor (b, d) en ambas experiencias, se ve una mayor cantidad de partículas detectadas por el código en comparación con el otro corte. Por lo cual, se podría considerar que hay mayor cantidad de partículas presentes en el centro que cerca de las paredes. Aunque debemos ser prudente con ello, dado que es posible que existan errores cometidos por la transformada de Hough al momento de la detección de las partículas. Estos errores no afectarán los resultados, pues las partículas incorrectas no tendrán una correlación espacio temporal al momento de encontrar las trayectorias.

Por otro lado, de la pendiente de cada una de las trayectorias de las partículas representadas en los diagramas  $x-t$ , se puede extraer el valor de la inversa de  $V_x$ . Al ser la mayoría de las trayectorias paralelas, indican que la distribución de velocidades es estrecha siendo consistente con los histogramas representados anteriormente en las figuras 4.10 (a, c) para  $T = 260$  s y 4.15 (i, j) para  $T = 8$  s. Por el contrario, las trayectorias que se observan en los diagramas del corte más cercano a la pared (a, c) poseen una mayor dispersión de las pendientes, indicando que hay partículas desplazándose a diferentes velocidades, en acuerdo con los histogramas de las figuras 4.8 (a, c) para  $T = 260$  s y 4.15 (a, b) para  $T = 8$  s.

Finalmente, si observamos las trayectorias de las partículas podemos notar que la mayoría de ellas presentan un único color para cada una, indicando que el desplazamiento en el ancho de la celda (coordenada  $y$ ) es nulo o muy pequeño, en concordancia con los histogramas de  $V_y$ . De acuerdo con esta observación, y sabiendo que el valor absoluto de  $V_x$  es independiente del sentido que tiene el flujo, se podría creer que las partículas están yendo y volviendo por el mismo lugar, es decir, su desplazamiento sería reversible. Para verificar esto, aislaremos algunas trayectorias pidiendo que cumplan determinadas condiciones, como se mostrará en la sección siguiente.



### 4.2.9 Reversibilidad cinemática

Para verificar si las trayectorias de las partículas son reversibles, se aislaron algunas de ellas. Para ello, lo primero que se realizó fue una conversión del tiempo correspondiente a la segunda mitad del período, de forma tal que ambos varíen en el mismo rango y así puedan ser comparables. Es decir, para todo  $t > T/2$ , su nuevo valor  $t' = T - t$ . De esta forma, podremos comparar la posición que poseen las partículas que se encuentran en un estadio similar del desplazamiento, es decir, para un instante temporal equivalente. Si dos partículas, una perteneciente a la ida, y otra, a la vuelta poseen una diferencia del valor absoluto de su velocidad en  $x < 25\%$ , temporalmente tienen un error  $< 2\%$ , y sus posiciones en  $y$  son cercanas ( $\Delta y < 40 \mu m$ ), consideraremos que es la misma partícula que está realizando una trayectoria cinemáticamente reversible.

Se aplicaron estas condiciones nuevamente para cada período estudiado:  $T = 260$  s (a, b);  $T = 8$  s (c, d), y para dos cortes en el espesor de la celda: uno cerca de la pared superior  $Z' = Z'_0 - 50 \mu m$  (a, c), y otro, cercano al centro del espesor  $Z' = Z'_0 - 250 \mu m$  (b, d). Manteniendo las mismas experiencias mostradas en la figura 4.20, y la misma zona de los diagramas  $x-t$  (ver rectángulo amarillo en figura 4.19), de forma tal de poder realizar, luego, una comparación. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.21, allí se representaron las únicas trayectorias encontradas que cumplen con las condiciones establecidas previamente, para todo el tiempo de una oscilación completa, es decir, un período.

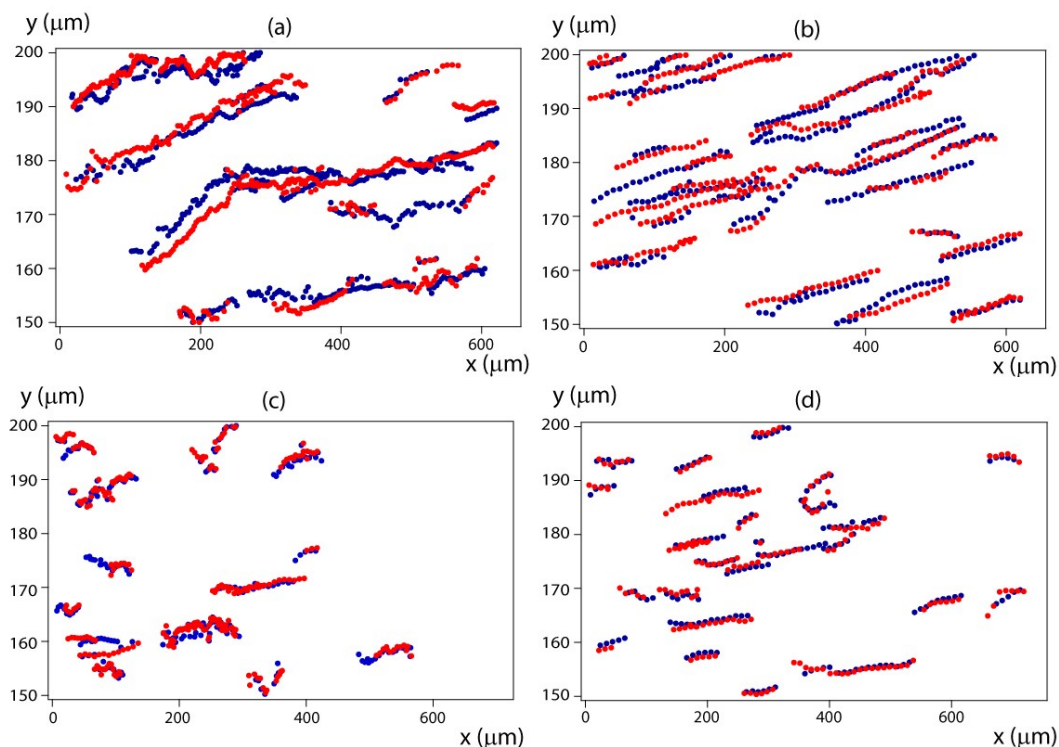


Figura 4. 21: Posiciones  $x, y$  de las trayectorias reversibles de las partículas para un período completo de la oscilación. (a, b):  $T = 260$  s; (c, d):  $T = 8$  s. Para dos cortes diferentes en el espesor. (a, c):  $Z' = Z'_0 - 50$   $\mu\text{m}$ ; (b, d):  $Z' = Z'_0 - 250$   $\mu\text{m}$ . Rojo: Ida,  $V_x > 0$ . Azul: Vuelta,  $V_x < 0$ . El tamaño del marcador no indica el tamaño de la partícula.

En los gráficos anteriores, puede observarse que en ambos períodos y en los dos cortes del espesor, se encontraron trayectorias reversibles. Además, en ellos se representaron las trayectorias para todos los tiempos dentro de un período completo de la oscilación, es decir, 260 s para (a,b) y 8 s para (c,d).

En (a, c), el corte cercano a la pared superior, se observa que las trayectorias poseen localmente pequeños desplazamientos laterales (fluctuaciones en  $y$ ), mientras que en (b, d) son despreciables. Esto se debe a que la velocidad que poseen las partículas en el primer corte es menor, por la cercanía a la pared, y por ello podrán tener estas fluctuaciones. Sin embargo, en la zona cercana al centro del espesor, el empuje que realiza el fluido sobre el desplazamiento es mayor y las fluctuaciones no existen. Además, se puede notar que las trayectorias no son completamente rectas sino que presentan desviaciones generadas por las interacciones presentes entre las partículas. En la figura 4.21 (b), posición  $x \sim 300$   $\mu\text{m}$ ,  $y \sim 180$   $\mu\text{m}$ , se observa que la trayectoria posee una gran desviación y ésta se repite cuando la partícula regresa, mostrando que

aún con interacciones se tiene reversibilidad. El mismo efecto se ve en  $x \sim 500 \mu m$ ,  $y \sim 195 \mu m$ .

En el caso de período corto (b, d) este efecto también existe, en una escala menor y es más difícil de visualizar, dado que las interacciones se ven debilitadas por el efecto del arrastre de las partículas a la velocidad del flujo.

### 4.3 Conclusiones

En este capítulo se estudió, por un lado, el fenómeno de dispersión hidrodinámica de un trazador en una celda de Hele-Shaw con un flujo oscilante y presencia de partículas en suspensión, y por el otro, se observó microscópicamente el comportamiento de las partículas dentro de la celda, conservando las mismas condiciones.

Encontramos que, aún con la introducción de partículas en el fluido, aparecen los dos regímenes observados anteriormente en el capítulo 2, poniendo en evidencia nuevamente que los regímenes de dispersión están gobernados por la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$  (tiempo de difusión molecular/período de la oscilación). Se determinó que para  $\tau_m/T \leq 2$ , el régimen de *dispersión de Taylor* es dominante. En este régimen  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  a escala global mostrando el carácter irreversible. Mientras que, para  $\tau_m/T \geq 10$  aparece nuevamente el régimen *parcialmente reversible* donde la mezcla continúa siendo difusiva  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  a escala global pero localmente, las oscilaciones muestran que  $\overline{\Delta x^2}_g$  decrece cuando el flujo cambia de dirección. Se encontraron las mismas características mostradas previamente en el estudio sin presencia de partículas en el flujo. Sin embargo, el coeficiente de dispersividad obtenido es menor en el régimen parcialmente reversible, es decir, la mezcla longitudinal parece menos efectiva cuando hay partículas en el flujo.

Para tratar de entender mejor los mecanismos de mezcla a un nivel local, se complementó el estudio con una visualización a escala microscópica de las partículas dentro de la celda, a las cuales se les realizó su seguimiento espacial y temporal en diferentes posiciones  $z$  del espesor de la celda. A partir del seguimiento, se logró obtener las distribuciones de velocidades en cada corte, a través de las cuales se pudo caracterizar el comportamiento de las partículas. Se pudo observar que, en ambos

períodos, las partículas se mueven siguiendo las diferentes líneas de corriente y su perfil de velocidades mantiene la forma parabólica característica de Poiseuille.

Por otro lado, se observaron las distribuciones luego de un determinado número de oscilaciones y se lo comparó con la correspondiente al tiempo inicial, encontrando, a períodos de oscilación grandes, un posible efecto de migración de partículas hacia las zonas cercanas a las paredes de la celda. Indicado por la aparición de un pico a velocidades bajas en los histogramas correspondientes.

Finalmente, se aislaron las trayectorias que presentan reversibilidad cinemática, comprobando que hay partículas que van y vienen por el mismo camino. Manteniéndose la reversibilidad aún con la presencia de interacciones entre partículas.

El comportamiento encontrado cuando se estudió microscópicamente el movimiento de las partículas va en el sentido contrario al esperado a partir de la disminución encontrada en los resultados de la dispersividad del trazador, cuando hay presencia de partículas en suspensión. Se pensó en una migración al centro del espesor de forma tal de modificar en el perfil de velocidades, aplanándolo en el centro, lo cual generaría una reducción en la mezcla longitudinal. Sin embargo, la visualización microscópica indica que las partículas siguen el perfil de velocidad de Poiseuille.

En las dos experiencias realizadas nos encontramos con una limitación para estudiar la dispersión a altas concentraciones de partículas presentes, la técnica de transmisión de luz deja de ser válida, y en el estudio microscópico, al aumentar la cantidad de partículas presentes, la superposición de las mismas no permite una buena detección con el código de MATLAB<sup>®</sup>.

Por todo ello, creemos que hay que continuar estudiando el fenómeno y verificar que sucede cuando la concentración de partículas aumenta. Además, sería interesante poder visualizar el espesor en su totalidad para estudiar los efectos de migración.

En este contexto, realizaremos pruebas preliminares con suspensiones a mayores concentraciones y un flujo oscilante de período corto, nos encontramos con la aparición de una inestabilidad, la cual decidimos estudiar y desarrollaremos en el próximo capítulo.

# Capítulo 5:

## Estructuración de suspensiones concentrada en celdas de Hele-Shaw

---

En los capítulos anteriores hemos estudiado el fenómeno de dispersión hidrodinámica en medios fracturados con un flujo oscilante variando tanto el período como la amplitud de éste. Luego, se introdujeron diferentes modificaciones y se volvió a cuantificar la dispersión. Por un lado se cambió la geometría de la celda colocando una distribución aleatoria de obstáculos entre sus paredes, y por otro, se agregaron partículas no-Brownianas en suspensión dentro del fluido. A continuación, se observó a escala microscópica, el comportamiento de las partículas dentro de la celda con un flujo oscilante.

Por último, aumentamos la concentración de partículas presentes en la suspensión y realizamos experiencias para ver si la reversibilidad observada en el capítulo anterior se mantiene o desaparece. De esta forma, nos encontramos que con un flujo oscilante y concentraciones altas, la suspensión dentro de la celda se estructura. En este capítulo nos concentraremos en estudiar las condiciones de aparición de esta inestabilidad en celdas de Hele-Shaw y, además, caracterizaremos su estructura.

En las secciones siguientes, se describirá el dispositivo experimental utilizado, la metodología experimental adoptada, el procesamiento de datos y los resultados obtenidos en el estudio de este fenómeno.



## 5.1 Dispositivo y metodología experimental

Como ya hemos expresado, el objetivo de este capítulo será estudiar la inestabilidad que se genera cuando se somete a un flujo oscilante una suspensión de partículas concentrada. Por un lado analizaremos los parámetros que la controlan y, por otro, una vez que ésta se encuentra desarrollada, realizaremos una caracterización de su estructura.

### 5.1.1 Dispositivo

El fenómeno se detecta, a simple vista, por la formación de bandas; entonces, el dispositivo experimental deberá permitirnos tanto la medición del espaciado entre ellas (longitud de onda  $\lambda$ ), como el período temporal  $T$  y la amplitud espacial  $A$  en función de los parámetros de control.

Para ello, se hicieron algunas pequeñas modificaciones en el dispositivo experimental utilizado para la medición de la dispersión en los capítulos 2 y 4, aquí será necesario realizar un buen control de la oscilación del flujo de una suspensión no-Browniana de partículas concentradas. En este caso se utilizó una bomba de jeringas programable para controlar el flujo oscilante dentro de la celda de Hele-Shaw, como se puede observar en el esquema de la figura 5.1.

El comportamiento de la suspensión se registró durante el transcurso de cada una de las experiencias, adquiriendo una secuencia de imágenes de la intensidad de luz transmitida a través de la celda con una cámara Nikon *D800* ubicada en la parte superior del dispositivo.

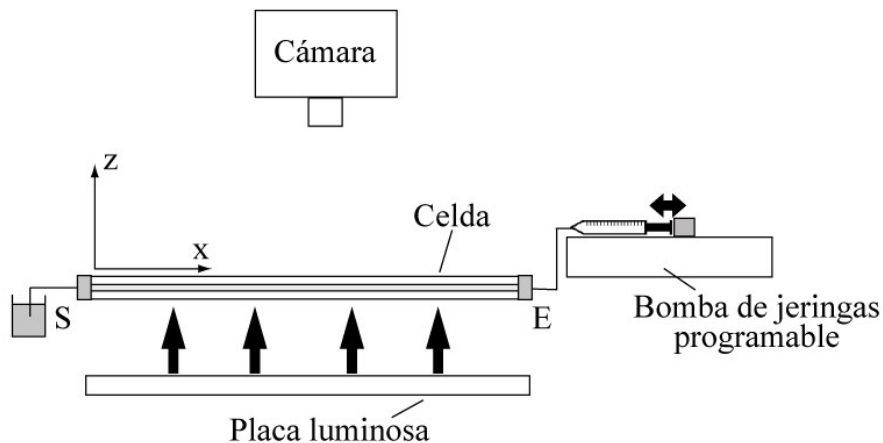


Figura 5. 1: Esquema del dispositivo experimental utilizado para realizar las experiencias.

La celda es iluminada uniformemente por debajo con un panel luminoso de características similares a la utilizada en las experiencias descritas del capítulo 2.

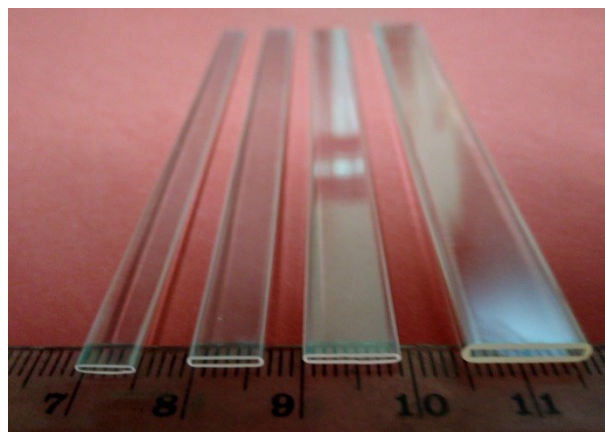


Figura 5. 2: Fotografía de las diferentes celdas de vidrio utilizadas para realizar las experiencias. Se observan los diferentes espesores  $H$  y anchos  $W$ , de izquierda a derecha,  $H = 0,5 \text{ mm}$ ,  $W = 5 \text{ mm}$ ;  $H = 0,7 \text{ mm}$ ,  $W = 7 \text{ mm}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$ ,  $W = 8 \text{ mm}$ ;  $H = 1 \text{ mm}$ ,  $W = 10 \text{ mm}$ .

Se utilizaron celdas de diferentes dimensiones, constituidas a partir de tubos rectangulares de vidrio de borosilicato con sección rectangular (CM Scientific<sup>®</sup>), como los que se muestran en la figura 5.2. Éstas se conectaron a través de un extremo (E), mediante una cañería semi-rígida de 3 mm de diámetro y 300 mm de longitud a una bomba programable Nemesys<sup>®</sup> con una jeringa de alta precisión (error sobre el volumen total  $\pm 0,025 \text{ ml}$ ) en vidrio Duran de 2,5 ml (Microsyringes<sup>®</sup>), que permite generar un flujo oscilante controlando tanto el período ( $T_b$ ) como el volumen

inyectado/succionado, a partir del cual se obtiene el valor de la amplitud ( $A_{ccb}$ ). El otro extremo (S) se colocó, mediante una cañería del mismo material pero de sólo 30 mm de longitud, sumergido dentro de un recipiente con suspensión que se encuentra abierto a la atmósfera de forma tal de no tener contrapresiones en el interior de la celda.

En la tabla 5.1 se presentan las dimensiones: espesor ( $H$ ), ancho ( $W$ ), largo ( $L$ ) de las diferentes celdas utilizadas.

Celda #	$H$ (mm)	$W$ (mm)	$L$ (mm)
1	0,3	3	100
2	0,4	8	100
3	0,5	5	100
4	0,7	7	100
5	1	10	100
6	1	10	300

Tabla 5.1: Dimensiones de las diferentes celdas utilizadas.

### 5.1.2 Suspensiones

Se utilizaron distintas suspensiones en el transcurso del estudio. La tabla 5.2 muestra las características físicas de cada una de ellas. En una primera etapa se trabajó con una solución de agua-glicerina y partículas de poliestireno de forma tal de tener una suspensión iso-densa. En una segunda etapa se comenzó a trabajar con partículas de PMMA (polimetacrilato de metilo), para las cuales se utilizó una mezcla de agua-NaCl obteniéndose nuevamente una suspensión iso-densa y además de igual viscosidad que la suspensión anterior. En una tercera etapa, a partir de la mezcla agua-glicerina de la primera suspensión se modificó su viscosidad agregándole Natrosol [58, 59]. Por último, se trabajó con una mezcla ternaria agua-glicerina-tiocianato de amonio ( $\text{NH}_4\text{SCN}$ ) y partículas de PMMA para obtener una suspensión en donde el fluido y las partículas poseen el mismo índice de refracción de la luz, además, se mantiene la densidad y el fluido posee una viscosidad relativamente baja. De esta manera se pudieron realizar algunas experiencias en una escala de observación del orden de las partículas, con concentraciones mayores a la utilizada en el estudio mostrado en la sección 4.2, del capítulo anterior.

Suspensión#	Fluido	Material de las partículas	$d$ ( $\mu\text{m}$ )	$\phi$ (%)	$\rho$ (g/ml)	$\mu$ (cP)	$T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )
1	Agua-Glicerina 21%	Poliestireno (PS)	40	20 - 25 - 30 - 35 - 37	1,05	1,8	20
2	Agua-NaCl 24%	Polimetacrilato de metilo (PMMA)	40 - 60	35	1,18	1,8	20
3	Agua-Glicerina- Natrosol	Poliestireno (PS)	40	35	1,05	9,4	20
4	Agua-Glicerina- Natrosol	Poliestireno (PS)	40	35	1,05	26	20
5	Agua-glicerina- tiocianato de amonio	Polimetacrilato de metilo (PMMA)	40	35	1,18	4,99	20

*Tabla 5.2: Características físicas de las diferentes suspensiones utilizadas.  $d$ : diámetro de partículas;  $\phi$ : concentración de partículas;  $\rho$ : densidad;  $\mu$ : viscosidad;  $T$ : temperatura.*

La preparación de la suspensión#1 es similar a la descrita anteriormente en la sección 4.1.1, pero en este capítulo no se estudiará la dispersión hidrodinámica de un trazador, por lo cual se preparará únicamente la suspensión como una mezcla de fluido y partículas.

En la solución#2 la diferencia con el caso anterior es el material de las partículas utilizadas, que tienen una densidad diferente a las de poliestireno. Por lo cual, fue necesario buscar un nuevo fluido que sea iso-denso con las partículas pero al mismo tiempo mantenga el valor de la viscosidad de la suspensión#1. Se encontró que la mezcla agua-sal (NaCl) en una concentración de 24 % en peso presentaba ambas propiedades. Su preparación se realizó utilizando una balanza ( $10^{-2}$  g de resolución); pesando directamente las proporciones necesarias de agua y cloruro de sodio, y luego, se disolvió la sal aplicando agitación mecánica en la mezcla. Una vez que se tuvo el fluido listo, se le agregó a éste una gota de surfactante (detergente de vajilla) para disminuir la tensión interfacial entre el líquido y el aire que las partículas pueden poseer

a su alrededor, lo que evita la formación de agrupaciones que impedirían la posterior mezcla efectiva de la suspensión. Finalmente se volvió a utilizar la balanza para pesar las proporciones necesarias de fluido y partículas de forma tal de obtener la concentración necesaria, su mezcla se realizó nuevamente con el agitador mecánico durante aproximadamente una hora. Por ejemplo, para obtener una suspensión con concentración de partículas del 35 % en peso, se preparó 650 *gr* de fluido (156 *gr* NaCl + 494 *gr* agua) a los cuales se les agregó 350 *gr* de partículas esféricas de PMMA ya sean de 40 o 60  $\mu\text{m}$  de diámetro. Para garantizar que se obtuvo correctamente la iso-densidad de la suspensión y no hay errores cometidos durante la preparación, se dejó un recipiente con ella durante 3 días y se observó si las partículas sedimentaban o flotaban durante este tiempo.

Para las suspensiones #3 y #4, se utilizó de base el mismo fluido preparado para la suspensión #1, es decir, agua-glicerina al 21 % en peso. Luego se agregaron pequeñas concentraciones de Natrosol [58, 59] de forma tal de aumentar la viscosidad de la mezcla, en un caso hasta 9,4 mPa.s y en el otro hasta 26 mPa.s, sin modificar el valor de la densidad para mantener luego la característica de iso-densidad de la suspensión. Estas mezclas son perfectamente newtonianas en el rango de velocidades de cortes con el cual se trabajó en este estudio. Finalmente, se incorporó la concentración de partículas necesaria manteniendo el mismo procedimiento descrito anteriormente.

La suspensión #5 es una mezcla ternaria de 25,2 % de agua, 30 % de glicerina y 44,8 % de tiocianato de amonio ( $\text{NH}_4\text{SCN}$ ) [60]. Para su obtención primero se pesaron las proporciones de agua y glicerina, utilizando la misma balanza que antes y se realizó la mezcla con el agitador mecánico. Una vez que se homogeneizó completamente se fue agregando lentamente la proporción de  $\text{NH}_4\text{SCN}$  que también fue pesada con la balanza. Esta mezcla final es endotérmica, por lo cual fue necesario colocar el recipiente en un baño María de agua a  $T \sim 80^\circ\text{C}$  y en un agitador mecánico para efectuar la mezcla trifásica. Esta mezcla en una primera instancia es de color rojizo y a medida que el tiocianato de amonio se disuelve en el fluido se va volviendo translúcido, para su obtención fue necesario mantener la agitación mecánica durante aproximadamente una hora y cambiar el agua del baño María varias veces para mantener su temperatura constante. Finalmente, se incorporó la concentración de partículas necesaria aplicando el mismo procedimiento de los casos anteriores.

### 5.1.3 Condición inicial de las experiencias

Para comenzar una experiencia es necesario tener una concentración homogénea de la suspensión dentro de la celda, para garantizar de esta forma que la distribución inicial de las partículas no es la responsable de la formación de la inestabilidad. Por esta razón establecimos un protocolo preciso para realizar el llenado de la celda.

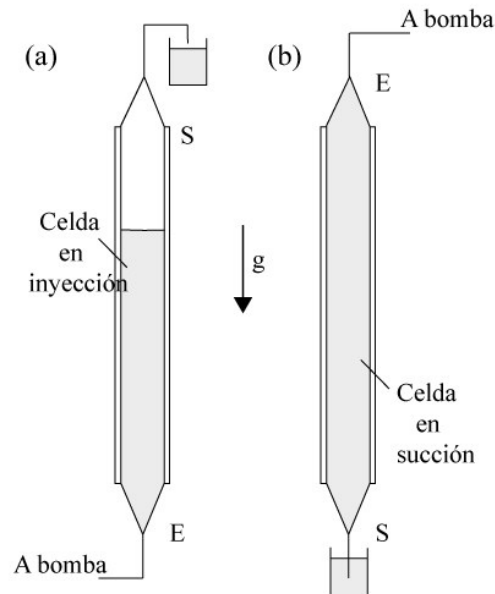


Figura 5. 3: Disposiciones de la celda en el momento del llenado. (a) Inyección; (b) Succión.

Para que la suspensión ingrese uniformemente en la celda se dispuso verticalmente la misma como se indica en el esquema de la figura 5.3 (a). Luego, se realizó la siguiente secuencia de pasos:

-Primero, se inyecta, a través de E, una suspensión a caudal constante controlado por la bomba de jeringas de forma tal de tener un frente de desplazamiento plano, hasta que se saturó toda la celda y la suspensión sale por S, que se encuentra conectado a un reservorio.

-Luego, se gira la celda  $180^\circ$  y se succiona aproximadamente  $1\text{ ml}$  de suspensión desde el recipiente externo conectado a S, a caudal constante e idéntico al de inyección, como se muestra en la figura 5.3 (b). Esta segunda parte del llenado es muy importante para garantizar la homogeneización de la suspensión dentro de la celda ya que en el

momento de la inyección podrían haberse generado bloqueos tanto en la jeringa como en los tubos de conexión, o en la entrada de la celda, que son eliminados realizando esta operación de succión.

### 5.1.4 Procedimiento experimental

Una vez que la celda está saturada con una concentración homogénea de suspensión, se impone un flujo oscilante con período  $T_b$  y amplitud  $A_{ccb}$  controlados por la bomba. Al comenzar el estudio, el caudal oscila siguiendo una función cuadrada en la velocidad,  $v$  como se puede ver en la figura 5.4, obteniéndose un desplazamiento  $x$  de la suspensión en forma de una onda triangular.

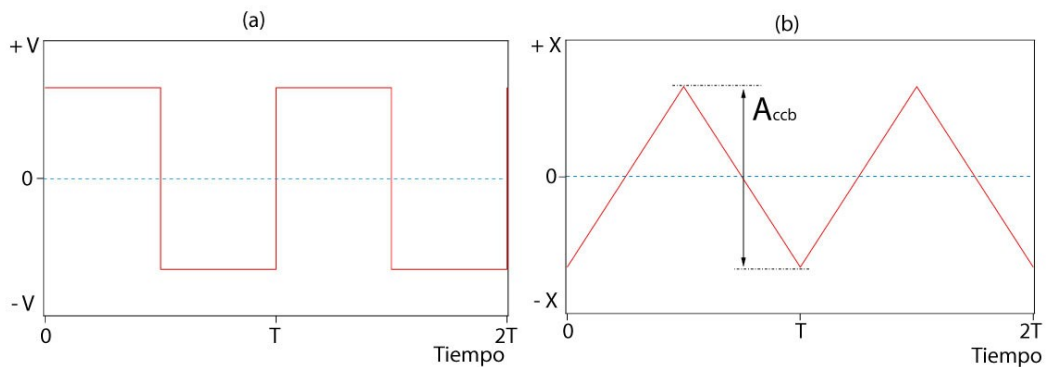


Figura 5. 4: Señal impuesta en la bomba. (a): velocidad  $v$ , (b): desplazamiento  $x$ .

Las experiencias se realizaron con amplitudes  $A_{ccb}$  del orden de los milímetros y períodos  $T_b$  entre 0,4 y 10 s; sin embargo, dependiendo de la concentración de partículas  $\phi$  y el confinamiento dado por la dimensión de la celda, se encontró que para un rango de  $A_{ccb}$  y  $T_b$  aparece una inestabilidad en la estructura de la suspensión. Es decir, se generan zonas con mayor y menor concentración de partículas dentro de la celda, formando una estructura en forma de bandas en dirección transversal al desplazamiento del fluido (ver figura 5.5 y 5.6).

Como se dijo anteriormente, las experiencias se registraron adquiriendo imágenes de la intensidad de luz transmitida a través de la celda. Estas adquisiciones se realizaron en tres etapas:

-Durante los primeros 15 minutos, partiendo de la suspensión en reposo, se registró una serie de 100 imágenes a intervalos de 10 segundos, período que llamaremos *régimen transitorio*.

-Luego se adquirió una segunda serie de 100 imágenes con un intervalo entre ellas menor,  $\Delta t = 2 \text{ s}$ , al cual llamaremos *régimen estacionario*. Esta serie se adquirió a continuación de la primera, es decir luego de tener la suspensión oscilando durante 15 minutos.

-Finalmente se realizó un video (25 imágenes por segundo) de aproximadamente 30 s para establecer un registro temporal más detallado del estado estacionario.

Una vez finalizada una experiencia es necesario volver a homogeneizar la suspensión dentro de la celda para tener la condición inicial óptima de la siguiente. Para evitar el vaciado de la celda se encontró que, generando una onda sinusoidal  $A_{ccb} \sim 10 \text{ mm}$ , y  $T_b = 10 \text{ s}$ , durante algunos minutos en la celda las bandas se destruyen y se vuelve a obtener una distribución espacial uniforme de las partículas para comenzar la nueva experiencia. Se realizó la verificación observando que la intensidad de luz transmitida a través de la celda resulte uniforme.

En la sección siguiente, se presenta el estudio realizado durante el régimen estacionario.

## 5.2 Análisis de imágenes

En esta sección se describirá como se realiza el tratamiento de las imágenes obtenidas durante el transcurso de las diferentes experiencias. En una primera instancia, se trabajará a partir de los videos adquiridos en estado estacionario.

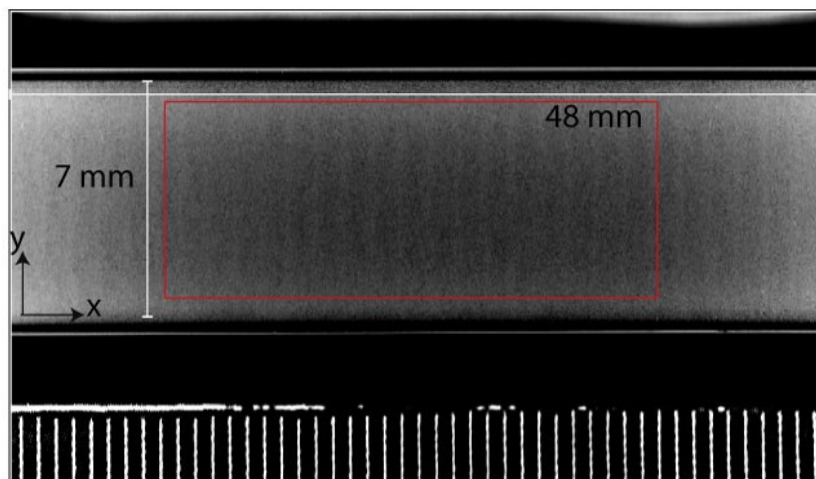
El objetivo de este tratamiento es cuantificar la longitud de onda  $\lambda$  entre las bandas formadas en la celda, y corroborar los valores de los parámetros de período  $T_b$  y amplitud  $A_{ccb}$  impuestos en el flujo. Como punto de partida, se tienen las imágenes en intensidad de luz transmitida a través de la celda, a las cuales se las deben realizar determinadas correcciones dado que existen variaciones externas generadas por la iluminación. Además se debió realizar una normalización para magnificar la diferencia



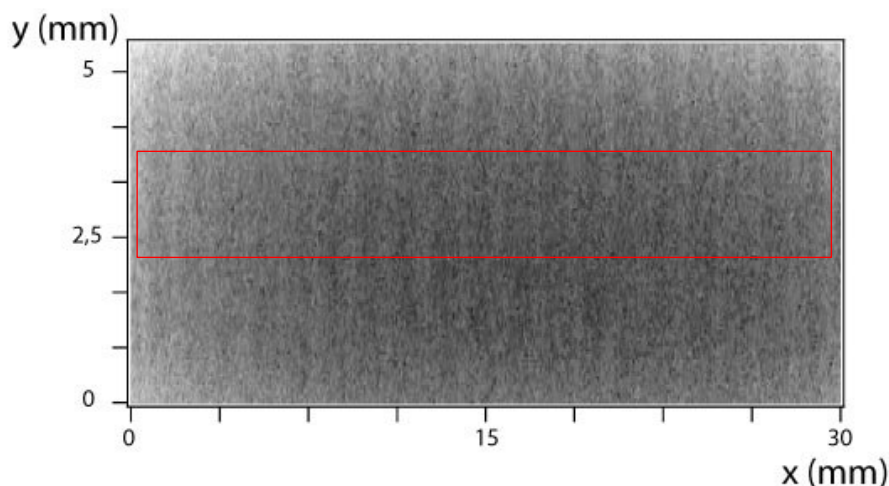
en niveles de grises entre las diferentes zonas de las bandas, dado que la variación obtenida en la intensidad de luz transmitida es pequeña.

### 5.2.1 Videos en régimen estacionario

Para realizar el análisis se comenzó trabajando con los videos adquiridos en estado estacionario pues nos permiten observar las inestabilidades formadas, estudiarlas y caracterizarlas, pero además, se puede realizar un estudio temporal detallado del movimiento oscilante de la suspensión dado que el intervalo entre imágenes es pequeño ( $1/25$  s). Para ello fue necesario transformar el video a una secuencia de imágenes obteniendo un promedio de 750 imágenes. En la figura 5.5 se muestra una imagen típica de la celda con sus respectivas dimensiones y también puede verse débilmente la inestabilidad formada en ella, como bandas paralelas al eje  $y$ .



*Figura 5. 5: Imagen en intensidad de luz transmitida, correspondiente a la primera adquirida en estado estacionario.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %. Rectángulo rojo, zona perteneciente a la figura 5.6*



*Figura 5. 6: Zona central extraída de la imagen anterior. Rectángulo rojo, zona utilizada para realizar el posterior diagrama espacio-temporal.*

La figura 5.6 es un extracto de la figura 5.5, tomada en la zona central de forma tal de eliminar los bordes y poder utilizarla para realizar el análisis de la inestabilidad. Este recorte se aplica a todas las imágenes y se determina luego una zona más pequeña (ver recuadro rojo en figura 5.6), en donde las bandas se visualizan claramente. Este recuadro permite realizar un promedio sobre toda la coordenada  $y$  de la intensidad de luz transmitida a lo largo de la posición  $x$ , obteniéndose una curva como la que se muestra en rojo en la figura 5.7. Este procedimiento se repite en cada una de las imágenes. Para eliminar una parte del ruido que posee, se la suavizó matemáticamente obteniéndose la curva azul también superpuesta en la figura 5.7.

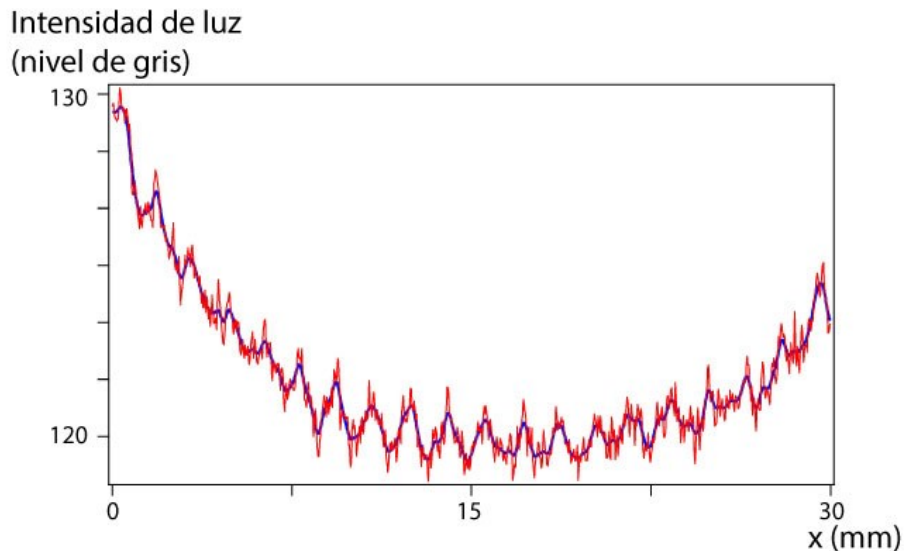


Figura 5. 7: Rojo, promedio espacial en el eje y de la primera imagen del video en régimen estacionario. Azul, curva roja suavizada para eliminar parte del ruido.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

A continuación, se toman las curvas suavizadas correspondientes a todos los tiempos de una experiencia y se las colocan en forma secuencial, una sobre otra, sobre el eje vertical. Así, se logra construir una imagen, como puede observarse en la figura 5.8. Los niveles de grises indican el valor medio de la intensidad de luz transmitida a través de la celda en la zona de interés, siendo ésta a su vez inversamente proporcional a la concentración de partículas presentes. Es decir, cuanto más oscuro, mayor concentración presente (el límite inferior del nivel de gris es igual a 0) y cuanto más claro, menor concentración (el límite superior del nivel de gris es igual a 255).

La imagen construida recibe el nombre de *diagrama espacio-temporal* dado que nos muestra la relación entre la posición  $x$  y el tiempo  $t$  del valor medio de la intensidad de luz transmitida a través de la zona estudiada de la celda (ver recuadro rojo figura 5.6), representando las variaciones temporales y espaciales de la concentración de partículas dentro de la celda.

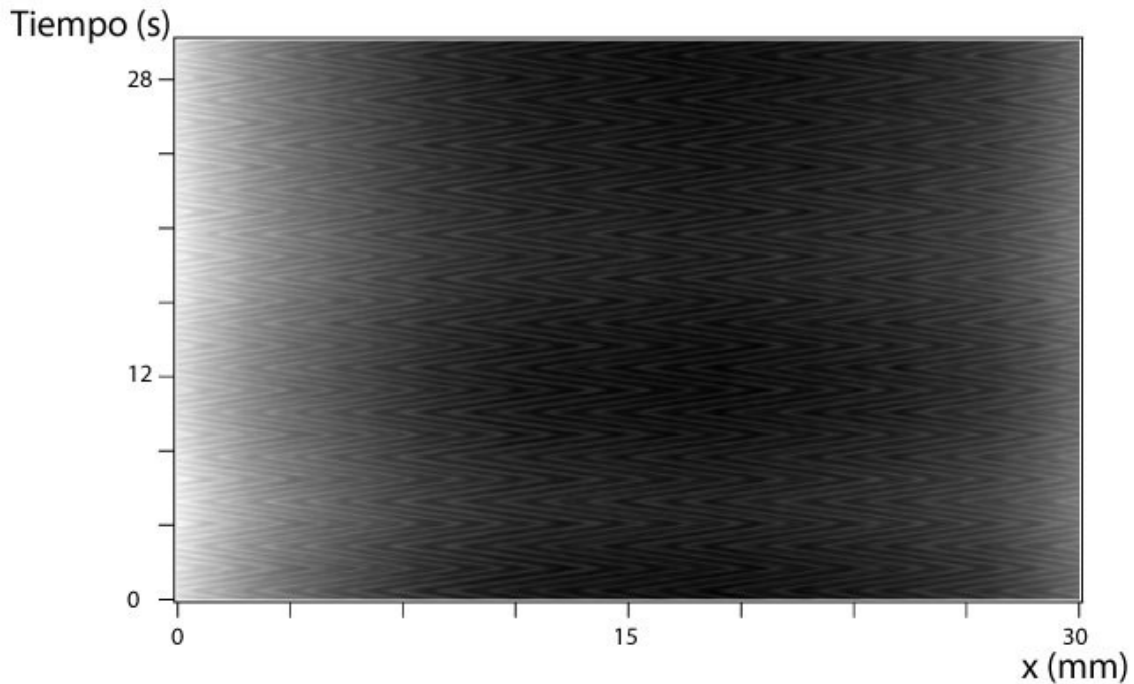


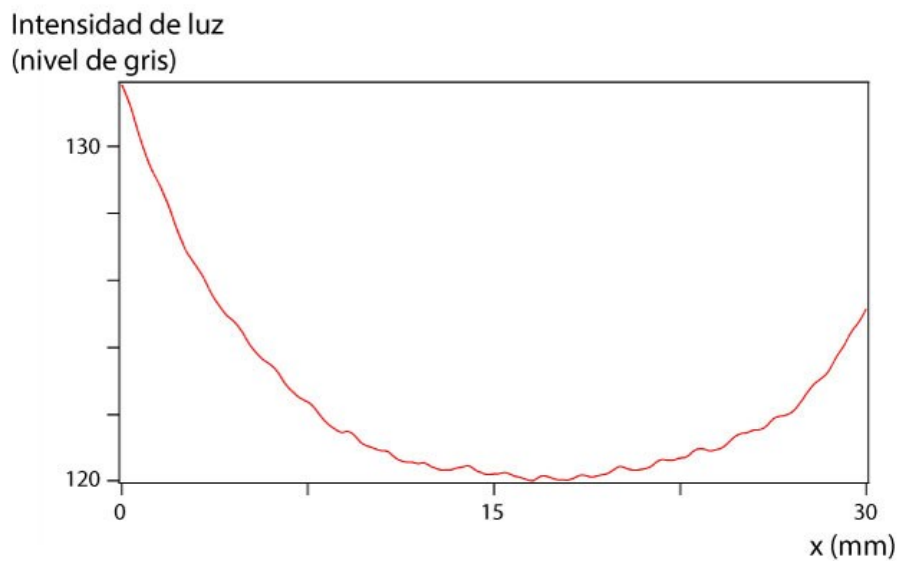
Figura 5. 8: Diagrama espacio-temporal correspondiente al video adquirido en régimen estacionario. .  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

Observando el diagrama espacio-temporal de la figura 5.8, se puede ver que la distribución de niveles de grises no es muy uniforme. Tanto a la derecha como a la izquierda de la imagen hay regiones más claras; esto se produce por la forma que tienen las curvas de la figura 5.7. Además, en este caso en particular, podemos ver que cuando  $t = 6$  s y  $17$  s aparecen bandas más claras a lo largo de todo el eje  $x$ . Ambas situaciones, tanto espacialmente como temporalmente, son debidas principalmente a la no uniformidad de la iluminación en el montaje experimental. Recordemos que la iluminación está compuesta por un panel luminoso.

Para eliminar los efectos debidos a situaciones ajenas a la inestabilidad y la formación de las bandas en la celda, realizamos un procesamiento sobre las imágenes, como se describe a continuación.

Los errores introducidos por los cambios en la intensidad luminosa (especialmente y temporalmente), se eliminaron tomando un promedio temporal de la experiencia completa. Esto se realizó a partir del propio diagrama espacio-temporal, siendo el

promedio temporal la media de todos los valores de la imagen en el eje vertical. La curva obtenida se muestra en la figura 5.9.



*Figura 5. 9: Promedio temporal a partir del diagrama espacio-temporal anterior.*

Luego, se trabajó nuevamente con las curvas azules de la figura 5.7; éstas representan la intensidad media de luz transmitida a través de la celda (suavizada). Para cada tiempo, se tomó la variación correspondiente y se le sustrajo el valor de la curva obtenida del promedio temporal (figura 5.9), de esta forma se elimina la no uniformidad espacial  $x$  dada por la variación en la iluminación. Además, los nuevos valores se encuentran todos centrados alrededor de cero (ver figura 5.10), esto garantiza una uniformidad temporal eliminando la posible existencia de bandas horizontales como las presentes en la figura 5.8.

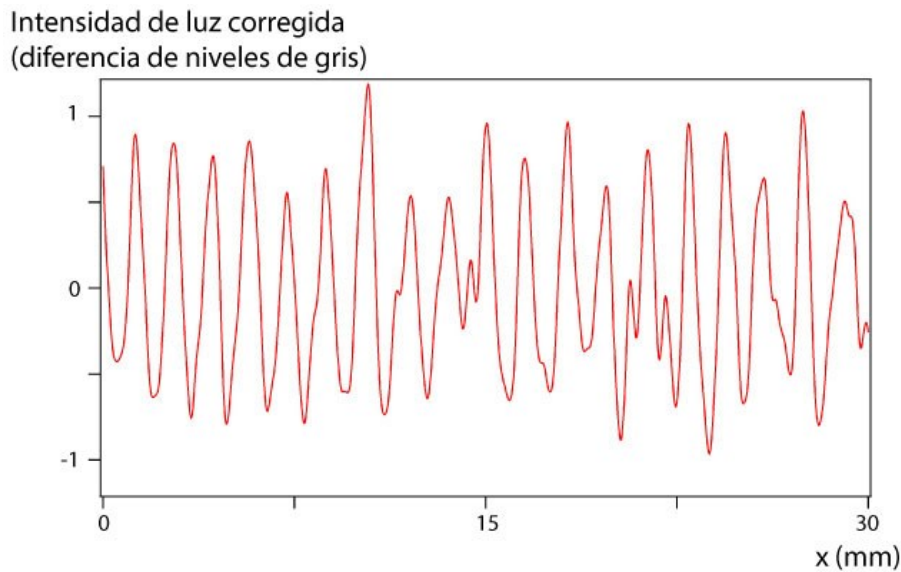
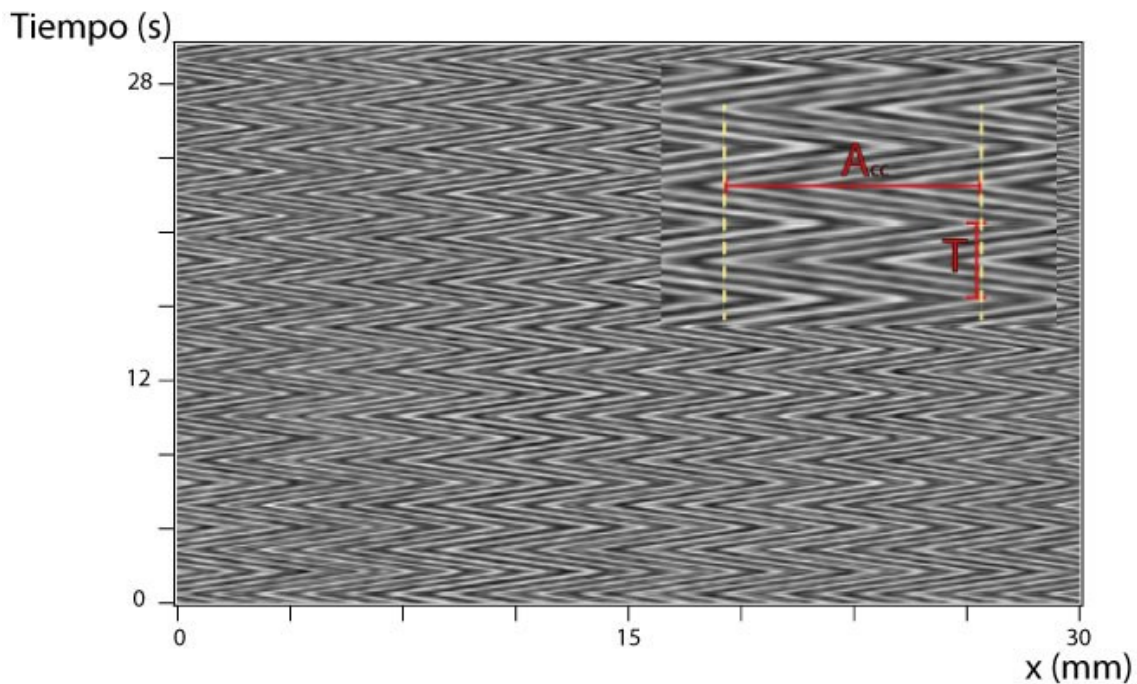


Figura 5. 10: Intensidad de luz transmitida corregida en función de la posición, obtenida de realizar sobre la curva de la fig. 5.7, la corrección con el promedio temporal mostrado en la fig. 5.9.

Con las curvas resultantes de la corrección se vuelve a construir la imagen que representa el nuevo diagrama *espacio-temporal corregido* (figura 5.11), de la misma forma que se realizó anteriormente. Al estar normalizado, se garantiza que todos los valores correspondientes a los niveles de grises, que caracterizan la concentración de partículas en la celda, sean del mismo orden de magnitud. Las zonas oscuras corresponden a valores negativos mientras que las claras, a valores positivos. Estos indican si la concentración es mayor (valores positivos) o menor (valores negativos) al valor medio de la concentración en la celda. En el caso de la figura 5.11 esos valores varían entre  $-1,38$  y  $1,4$ .

Observando el diagrama de la figura 5.11 podemos visualizar claramente un movimiento en forma de zigzag: es el desplazamiento que realizan las bandas formadas en la celda en concordancia con el que realiza el fluido impulsado por la bomba de jeringas. Si nos focalizamos en una sola de las bandas con su correspondiente desplazamiento (ver zona con aumento en figura 5.11) y medimos la distancia de la posición mínima a la máxima, en  $x$ , podemos obtener el valor de amplitud pico a pico ( $A_{cc}$ ) de la oscilación de las bandas. En el mismo sentido, podemos medir el tiempo que demora en ir y volver a la misma posición  $x$  y que corresponde al período ( $T$ ). Luego,

ambos valores son comparados con los impuestos por la bomba para generar la oscilación del fluido,  $A_{ccb}$  y  $T_b$ . Esto se analizará con mayor detalle en la sección 5.2.3.



*Figura 5. 11: Diagrama espacio-temporal corregido, obtenido luego de realizar la corrección debido a la no uniformidad de la iluminación. Sobre el diagrama de la figura 5.8.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.*

También, sobre este mismo diagrama, se podría medir directamente la distancia entre dos bandas consecutivas con igual intensidad y obtener el valor de la longitud de onda  $\lambda$ . Sin embargo, para que el valor sea único y característico de toda la experiencia se debería medir en toda la longitud de la celda. Una forma más sencilla y efectiva de realizar esto es utilizando la función de auto-correlación como se detalla en la sección a continuación.

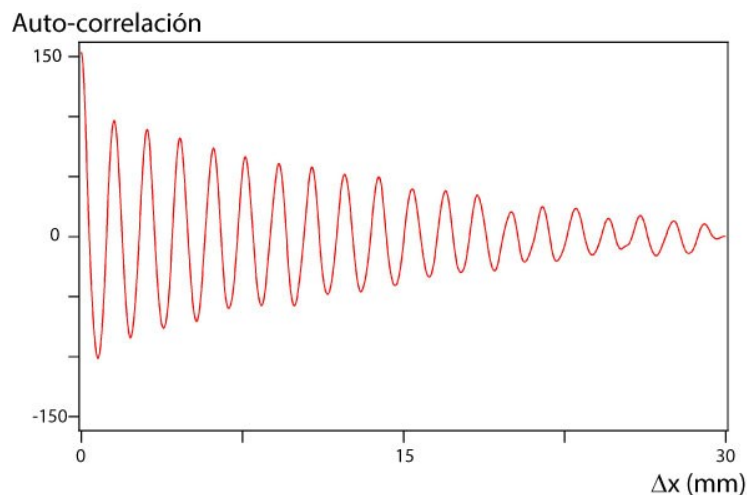
### 5.2.2 Determinación de la longitud de onda de la inestabilidad: $\lambda$

Partiendo del diagrama espacio-temporal corregido, se realiza un análisis que caracteriza el valor de la longitud de onda  $\lambda$  correspondiente a la distribución de las bandas formadas en la celda, es decir, la distancia característica entre dos de ellas consecutivas.

Para ello, como se mencionó anteriormente, se utilizó la función de auto-correlación lineal. Se comienza tomando la variación de niveles de grises corregidos a lo largo de la celda para un tiempo  $t$  determinado. En otras palabras, para un dado  $t$ , se ingresa con éste en el diagrama de la figura 5.11 se extrae el valor de la función en  $x$ . Esa función la llamaremos  $f_t(x)$ , para un dado  $t$ . Luego se realiza el mismo procedimiento para  $x + \Delta x$ , obteniendo  $f_t(x + \Delta x)$ , y así sucesivamente para todos los valores posibles de  $x$ :

$$F_t(\Delta x) = \sum_{x=0}^{x_{final}} f_t(x) \cdot f_t(x + \Delta x) \quad \text{Ecuación 5.1}$$

La  $F_t(\Delta x)$  es el valor de la función de auto-correlación para el tiempo  $t$  y un determinado  $\Delta x$ ; después de realizar este procedimiento para todos los  $\Delta x$  posibles, se obtiene una función como la graficada en la figura 5.12. En ella se pueden observar las oscilaciones características del fenómeno.



*Figura 5. 12: Resultado del cálculo de la función de auto-correlación para un tiempo  $t = 1$  s.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.*

Se debe notar que esta función nos devuelve un resultado para  $-30 \text{ mm} < \Delta x < 30 \text{ mm}$ , pero como posee una simetría alrededor del cero, sólo usamos la parte positiva del resultado.

Si ahora determinamos la posición  $\Delta x$  de cada uno de los picos tomando los máximos y los graficamos en función del número de picos acumulados, obtenemos una variación



lineal. La pendiente de la regresión lineal nos permite obtener el valor de la distancia media entre los picos, es decir, la longitud de onda característica  $\lambda$  de la experiencia para un  $t$  determinado (en el ejemplo  $t = 1$  s).

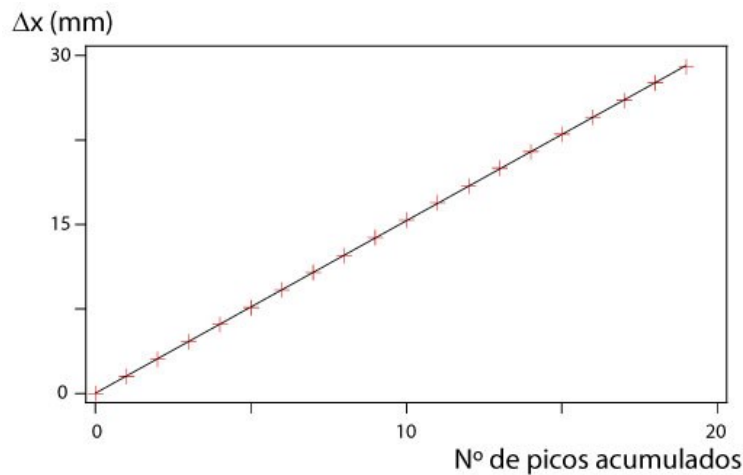


Figura 5. 13: Posición en  $\Delta x$  de los picos de la función de auto-correlación para  $t = 1$  s, en función del número de picos acumulados. La línea representa el ajuste lineal.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

De esta manera logramos cuantificar el valor de la longitud de onda de la inestabilidad  $\lambda$  para un dado tiempo  $t$ . Para verificar si este valor es único para toda la experiencia o si existe alguna variación temporal, se calculó la función de auto-correlación en la celda para todos los tiempos ( $t = 1,2, \dots, n$  s). Las variaciones resultantes se superponen consecutivamente en un único diagrama elaborando una nueva imagen como se realizó anteriormente con el espacio-temporal. En la figura 5.14 se puede observar un ejemplo, donde los niveles de grises representan los valores de la función de auto-correlación (cuanto más claro, mayor es el valor). En la misma figura se superpuso la curva roja que corresponde a la función de auto-correlación en el instante inicial  $t = 1$  s. Se ve que la posición de los máximos (y mínimos) de la función se mantienen globalmente constantes a lo largo del tiempo, y que las franjas blancas y negras se mantienen aproximadamente en la misma posición a lo largo del eje vertical. Sin embargo, aparece una pequeña modulación de esta posición a medida que el valor de  $\Delta x$  aumenta. Esta ondulación corresponde a una variación temporal periódica del valor de la longitud de onda  $\lambda$ , como se observa en la figura 5.15. Por ello se podrá decir que la distancia entre dos franjas, equivalente a  $\lambda$ , es globalmente invariante en el tiempo pues el sistema ya

se encuentra en estado estacionario, pero hay que hacer un análisis temporal con mayor detalle para confirmarlo, como se mostrará a continuación.

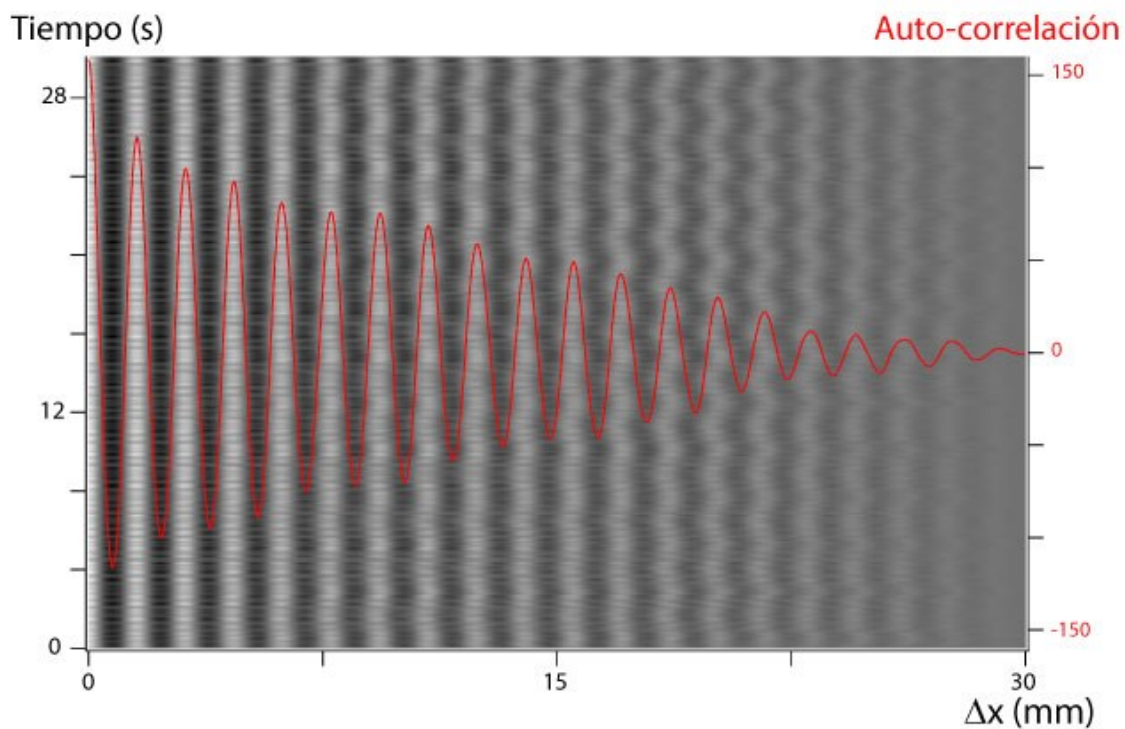


Figura 5. 14: Imagen resultante de la superposición temporal de las funciones de auto-correlación para todos los tiempo  $t$ . Los niveles de gris representan el valor de la función. Curva roja: función de auto-correlación en función de  $\Delta x$ , para un  $t = 1$  s.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

A partir de la figura 5.12, para un dado  $t$ , calculamos la función de auto-correlación y graficamos la posición de los máximos en función del número de picos acumulados (como en la figura 5.13). La pendiente de la regresión lineal nos permite obtener  $\lambda$ . Esta operación se realiza para todos los tiempos, en la figura 5.15 se graficaron los valores obtenidos.

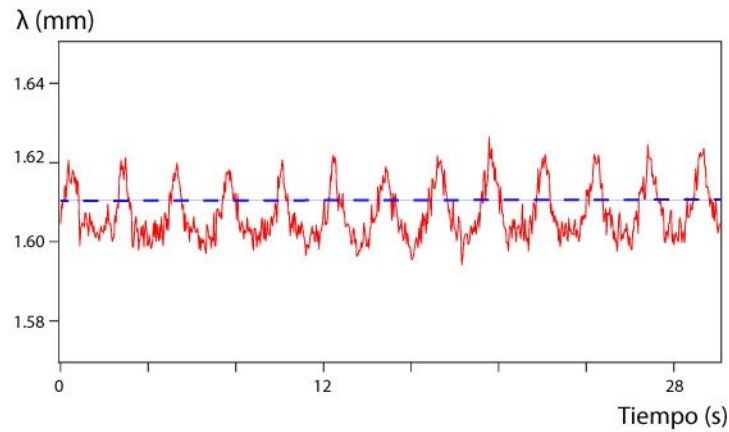


Figura 5. 15: Variación de  $\lambda$  en función del tiempo.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS 40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

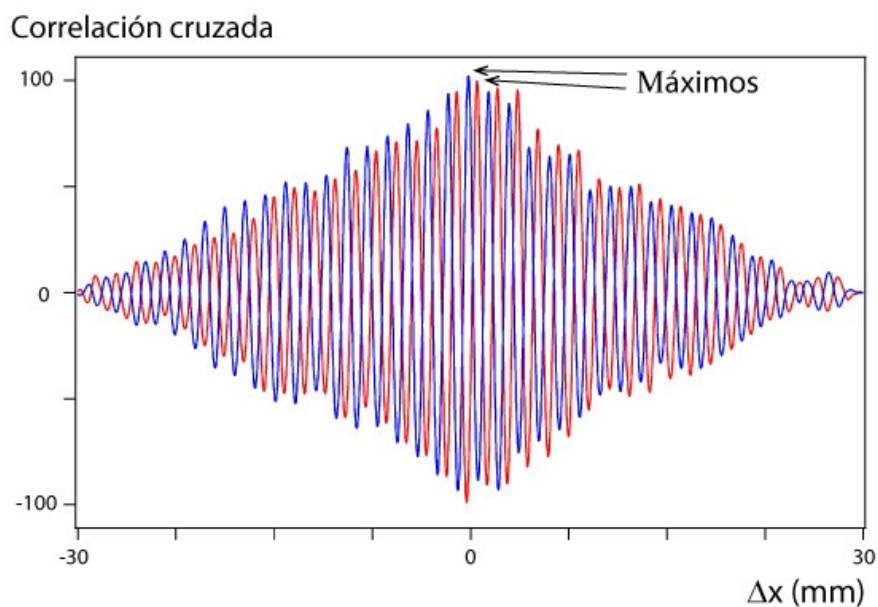
Se puede ver cuantitativamente la modulación ya observada en la figura 5.13, la desviación en el valor de  $\lambda$  respecto de la media con el tiempo es del orden de  $\sim 0,01$  mm ( $< 1$  %) por lo tanto se tomará su valor medio (línea punteada en la figura) como la longitud característica de la experiencia.

### 5.2.3 Determinación de la amplitud y el período de oscilación de las bandas formadas en la celda: $A_{cc}$ , $T$

Al final de la sección 5.2.1 dijimos que el valor de  $A_{cc}$  y  $T$  característicos de la oscilación de las estructuras pueden ser obtenidos del diagrama espacio-temporal corregido (figura 5.11). Sin embargo, dado que estamos trabajando a partir de las imágenes obtenidas de los videos en régimen estacionario y se tiene información con intervalos de tiempos cortos, se utilizó la función de correlación cruzada para obtener  $A_{cc}$  y  $T$  con mayor precisión. Esta correlación es similar a la función de auto-correlación utilizada anteriormente pero una de las funciones de entrada  $f_{t_0}(x)$ , la intensidad de luz transmitida en función de  $x$ , es fija para  $t = t_0$  (en nuestro análisis fijamos el tiempo inicial igual a  $t_0 = 0$ ), como muestra la ecuación 5.2. Para realizar el cálculo, al igual que para la auto-correlación se extraen las funciones de entrada del diagrama espacio-temporal corregido (figura 5.11).

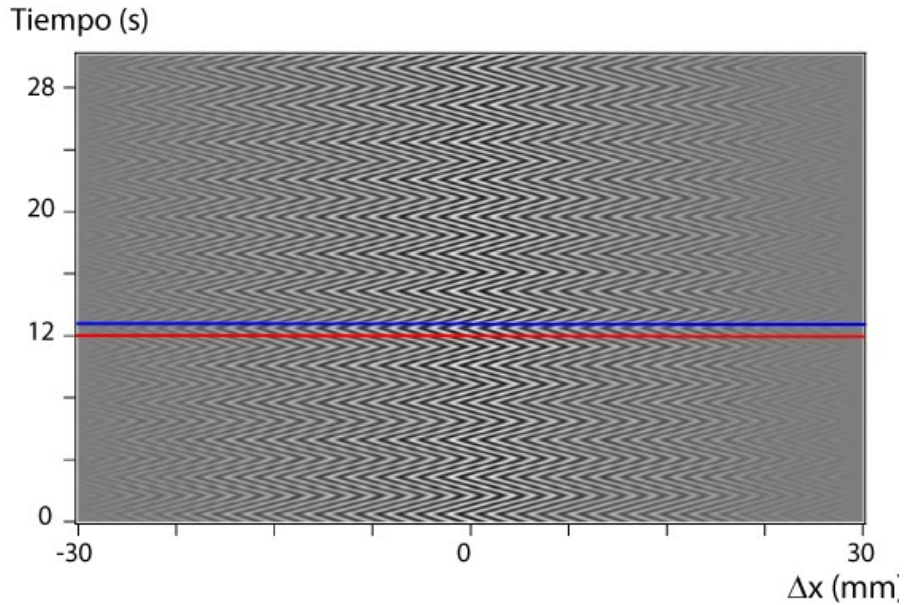
$$F_{t_0,t}(\Delta x) = \sum_{x=0}^{x_{final}} f_{t_0}(x) \cdot f_t(x + \Delta x) \quad \text{Ecuación 5.2}$$

Las funciones que se obtienen poseen una forma como las que se pueden observar en la figura 5.16. Esta función también se encuentra definida para un rango de longitud  $\Delta x$  del doble del real,  $-30 \text{ mm} < \Delta x < 30 \text{ mm}$ . La simetría se encuentra alrededor de otro valor dado por la relación que hay entre la posición que tiene la función temporal  $f_t(x + \Delta x)$  y la que se encuentra fijada en  $t_0$ ,  $f_{t_0}(x)$ . Ambas funciones poseen un movimiento oscilante con el tiempo, por ello se ve que a diferentes tiempos  $t$  aparece un desplazamiento del eje de simetría. En la figura 5.16 la curva roja corresponde a  $t = 12 \text{ s}$ , la azul a  $t = 13 \text{ s}$  y el desplazamiento entre ellas es constante igual a  $0,7 \text{ mm}$ .



*Figura 5. 16: Funciones de correlación cruzada para dos tiempos diferentes, correspondientes a las líneas marcadas en figura 5.17.  $T_b = 2,4 \text{ s}$ ;  $A_{ccb} = 3,6 \text{ mm}$ ;  $W = 7 \text{ mm}$ ;  $H = 0,7 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35 \%$ .*

A partir de la función de correlación cruzada para todo  $x$  y  $t$  construimos una nueva imagen resultante (figura 5.17). A diferencia de lo obtenido con la función de autocorrelación, en este caso como la simetría se presenta alrededor de diferentes posiciones a medida que transcurre el tiempo, se puede ver el movimiento oscilante que corresponde a las estructura de bandas. Nuevamente aquí los niveles de grises (entre -120 y 125) indican los valores de la función de correlación cruzada, siendo mayor cuanto más claro es.



*Figura 5. 17: Imagen formada por la superposición temporal de la función de correlación cruzada para todos los tiempos  $t$  y  $t_0 = 0$ . Las líneas roja y azul indican el tiempo  $t$  correspondiente a las curvas de la figura 5.16.  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.*

A partir de la imagen de la figura 5.17, podemos extraer el movimiento oscilante de una de las bandas en particular. La más sencilla de obtener es la que se encuentra más próxima de la posición  $\Delta x = 0$  que corresponde al pico máximo en la figura 5.16. Matemáticamente el procedimiento consiste en buscar la posición correspondiente al valor máximo de cada función de correlación cruzada, para cada uno de los tiempos. Luego podemos graficar esta posición  $\Delta x$  en función del tiempo.

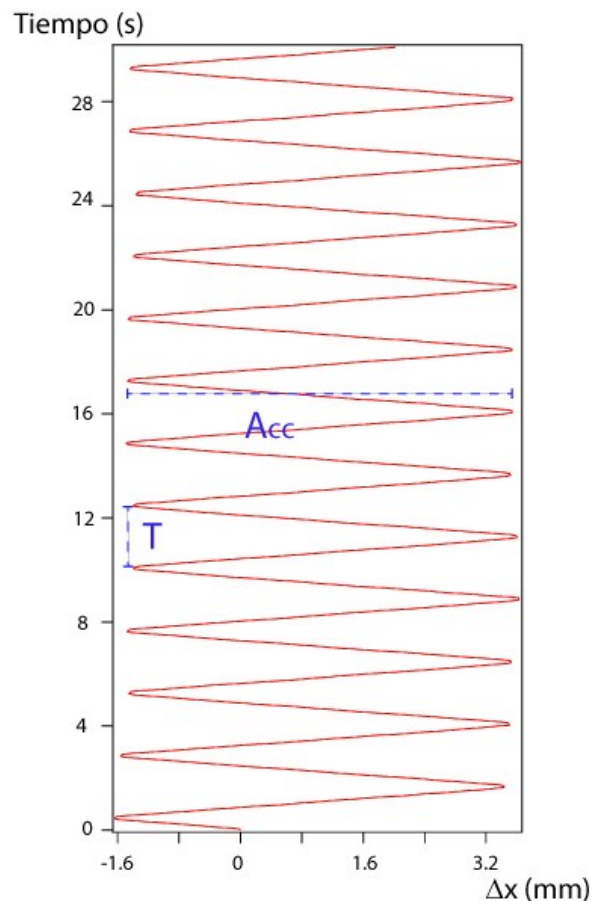


Figura 5. 18: Movimiento oscilante de la banda más próxima al  $\Delta x = 0$ .  $T_b = 2,4$  s;  $A_{ccb} = 3,6$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu$ m;  $\phi = 35$  %.

A partir del gráfico de la figura 5.18 se puede calcular la distancia entre la posición mínima y máxima de la función, que define  $A_{cc}$  y el intervalo de tiempo entre ir y regresar a la misma posición, el período  $T$  de la oscilación. Ambas pertenecen al movimiento de las bandas formadas en la celda. En este caso los valores son mucho más precisos que al realizar las mediciones directamente en el diagrama espacio-temporal (ampliación de la figura 5.11).

Después de aplicar todo el procedimiento descrito anteriormente a cada una de las experiencias se obtienen, por un lado, el valor de la longitud de onda característica  $\lambda$  y por el otro, la amplitud  $A_{cc}$  y el período  $T$  de la oscilación de la inestabilidad, que podremos comparar con los valores de  $A_{ccb}$  y  $T_b$  impuesto por la bomba de jeringas, como se muestra en la sección 5.4.

Resumen del análisis de imágenes:

De manera práctica se desarrolló un programa para interpretar las imágenes en Igor Pro, el cual puede ser resumido en los siguientes procedimientos, a partir de la película adquirida en régimen estacionario.

- 1.- Conversión a secuencia de imágenes;
- 2.- Selección de zona de interés, recorte de todas las imágenes, re-selección de zona y cálculo de la media suavizada → construcción del *diagrama espacio-temporal*;
- 3.- Corrección por variaciones espaciales y temporales en la iluminación, sustracción de la media temporal → Construcción del *diagrama espacio-temporal corregido*;
- 4.- Cálculo de las funciones de auto-correlación para todos los tiempos, regresión lineal de la posición  $\Delta x$  de los picos en función del número acumulado de éstos → *longitud de onda característica  $\lambda$*  instantánea para cada tiempo;
- 5.- Construcción de nueva imagen a partir de los valores de la función de auto-correlación; con el cálculo de  $\lambda$  para cada tiempo se realiza una regresión lineal de éstos en función del tiempo → Verificación de un *único valor promedio de  $\lambda$*  para cada experiencia;
- 6.- Cálculo de las funciones de correlación cruzada, construcción del diagrama de éstas para todos los tiempos, extracción del desplazamiento de una única banda → Medición de los valores de  $A_{cc}$  y  $T$ .

### 5.3 Geometría de la inestabilidad

Como se mostró anteriormente, el valor de la longitud de onda característica de cada experiencia se obtiene al realizar la función de auto-correlación lineal a partir del diagrama espacio-temporal corregido. A continuación se muestran las diferentes formas espaciales que pueden tener las bandas. Debido a que la visualización directa de las imágenes es compleja, utilizaremos tanto el diagrama espacio-temporal corregido como la curva resultante de realizar el promedio temporal de la función de auto-correlación para cada experiencia.



- Bandas “finas”

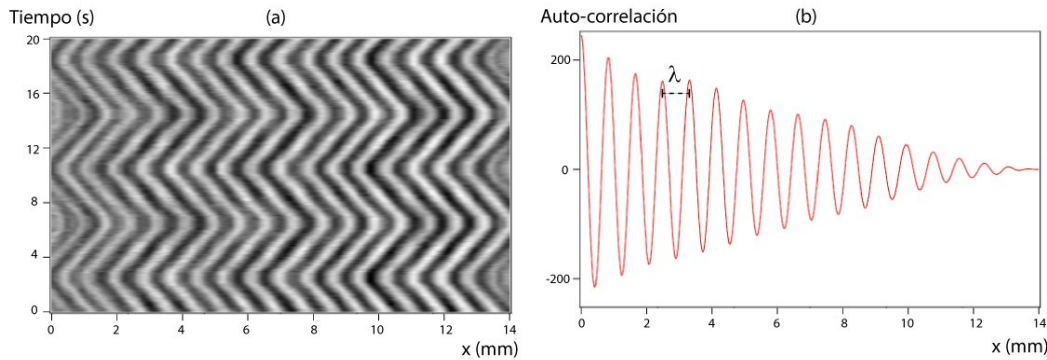


Figura 5. 19: Bandas finas. (a) Diagrama espacio temporal corregido. (b) Función de auto-correlación lineal promediada para todo  $t$ .  $T_b=8$  s;  $A_{ccb}=1,7$  mm;  $W=7$  mm;  $H=0,7$  mm;  $L=100$  mm; agua-glicerina 21%; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi=35\%$ .

Una de las formas típicas encontradas en los diagramas espacio-temporales es la que se observa en la figura 5.19 (a), donde se tiene una distribución estacionaria de bandas en la celda que denominamos “finas”. Si nos concentramos en la variación temporal podemos identificar el movimiento en zigzag realizado por las bandas. Por otro lado si observamos la variación espacial para un instante dado  $t$ , más específicamente la estructura que presenta la distribución de las bandas en  $x$ , se puede notar que existe un patrón formado por las zonas con diferentes concentraciones de partículas. En este caso se tiene una línea clara y una línea oscura de forma alternada, es decir, menor y mayor concentración respectivamente, que se corresponden con los máximos y mínimos de la función representada a la derecha.

La función de auto-correlación promediada temporalmente típica que se obtiene a partir de un diagrama que posee esa estructura se representa en la figura 5.19 (b). Puede observarse, en este caso, que la distancia entre dos picos consecutivos de la función es constante y esa distancia cuantificará la longitud de onda característica  $\lambda$ .

- Bandas “dobles”



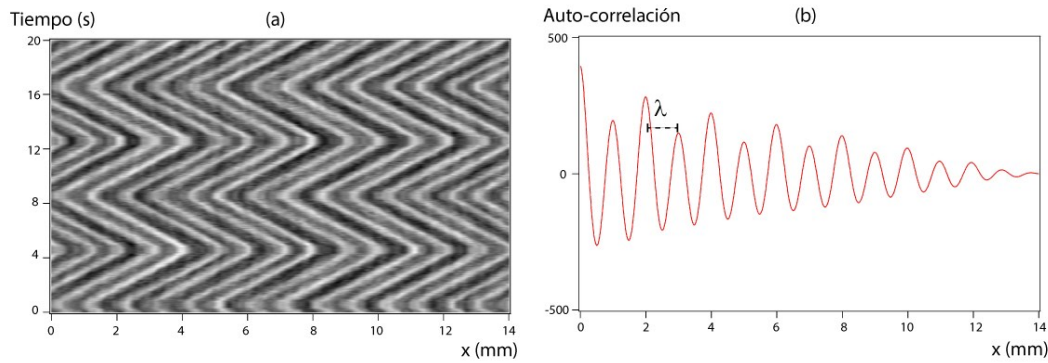


Figura 5. 20: Bandas dobles. (a) Diagrama espacio temporal corregido. (b) Función de auto-correlación lineal.  $T_b = 8 \text{ s}$ ;  $A_{ccb} = 3,6 \text{ mm}$ ;  $W = 7 \text{ mm}$ ;  $H = 0,7 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35 \%$ .

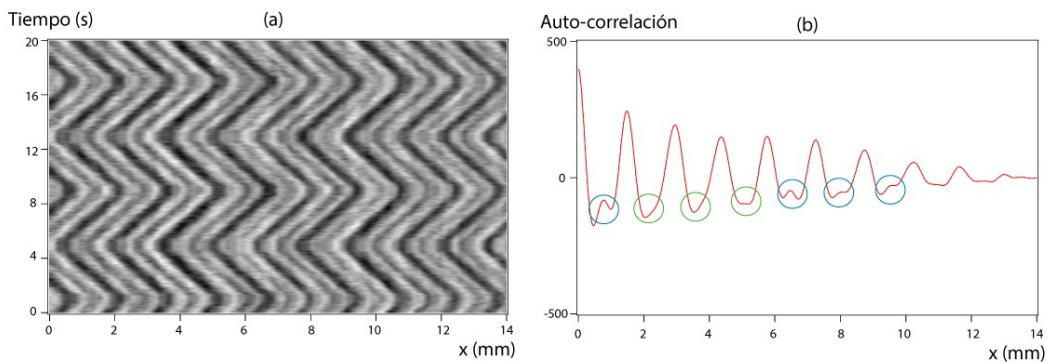
Otra estructura típica observada en los diagramas espacio-temporales es la que se muestra en la figura 5.20 (a) y que denominamos bandas “dobles”. Si observamos la variación temporal vemos nuevamente el movimiento oscilante que realizan las bandas. Sin embargo, la variación espacial revela la existencia de un conjunto de rayas que se repiten secuencialmente en el espacio: una línea gris oscura, una clara, una intermedia y nuevamente otra clara. Esto muestra que ya no son simplemente dos zonas con diferentes concentraciones, como en el caso anterior, sino que por lo menos existen cuatro tipos de líneas con distintas concentraciones de partículas.

Para comprender mejor esta estructura se puede ver el resultado obtenido con la función de auto-correlación, en la figura 5.20 (b). En el gráfico, podemos ver de manera intercalada un pico alto y otro un poco más bajo; el primero, representa una correlación buena, mientras que el bajo una correlación menor. Luego aparece otro pico alto indicando que la correlación nuevamente es buena y del mismo orden que el pico alto anterior. Sin embargo, en este caso se va a definir la longitud de onda  $\lambda$  como la distancia entre dos picos consecutivos de la función de auto-correlación sin importar su amplitud, es decir, independientemente del nivel de la correlación que se presenta en cada posición.

#### - Bandas “gruesas”

Una tercera forma típica observada en la distribución espacial de las bandas es la que se visualiza tanto en la figura 5.21 como en la 5.22. Para una mejor comprensión de este tipo de distribuciones, es conveniente analizarlas a partir de la función de auto-

correlación. En la representación de la figura 5.21 (b) se ve que el pico de menor amplitud que aparecía anteriormente para el caso de bandas dobles se va perdiendo, por lo cual se puede considerar que este caso es un límite del descrito anteriormente, donde dos bandas están próximas a juntarse y colapsar en una sola. Esto es, en las zonas dentro de los círculos azules se observa un pico muy leve entre dos picos bien marcados, mientras que dentro de los círculos verdes directamente no hay presencia del pico de menor amplitud. La distancia entre estos dos tipos de picos continúa siendo del orden de  $\lambda$  como antes, cuando ambos picos poseían la misma amplitud.



*Figura 5. 21: Bandas gruesas. (a) Diagrama espacio temporal corregido. (b) Función de auto-correlación lineal.  $T_b = 8$  s;  $A_{ccb} = 2,15$  mm;  $W = 7$  mm;  $H = 0,7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.*

En la figura 5.22 (b) se tiene otro ejemplo en donde el límite se puede observar mejor, donde la función de auto-correlación no tiene picos de menor amplitud. Si se comparan los diagramas espacio-temporales de ambas figuras (5.21 (a) y 5.22 (a)), cuando los picos intermedios desaparecen completamente aparecen líneas más anchas con un nivel de gris similar, es decir, con una concentración de partículas más uniforme. Se podría pensar que la formación de esta estructura se debe a la asociación de dos bandas consecutivas; a este caso se lo denominó bandas “gruesas”.

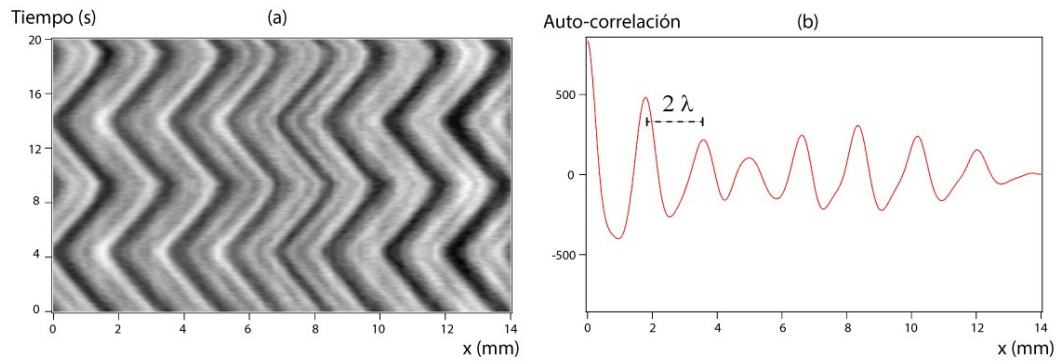


Figura 5. 22: Bandas gruesas. (a) Diagrama espacio temporal corregido. (b) Función de auto-correlación lineal.  $T_b = 9,6 \text{ s}$ ;  $A_{ccb} = 1,95 \text{ mm}$ ;  $W = 7 \text{ mm}$ ;  $H = 0,7 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35 \%$ .

Por todo lo dicho anteriormente al momento de definir el valor de la longitud de onda característica se consideró que la distancia entre dos picos consecutivos de la función de auto-correlación no representa  $\lambda$  sino dos veces ésta.

En el transcurso de este estudio nos centraremos en caracterizar el valor de la longitud de onda de las bandas y ver la influencia sobre ésta, variando diferentes parámetros como: la amplitud y el período de oscilación, la geometría de la celda (particularmente su espesor), la concentración, el tamaño y el material de las partículas, entre otros. Por lo cual no nos focalizaremos en el análisis de las estructuras de las bandas formadas en la celda, pero sí utilizaremos la clasificación para definir el valor de  $\lambda$  correspondiente a cada experiencia.

## 5.4 Relación entre los parámetros impuestos por la bomba y los medidos en las experiencias

Para lograr entender los parámetros que influyen sobre la inestabilidad se realizaron diferentes experiencias.

En una primera instancia se trabajó en la celda#2 ( $H = 0.4\text{mm}$ ), ver tabla 5.1, en ella se utilizó una suspensión de partículas esféricas de poliestireno de  $40 \mu\text{m}$  de diámetro en una solución de agua con glicerina al 21 % (suspensión #1) de forma tal de obtener

una suspensión iso-densa garantizando la flotabilidad neutra de las partículas. Se realizaron experiencias con amplitudes generadas por la bomba ( $A_{ccb}$ ) entre 0,5 y 4 mm, los períodos ( $T_b$ ) se variaron entre 0,4 y 15 s, para concentraciones de partículas ( $\phi$ ) entre 15 y 40 % en intervalos de 5 %.

Una vez realizado el análisis correspondiente a cada una de las experiencias, se obtuvieron los valores de  $A_{cc}$  y  $T$ , parámetros característicos de las bandas de concentraciones diferentes formadas en la celda. Comenzaremos entonces viendo cómo se relacionan éstos con los valores impuestos en la bomba de jeringas  $A_{ccb}$  y  $T_b$ . La figura 5.23 representa las variaciones del período  $T$  en función de  $T_b$  para todas las amplitudes de movimiento impuestas.

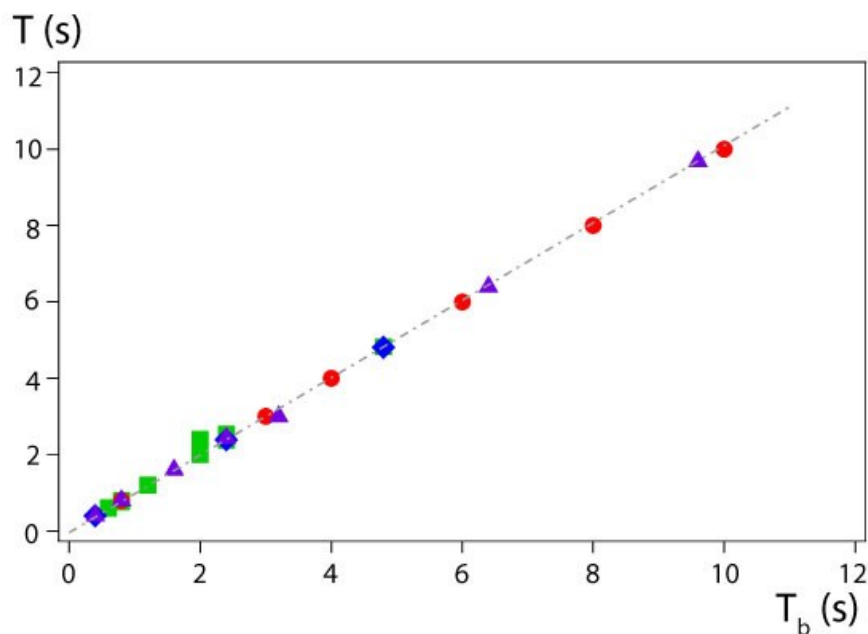


Figura 5. 23: Relación entre el período obtenido del análisis de las imágenes ( $T$ ) y el período ( $T_b$ ) impuesto por la bomba.  $W = 8$  mm;  $H = 0,4$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ .  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .

Se puede ver que la relación entre los períodos es lineal y de pendiente igual a 1, esto muestra que las bandas de diferentes concentraciones de partículas oscilan con el mismo período que la suspensión, independientemente de la amplitud. Esto indica que las bandas de partículas no poseen un período propio de oscilación generado por la oscilación del fluido impulsado por la bomba de jeringas.

Para realizar la comparación entre las amplitudes, primero realizamos el cálculo de  $A_{ccb}$  a partir del volumen inyectado/succionado por la bomba ( $V_{iny/suc}$ ) durante un determinado tiempo ( $T_b/2$ ), para ello es necesario utilizar el valor de la sección de la celda como se muestra a continuación:

$$A_{ccb} = \frac{V_{iny/suc}}{W H} = v_{media\ bomba} \frac{T_b}{2} \quad \text{Ecuación 5.3}$$

Donde  $W$  es el ancho,  $H$  el espesor de la celda. y  $v_{media\ bomba}$  es la velocidad media teórica del movimiento que realiza el fluido en el interior de la celda, impulsado por la bomba.

En la figura 5.24 se grafica la relación entre las amplitudes, donde  $A_{cc}$  se corresponde con el desplazamiento medio de las bandas formadas en la celda y  $A_{ccb}$  representa el valor de la amplitud media teórica del desplazamiento global del fluido. Se observa que a medida que  $A_{ccb}$  aumenta, la amplitud de las bandas también lo hacen (estos valores poseen una dispersión alta entre ellos). Sin embargo, se ve que para la suspensión con una concentración del 35 %, los valores se organizan siguiendo la variación ideal de pendiente igual a 1, indicando que ambas amplitudes poseen el mismo orden de magnitud. En cuanto a la dispersión de valores que se presenta, se podría pensar que es debido a los diferentes valores del período dado que al momento de realizar el cálculo del  $V_{iny/suc}$  se ingresa un mayor error cuando el  $T_b$  es menor.

Por ello, se decidió realizar directamente el cálculo de las velocidades de desplazamiento, tanto generada por la bomba como medida en las bandas, para luego representarlas y lograr tener una mejor comparación pues de esta manera, se relacionan el valor de la amplitud y el del período que se corresponden para cada experiencia.

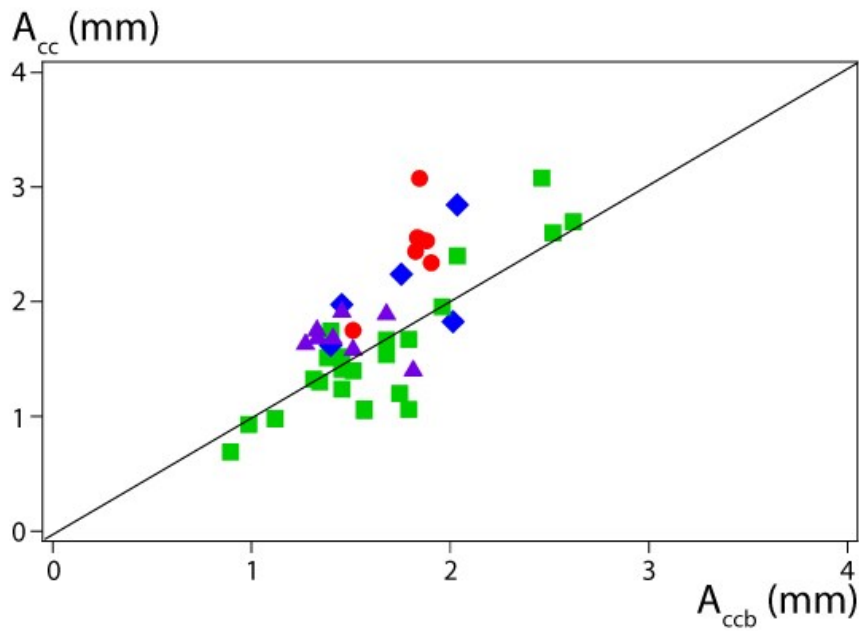


Figura 5. 24: Relación entre la amplitud obtenida del análisis de las imágenes ( $A_{cc}$ ) y la amplitud ( $A_{ccb}$ ) impuesta por la bomba. La recta con pendiente uno marca el lugar en donde ambas serían iguales. .  $W = 8 \text{ mm}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ .  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .

La velocidad de desplazamiento de las bandas dentro de la celda se calculó a partir de sus parámetros característicos como:

$$v_{\text{media bandas}} = \frac{A_{cc}}{T/2} \quad \text{Ecuación 5.4}$$

En la figura 5.25 se grafica la variación de la  $v_{\text{media bomba}}$  en función de la  $v_{\text{media bandas}}$ .

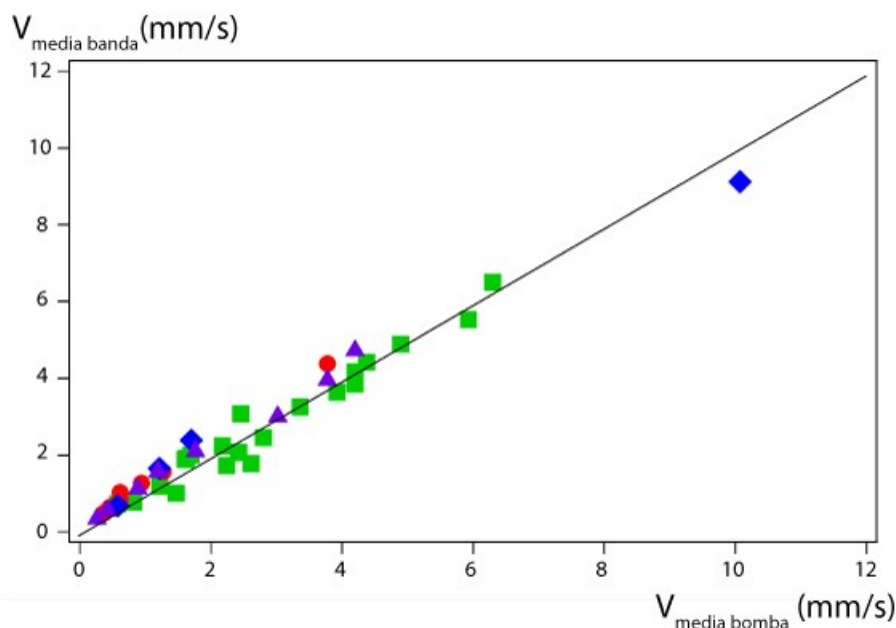


Figura 5. 25: Relación entre  $V_{media\ banda}$  y la  $V_{media\ bomba}$  correspondiente al desplazamiento del fluido. La recta con pendiente uno marca el lugar en donde ambas serían iguales.  $W = 8\text{ mm}$ ;  $H = 0,4\text{ mm}$ ;  $L = 100\text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ .  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .

Se observa que la velocidad con la que se desplazan las bandas varía linealmente con la generada por la bomba de jeringas, por lo cual podemos decir que las estructuras de partículas formadas en la celda se mueven solidarias al movimiento del fluido.

Dado que tanto la amplitud como el período resultan del mismo orden de magnitud, a través del cálculo realizado con los parámetros ingresados en la bomba y del análisis de imágenes, se podrían utilizar uno u otro indistintamente. Sin embargo, durante el transcurso de todo el estudio se utilizarán los valores obtenidos del análisis  $A_{cc}$  y  $T$ , ya que estos son los que podemos observar experimentalmente y son más precisos que los obtenidos a partir del cálculo teórico que surge del flujo de la bomba.

En la sección siguiente analizaremos la influencia de los diferentes parámetros físicos y geométricos sobre el valor de  $\lambda$ , usaremos la  $A_{cc}$  y  $T$  correspondientes a las bandas para realizar las representaciones.

## 5.5 Influencia de los parámetros experimentales sobre la longitud de onda característica

Una vez obtenido el valor de la longitud de onda  $\lambda$  característica para cada una de las experiencias realizadas a partir del tratamiento de las imágenes mostrado anteriormente, se analizará cómo es la dependencia de este valor con respecto a diferentes parámetros, tanto de la suspensión ( $\phi, d$ ), como de la geometría de la celda ( $H, L$ ), y del movimiento del fluido ( $A_{ccb}, T_b$ ).

### 5.5.1 Influencia de la concentración de partículas: $\phi$

Se comenzó estudiando la formación de la inestabilidad en la celda#2 ( $W = 8\text{ mm}, H = 0.4\text{ mm}, L = 100\text{ mm}$ ) con suspensión#1 (agua-glicerina 21 %) y concentraciones ( $\phi$ ), de partículas esféricas de poliestireno de 40 micrones de diámetro, entre 15 y 40 % en intervalos de 5 %.

En la figura 5.26 se representaron los valores de  $A_{cc}$  obtenidos en función del período  $T$  para todas las experiencias realizadas. Se puede ver que sólo se observaron bandas para concentraciones mayores al 25 %. Por otro lado, cuando se trabajó con un 40 % de partículas se generaron bloqueos tanto en las tuberías como en la entrada de la celda dado que allí existen cambios de secciones al flujo, por lo cual las partículas se atascan impidiendo la circulación de suspensión de concentración homogénea. Por ello se realizó una dilución de esta última hasta un 37 % donde sí se pudieron realizar las experiencias de forma controlada.

La figura 5.26 muestra los pares de amplitud  $A_{cc}$  y períodos  $T$ , para concentraciones entre 25 % y 37 %, en los cuales se encontró la existencia de la inestabilidad. A partir de este gráfico, se podría pensar que para cada  $T$  existe un valor de la amplitud mínimo y otro máximo que limitan la zona en donde se observa la aparición de bandas en la celda. Sin embargo, para conocer los límites exactos de esta zona, es necesario realizar una gran cantidad de experiencias, por ejemplo, dejando el período fijo y variando la amplitud.



En esta sección del estudio nos concentramos en analizar la influencia de la concentración de partículas presentes en la suspensión, por ello la mayoría de las experiencias que se realizaron fueron con un único valor de la amplitud y variando el período de la oscilación. Excepto para  $T = 0,8$  y  $2,4$  s en donde sí se exploró el rango de amplitudes posibles, con una concentración del 35 %.

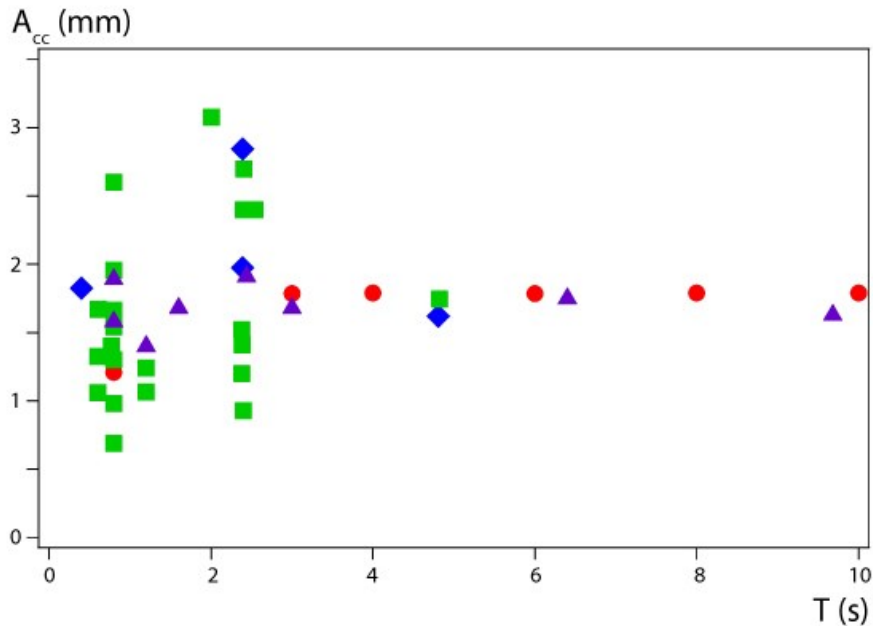


Figura 5. 26: Mapa  $A_{cc}$ ,  $T$  para los cuales se observaron bandas en experiencias a diferentes concentraciones.  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .  $W = 8$  mm;  $H = 0,4$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ .

Al analizar las imágenes utilizando el procedimiento mostrado anteriormente también se obtuvo el valor de la longitud de onda característica  $\lambda$  en cada una de las experiencias. En la figura 5.27 hemos representado la longitud de onda característica para diferentes concentraciones en la celda de  $0,4$  mm de espesor y para amplitudes del mismo orden de magnitud (entre  $1,5$  y  $2,5$  mm). Se ve que  $\lambda$  es independiente de la concentración de partículas presentes en la suspensión, por lo menos en la gama de valores estudiados. Además, se puede ver que su valor es  $\lambda \sim 2H$  constante con  $T$  ( $\lambda = 0.80 \pm 0.15$  mm) para un pequeño rango de amplitudes, de forma tal de poder considerar  $A_{cc} \sim cte$ . Más adelante observaremos si esta relación se mantiene cuando se modifica el valor del espesor  $H$  de la celda.

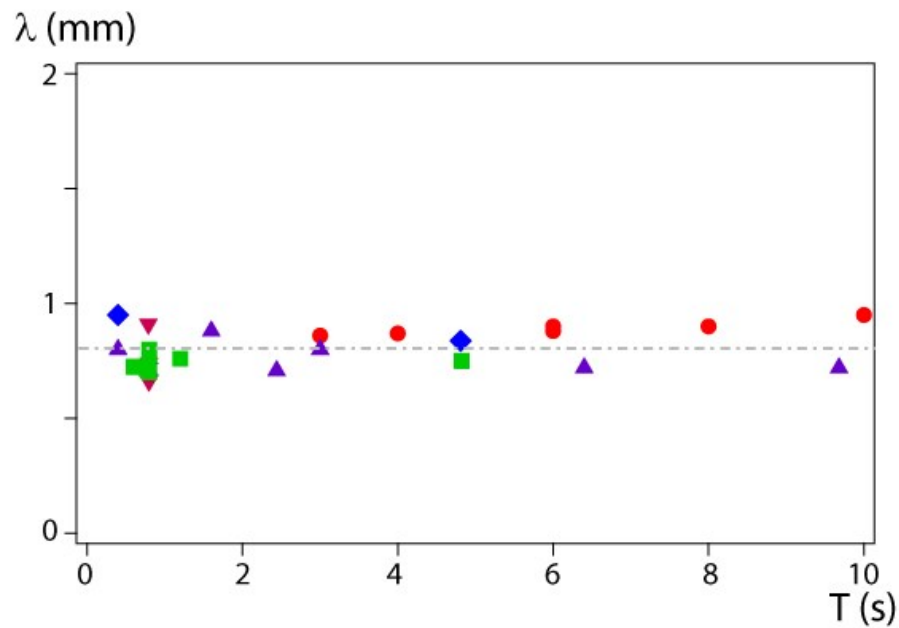


Figura 5. 27:  $\lambda$  en función de  $T$  para experiencias a diferentes concentraciones y amplitudes  $1,4\text{mm} < A_{cc} < 2,4\text{mm}$  mostradas en fig 5.26.  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .  $W = 8\text{mm}$ ;  $H = 0,4\text{mm}$ ;  $L = 100\text{mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ .

En la figura 5.28 hemos graficado la variación de  $\lambda$  con la amplitud  $A_{cc}$ , en este caso la longitud de onda crece linealmente con  $A_{cc}$  e independientemente de la concentración. La pendiente media, obtenida de realizar una regresión lineal para todos los datos, tiene un valor de  $\sim 0,173$ .

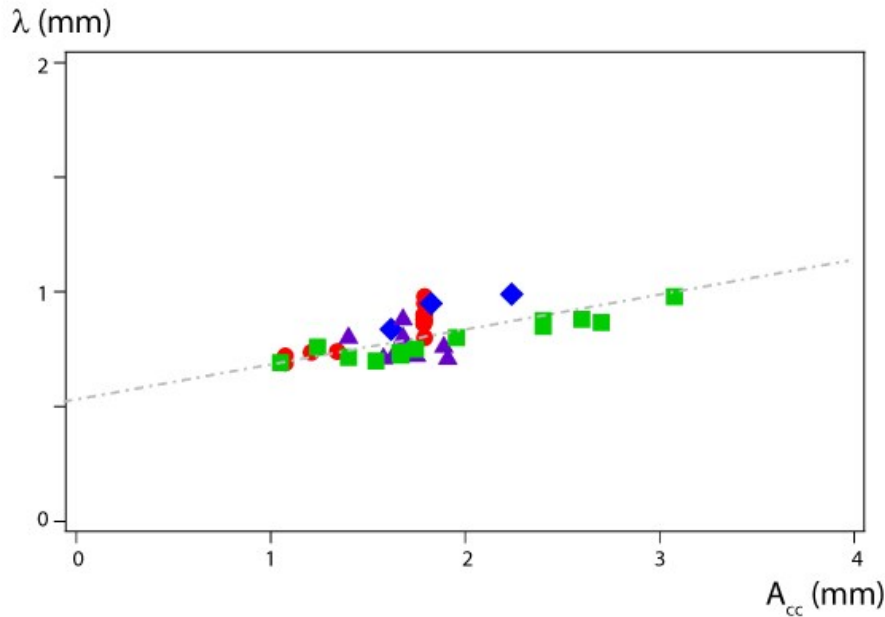


Figura 5. 28:  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para experiencias a diferentes concentraciones y todos los períodos  $T$  mostrados en la fig 5.26.  $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .  $W = 8\text{ mm}$ ;  $H = 0,4\text{ mm}$ ;  $L = 100\text{ mm}$ ; agua-glicerina 21 %; partículas de PS 40  $\mu\text{m}$ .

Las figuras 5.27 y 5.28 muestran que  $\lambda$  no depende de la concentración de partículas  $\phi$  para el rango de concentración de trabajo de las experiencias, entre 25 y 37 %.

### 5.5.2 Influencia del espesor de la celda $H$

En esta sección, se modifica el valor del espesor  $H$  de la celda para analizar cómo es su influencia sobre el valor de  $\lambda$  y sobre el rango de  $A_{cc}$ ,  $T$  donde existen bandas. Para realizar esto se compararon las experiencias realizadas en todas las celdas disponibles.

En el caso de la celda#5 ( $H = 1\text{ mm}$ ) nuevamente se usó la suspensión#1. En esta celda se pudieron realizar experiencias con concentración de 40 % dado que la apertura es mayor y no se generaron los bloqueos anteriormente mencionados.

En la celda#4 ( $H = 0,7\text{ mm}$ ) sólo nos focalizamos en una concentración del 35 % de suspensión#1 ya que las bandas se visualizan muy bien y se evitan los bloqueos. Finalmente en la celda#3 ( $H = 0,5\text{ mm}$ ) también se realizaron experiencias con suspensión#1 al 35 % de concentración.

A partir del análisis de imágenes de las experiencias se obtuvieron tanto los valores de los parámetros donde aparecen las bandas como los valores de longitudes de onda  $\lambda$ . Se realizaron los mismos gráficos anteriormente presentados para cada una de las geometrías estudiadas.

### Celda#5 $H=1$ mm

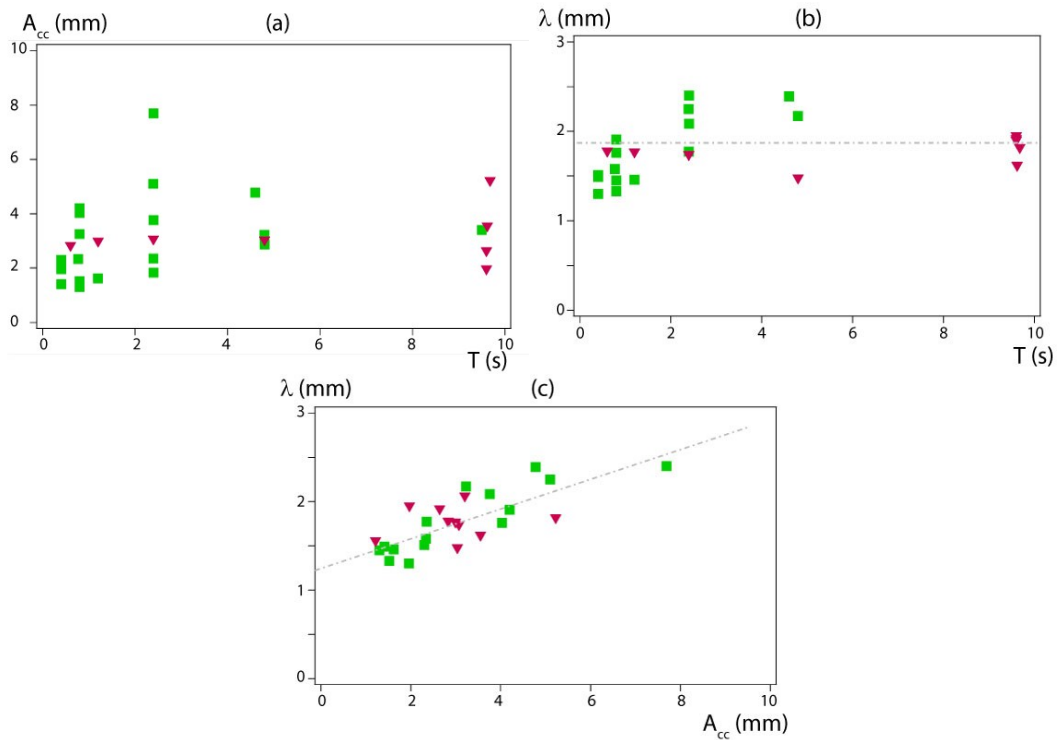


Figura 5. 29: (a) Mapa  $A_{cc}$ ,  $T$  para los cuales se observaron bandas en el espesor  $H = 1$  mm. (b)  $\lambda$  en función de  $T$  para el espesor  $H = 1$  mm y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (c)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para el espesor  $H = 1$  mm y todos los períodos  $T$ .  $W = 10$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ . ■:  $\phi = 35\%$  ▼:  $\phi = 40\%$ .

En la figura 5.29 se muestran los resultados obtenidos para la celda#5 de  $H = 1$  mm, siendo éste el más grande utilizado. Se ve nuevamente que el valor medio de la longitud de onda no varía esencialmente con el período y es del orden del doble del espesor de la celda,  $\lambda = (1.9 \pm 0.5)$  mm. En cuanto a su funcionalidad con la amplitud, para esta apertura se observa una variación lineal que crece como  $\lambda \sim 1,2 + 0,15 A_{cc}$ . Además, podemos constatar una vez más que  $\lambda$  no depende de la concentración de partículas en el rango estudiado.

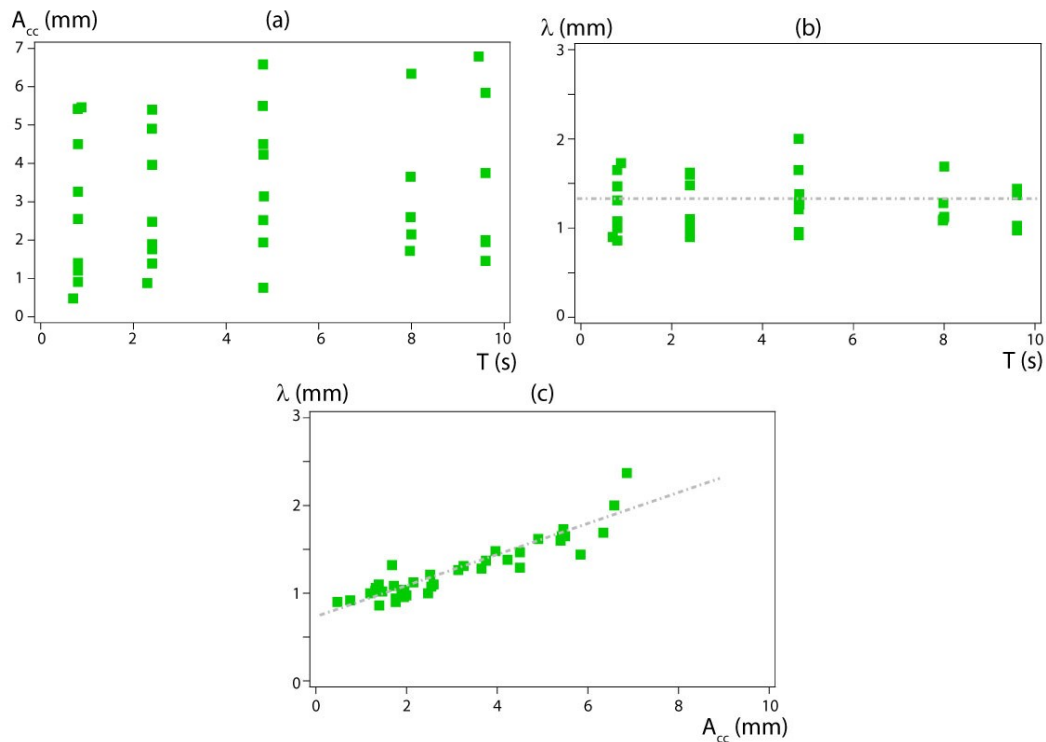
**Celda#4  $H=0,7$  mm**

Figura 5. 30: (a) Mapa  $A_{cc}$ ,  $T$  para el espesor  $H = 0,7$  mm. (b)  $\lambda$  en función de  $T$  para el espesor  $H = 0,7$  mm y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (c)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para el espesor  $H = 0,7$  mm y todos los períodos  $T$ .  $W = 7$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS40  $\mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %.

En la figura 5.30 se muestran los resultados obtenidos en la celda#4 ( $H = 0,7$  mm), correspondiente a un valor de espesor intermedio. Para esta celda y con una concentración del 35 %, nos centramos en buscar los límites para los cuales existe la inestabilidad, figura 5.30 (a).

En (c) se observa nuevamente la tendencia a aumentar del valor de la longitud de onda con la amplitud de la oscilación, mientras que con respecto al período (b) podría inferirse que la dispersión de puntos tiene un valor medio aproximadamente constante y del orden del doble de la apertura de la celda ( $\lambda = 1,4 \pm 0.6$  mm) como lo observado en los casos anteriores, pero su variabilidad es un poco mayor. Sin embargo hay que recordar que esos puntos corresponden a todas las diferentes amplitudes trabajadas.

**Celda#3  $H=0,5\text{ mm}$** 

Finalmente en la celda#3 ( $H = 0,5\text{ mm}$ ), donde la apertura es un poco mayor que para la celda#2 ( $H = 0,4\text{ mm}$ ) se observaron resultados similares a los obtenidos anteriormente.  $\lambda$  varía con la amplitud linealmente  $\lambda \sim 0,6 + 0,17 A_{cc}$ , mientras que, con respecto al período de la oscilación es nuevamente constante y en este caso igual a  $\lambda = (1,0 \pm 0,2)\text{ mm}$ .

Finalmente se realizó una normalización con el valor del espesor de la celda  $H$ , de forma tal de poder juntar y comparar los resultados obtenidos de todas las experiencias realizadas en todas las celdas. En la figura 5.31 se representa  $\lambda/H$  en función de la relación entre la amplitud de la inestabilidad y  $H$ .

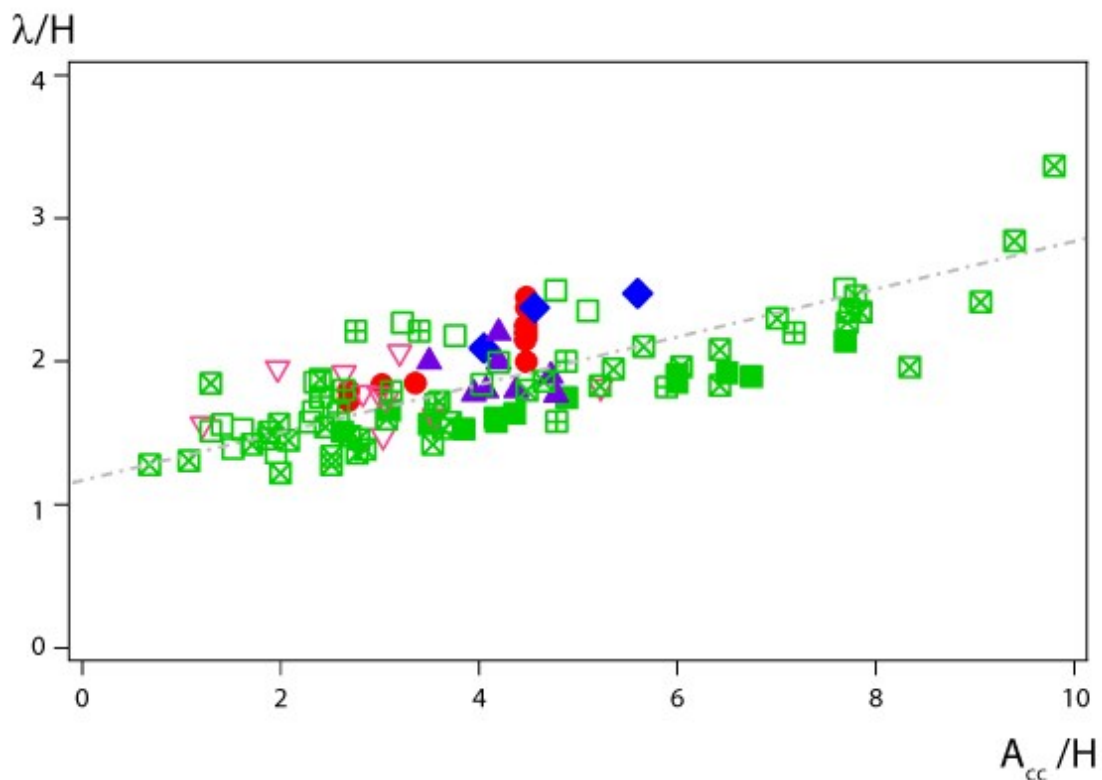


Figura 5. 31:  $\lambda$  normalizado por el espesor de la celda  $H$  en función de la relación entre la amplitud de la oscilación y  $H$ , para las experiencias realizadas en diferentes celdas y todos los períodos  $T$ . Agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40\text{ }\mu\text{m}$ .  $H = 0,4\text{ mm}$   $\blacklozenge$ :  $\phi = 25\%$   $\bullet$ :  $\phi = 30\%$   $\blacksquare$ :  $\phi = 35\%$   $\blacktriangle$ :  $\phi = 37\%$ .  $H = 0,5\text{ mm}$   $\boxplus$ :  $\phi = 35\%$ .  $H = 0,7\text{ mm}$   $\boxtimes$ :  $\phi = 35\%$ .  $H = 1\text{ mm}$   $\square$ :  $\phi = 35\%$   $\nabla$ :  $\phi = 40\%$ .

Podemos observar que existe un colapso satisfactorio de todos los resultados obtenidos en diferentes celdas con diferentes aperturas, períodos de oscilación y concentraciones de partículas. Siendo el incremento aproximadamente lineal,

$$\frac{\lambda}{H} = 1,1 + 0,17 \frac{A_{cc}}{H}$$

### 5.5.3 Influencia del material de las partículas

Se realizaron nuevamente experiencias en la celda#2 ( $H = 0,4 \text{ mm}$ ) y en la celda#5 ( $H = 1 \text{ mm}$ ), con partículas esféricas de PMMA de  $40 \mu\text{m}$  de diámetro en una solución de agua salada, suspensión #2 (ver tabla 5.2) dado que de esta manera sólo se modificó la densidad de la suspensión pero se mantiene la misma viscosidad que la mezcla agua-glicerina utilizada anteriormente con partículas de poliestireno (PS).

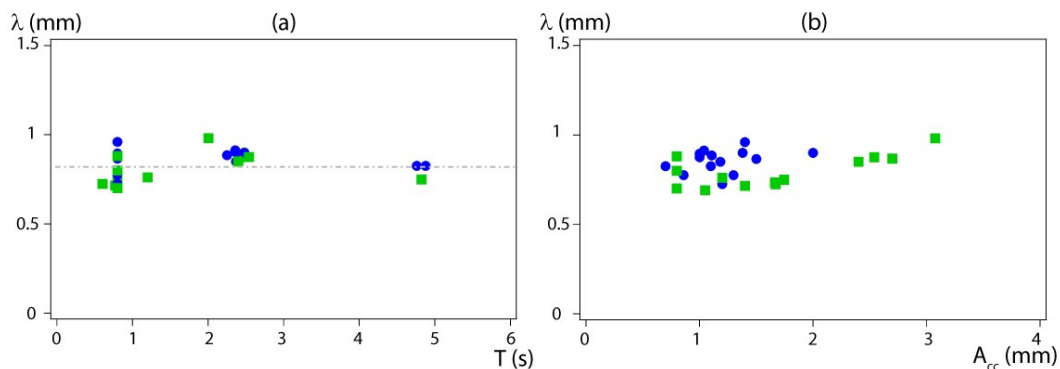


Figura 5. 32: Variaciones de  $\lambda$  para diferentes tipos de partículas,  $\phi = 35 \%$ ,  $W = 8 \text{ mm}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ . (a)  $\lambda$  en función de  $T$  y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (b)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  y todos los períodos  $T$ . ■: Agua-glicerina 21 %; partículas de PS 40  $\mu\text{m}$ . ●: Agua-NaCl 24 %; partículas de PMMA 40  $\mu\text{m}$ .

En la figura 5.32 se muestran los resultados obtenidos con ambos materiales en la celda#2 ( $H = 0,4 \text{ mm}$ ) y en la figura 5.33 los correspondientes a la celda#5 ( $H = 1 \text{ mm}$ ). Puede observarse que el cambio en el tipo de partículas en suspensión no modifica de manera significativa la longitud de onda, su valor medio permanece constante e igual a  $0,82 \pm 0,15 \text{ mm}$  en función del período para  $H = 0,4 \text{ mm}$  e igual a  $1,8 \pm 0,6 \text{ mm}$  para  $H = 1 \text{ mm}$ .

Dado que se trabajó en un similar dominio de amplitud y período, a partir de este resultado vamos a poder continuar el estudio utilizando indistintamente uno u otro tipo de partículas. En particular podremos realizar experiencias con una mezcla fluido-partículas del mismo índice de refracción de la luz, esto se obtiene con la suspensión#5 y partículas de PMMA como se describió anteriormente (sección 5.1.2). Siendo los resultados comparables con los obtenidos con partículas de poliestireno.

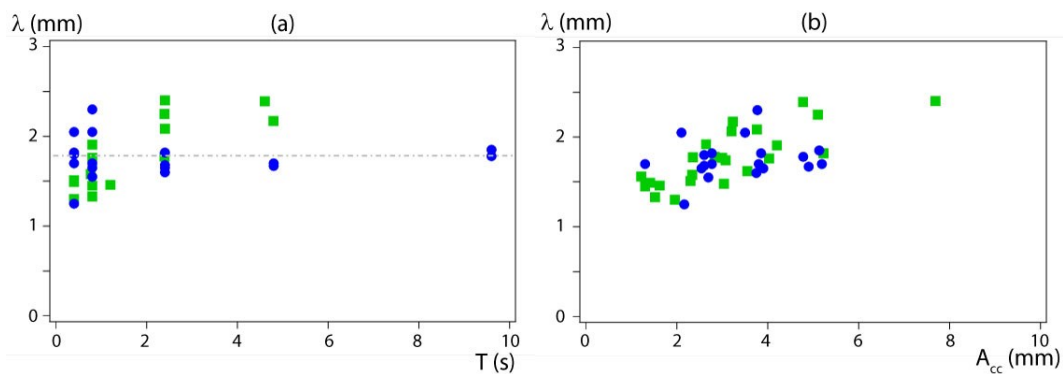


Figura 5. 33: Variaciones de  $\lambda$  para diferentes tipos de partículas,  $\phi = 35\%$ ,  $W = 10$  mm;  $H = 1$  mm;  $L = 100$  mm (a)  $\lambda$  en función de  $T$  y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (b)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  y todos los períodos  $T$ . ■: Agua-glicerina 21 %; partículas de PS 40  $\mu\text{m}$ . ●: Agua-NaCl 24 %; partículas de PMMA 40  $\mu\text{m}$ .

#### 5.5.4 Influencia del diámetro $d$ de las partículas en suspensión

Se realizaron experiencias variando el tamaño  $d$  de las partículas, se trabajó en celda#2 ( $H = 0.4$  mm) y celda#5 ( $H = 1$  mm) con suspensión#2 al 35 % y partículas esféricas de PMMA de 60  $\mu\text{m}$  de diámetro. En el primer caso no se logró observar la inestabilidad para ninguno de los rangos de amplitud y período medidos en las celdas anteriores. Para la segunda configuración, se obtuvieron los resultados representados en la figura 5.34, en ella se los compara con los obtenidos en la misma celda con el mismo material de partículas pero de un tamaño inferior ( $d = 40$   $\mu\text{m}$ ). Se observa que la longitud de onda no se ve modificada por la variación en  $d$ ; además, su valor es constante con el período de la oscilación ( $1,9 \pm 0,6$ ) mm. El crecimiento lineal de  $\lambda$  en función de la amplitud se visualiza en la figura 5.34 y es igual para ambos tamaños de partículas,  $\lambda \sim 1,3 + 0,15 A_{cc}$ .



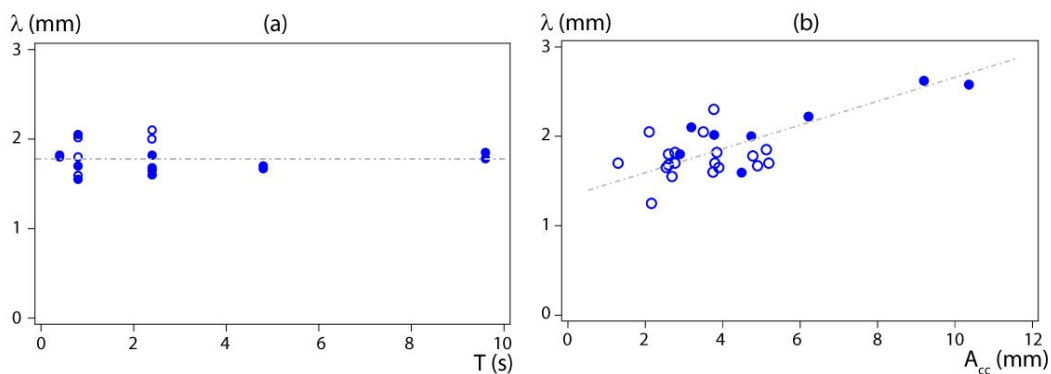


Figura 5. 34: Variaciones de  $\lambda$  para diferentes diámetros de partículas de PMMA,  $\phi = 35 \%$ ,  $W = 10 \text{ mm}$ ;  $H = 1 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ . (a)  $\lambda$  en función de  $T$  para  $2,5 \text{ mm} < A_{cc} < 5$ . (b)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  y todos los períodos  $T$ . Agua-NaCl 24 %;  $\phi = 35 \%$ . ●:  $d = 40 \mu\text{m}$ . ○:  $d = 60 \mu\text{m}$ .

A partir de estas experiencias podemos decir que, para el rango de diámetros de partículas que fueron utilizadas en las suspensiones, el valor de la longitud de onda  $\lambda$  no depende de  $d$ . Sin embargo, la existencia de la formación de las bandas si depende del tamaño de las partículas, como se describirá a continuación.

Como se comentó anteriormente, no se encontraron bandas en la celda#2 con suspensión #2 al 35 % y partículas de PMMA de  $60 \mu\text{m}$  de diámetro. Además cuando se realizaron experiencias en la celda#1 ( $H = 0,3 \text{ mm}$ ) con suspensión#1 al 35 % y partículas de  $40 \mu\text{m}$  de diámetro nuevamente no se logró ver la formación de las bandas variando tanto el período como la amplitud en el mismo rango que se venía trabajando. Se decidió analizar la influencia de la relación entre el espesor de la celda y el diámetro de las partículas  $H/d$  en las diferentes geometrías trabajadas, para ver si existe un valor límite de éste para la formación de las bandas. Esta normalización sería equivalente al número máximo de partículas que pueden ocupar el espesor de la celda.

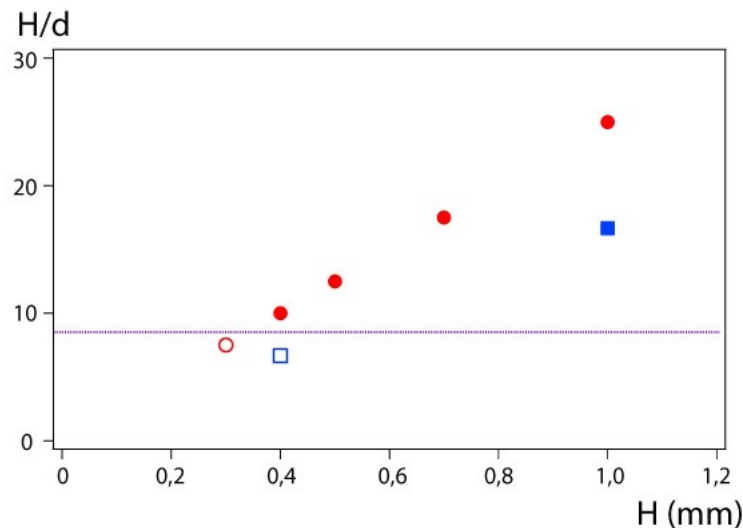


Figura 5. 35: Mapa de la existencia de la inestabilidad en función de la relación  $H/d$  y el espesor  $H$ , en todas las celdas utilizadas.  $d$ : ●:  $40 \mu\text{m}$ ; ■:  $60 \mu\text{m}$ . Símbolos vacíos, valores en donde no se observó la formación de las bandas.

En la figura 5.35 se observan los valores obtenidos de la relación entre el espesor  $H$  y el diámetro  $d$  de las partículas utilizadas durante todo el estudio, se pueden distinguir dos símbolos vacíos, ellos corresponden a los dos casos anteriormente mencionados en donde no se observó la formación de bandas en la celda ( $H = 0,3 \text{ mm}$  y  $d = 40 \mu\text{m}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$  y  $d = 60 \mu\text{m}$ ). Los símbolos llenos muestran las relaciones  $H/d$  para las cuáles se observó la formación de las bandas en los diferentes espesores  $H$  de las celdas.

A partir del gráfico se podría pensar que es necesario tener al menos una relación de 10 veces el diámetro de las partículas en el espesor para que la inestabilidad se genere y obtener las bandas en la celda. Este límite se representó con una línea punteada en el gráfico.

### 5.5.5 Influencia de la longitud $L$ de la celda

Se realizaron experiencias para determinar si la estructura inducida por la inestabilidad es afectada por la longitud de la celda. Se utilizaron las celdas #5 y #6 (ver tabla 5.1), de espesor constante  $1 \text{ mm}$  y diferentes longitudes, con la suspensión #2 y una concentración de 35 %. En la figura 5.36 se graficaron los resultados obtenidos en ambas celdas. Puede observarse que el valor de la longitud de onda característica en

ambas geometrías es constante e igual a  $(1,8 \pm 0,6)$  mm cuando se observa su dependencia con el período, en un rango de amplitudes  $2,5 \text{ mm} < A_{cc} < 5$ .

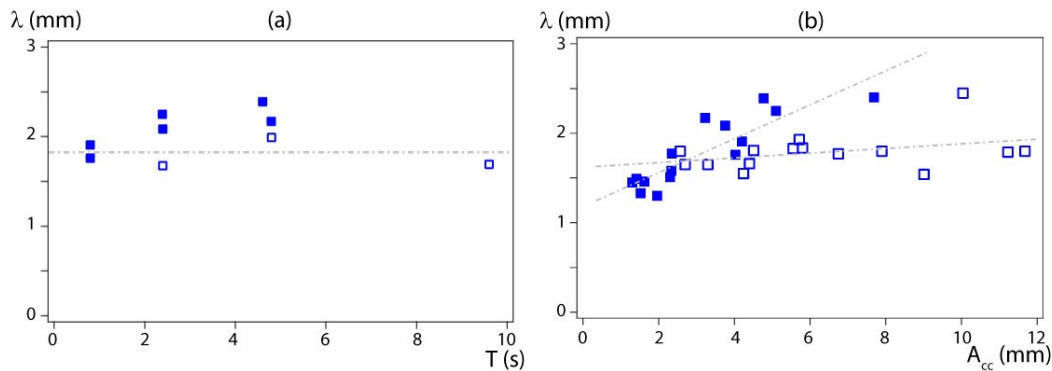


Figura 5. 36: (a)  $\lambda$  en función de  $T$  para diferentes longitudes de la celda y  $2,5 \text{ mm} < A_{cc} < 5 \text{ mm}$ . (b)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para diferentes longitudes de la celda y todos los períodos  $T$  utilizados.  $W = 10 \text{ mm}$ ;  $H = 1 \text{ mm}$ ; agua-NaCl 24 %; partículas de PMMA  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35 \%$ . ■:  $L = 100 \text{ mm}$ ; □:  $L = 300 \text{ mm}$ .

$\lambda$  varía linealmente con  $A_{cc}$ , para  $L = 100 \text{ mm}$  presenta una funcionalidad  $\lambda \sim 1,2 + 0,2 A_{cc}$  mientras que para  $L = 300 \text{ mm}$  es prácticamente constante  $\lambda \sim 1,6 \text{ mm}$ , como se puede observar en la figura 5.36 (b).

Observando con mayor detenimiento los últimos puntos obtenidos para la celda de longitud  $L = 100 \text{ mm}$ , parecería que su valor comienza a hacerse constante. Para poder confirmar si las tendencias son como las anteriormente mencionadas o no, es necesario realizar experiencias a amplitudes más grandes. Si efectivamente los resultados en la celda corta se hacen constantes, podría pensarse que para la longitud de la celda  $L$  mayor los valores de la longitud de onda  $\lambda$  se encuentran mejor definidos.

### 5.5.6 Efecto de la forma de la oscilación impuesta

En la mayoría de las experiencias realizadas se utilizó una señal cuadrada en la bomba de jeringas que genera el flujo oscilante. En esta sección se modificó el tipo de señal impuesta para intentar comprender mejor la inestabilidad. El interés principal es estudiar si la rapidez con la que se realiza el cambio en la dirección del flujo tiene una influencia sobre la formación de las bandas dentro de la celda.

En la figura 5.37 se representaron tanto las variaciones de velocidades (a) como de desplazamiento (b) generados en la suspensión por la bomba. Esto se realizó para dos períodos fijos,  $T = 2,4 \text{ s}$  y  $T = 4,8 \text{ s}$ . Llamaremos *señal B* y *señal C* a las que corresponden al menor y mayor período respectivamente, mientras que la *señal A* corresponderá a la utilizada anteriormente (pulso cuadrado en la figura 5.4).

Se impusieron entonces, variaciones del volumen inyectado/succionado en el tiempo, conservando el período y modificando la pendiente entre el valor de velocidad máxima y mínima (aceleración). De esta forma varía también el valor de la amplitud de desplazamiento, esto ocurre a medida que la aceleración crece.

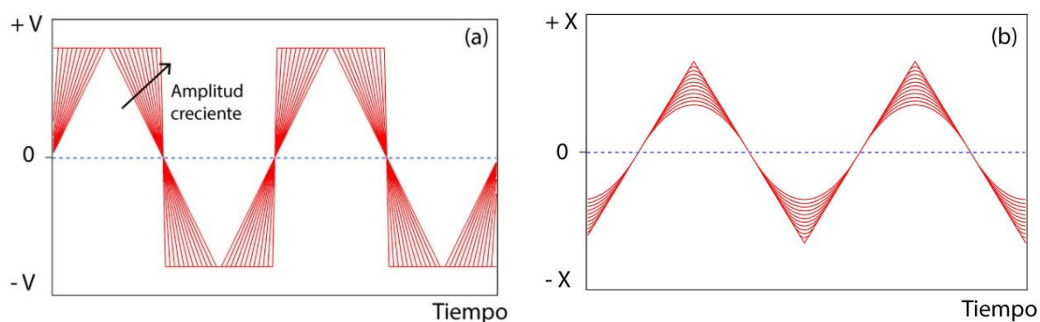


Figura 5. 37: (a) Variación de velocidad  $v$  y (b) posición  $x$  en función del tiempo correspondientes a las señales B y C.

Para otras experiencias, se decidió imponer variaciones de velocidad como las ilustradas en la figura 5.38, en éstas se mantuvo el módulo de la aceleración constante, la amplitud permaneció casi constante, mientras que el período de la oscilación varió. A este tipo de variación de la velocidad de flujo la llamamos *señal D*.

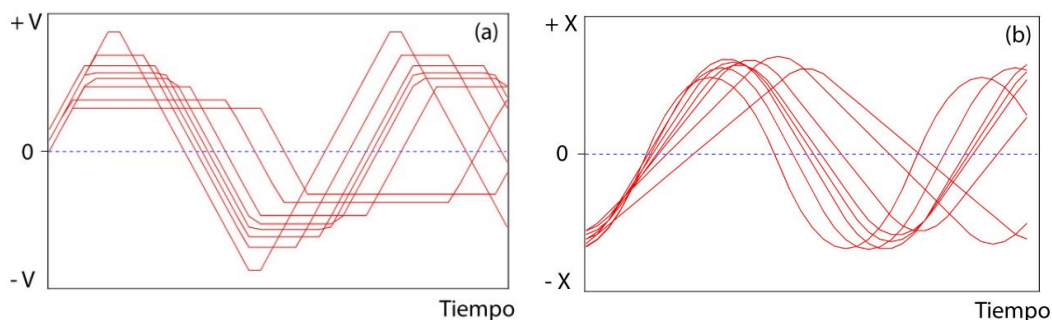


Figura 5. 38: (a) Variación de velocidad  $v$  y (b) posición  $x$  en función del tiempo correspondientes a la señal  $D$ .

La quinta variación de inyección que se utilizó, *señal E*, es la mostrada en la figura 5.39. Se trabajó a amplitud constante ( $\sim 1 \text{ mm}$ ) variando el valor del período induciendo una variación en la aceleración en el instante correspondiente al cambio de dirección del flujo.

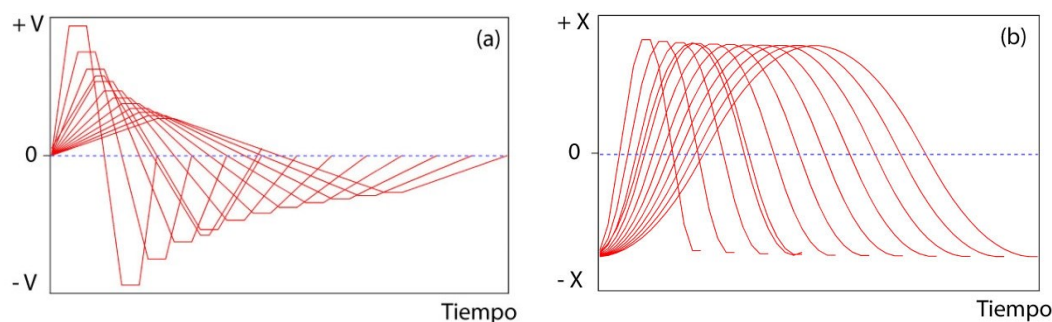


Figura 5. 39: (a) Variación de velocidad  $v$  y (b) posición  $x$  en función del tiempo correspondientes a la señal  $E$ .

Se realizaron experiencias imponiendo las variaciones de flujo mediante estas 4 señales ( $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$ ) en la celda#2 ( $H = 0,4 \text{ mm}$ ) con suspensión#1 y concentración  $\phi = 35 \%$ . Se obtuvieron entonces, luego del análisis de las imágenes los valores de  $\lambda$ ,  $A_{cc}$  y  $T$ .

La figura 5.40 muestra los resultados experimentales obtenidos con todas las formas de oscilación impuestas en la inyección. Cabe aclarar que en este gráfico se han incluido las experiencias ya discutidas para una inyección con una señal cuadrada (*señal A*) para la misma celda y con la misma suspensión a igual concentración de partículas  $\phi$ .

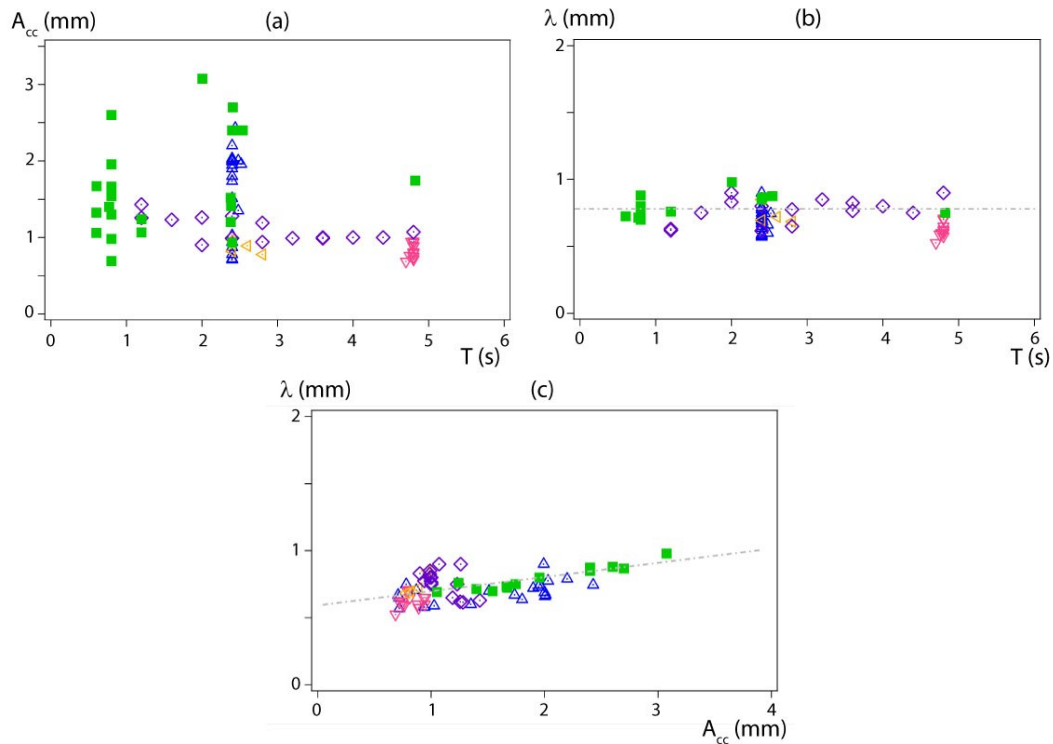


Figura 5. 40: Variaciones para diferentes señales impuestas en la bomba,  $W = 8 \text{ mm}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ , agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 35 \%$ . (a) Mapa  $A_{cc}$ ,  $T$ . (b)  $\lambda$  en función de  $T$  y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (c)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  y todos los períodos  $T$ . ■: señal A (cuadrada); ▲: señal B; ▼: señal C; ▲: señal D, ◆: señal E.

En la figura 5.40 (a) se puede observar que el rango de amplitudes y períodos donde hemos encontrado bandas para las diferentes señales de flujo, es similar al de la señal A. Si analizamos la funcionalidad del valor de  $\lambda$ , podemos ver que se mantiene constante con el período y es igual a  $\lambda = (0,8 \pm 0,2) \text{ mm}$ , mientras que, si analizamos la variación en función de la amplitud es lineal, de la forma  $\lambda \sim 0,6 + 0,12 A_{cc}$ .

### Señal sinusoidal

Luego de analizar las diferentes señales y ver que no hay una influencia significativa sobre el valor de  $\lambda$ , se realizó una última secuencia de experiencias con una variación temporal de velocidades de tipo sinusoidal.

Se encontró nuevamente la formación de bandas en la celda, transversalmente al flujo, como puede observarse en la imagen de la celda mostrada en la figura 5.41 (a). Un ejemplo del diagrama espacio-temporal modificado construido a partir de las imágenes adquiridas, se muestra en la figura 5.41 (b). En él se visualiza un desplazamiento en

forma de zigzag pero ya no posee una forma triangular como la que se encontró con la señal cuadrada (*señal A*), dado que en este caso la velocidad del flujo no es constante en cada una de las direcciones sino que sigue la forma de una función sinusoidal. Consecuentemente, su desplazamiento debería seguir la forma de una función cosenoidal, observándose en (b). Sin embargo, también se encontró que las bandas permanecen quietas en los intervalos de tiempo correspondientes al cambio de sentido del flujo. Esto se ve reflejado en (b) como dos zonas rectas verticales en cada uno de los extremos dentro de un período de la oscilación.

A partir del diagrama espacio-temporal corregido (b), al igual que con las demás señales, se realizó el cálculo de la función de auto-correlación lineal para obtener el valor de la longitud de onda  $\lambda$ . Obteniendo curvas similares a la roja representada en la figura 5.41 (c). Esta figura muestra la imagen resultante de superponer temporalmente todas las funciones de auto-correlación obtenidas para todos los tiempos  $t$ , para una experiencia en particular. Puede observarse la equivalencia con la mostrada previamente en la figura 5.14, correspondiente a la *señal A*. A través de ésta, obtenemos que cuando se utiliza una señal sinusoidal la función de auto-correlación nuevamente es constante a lo largo del tiempo, dado que las franjas blancas y negras que se visualizan en (c) se mantienen en la misma posición a lo largo del eje vertical. Y la distancia entre dos franjas consecutivas, caracterizará el valor de  $\lambda$ .

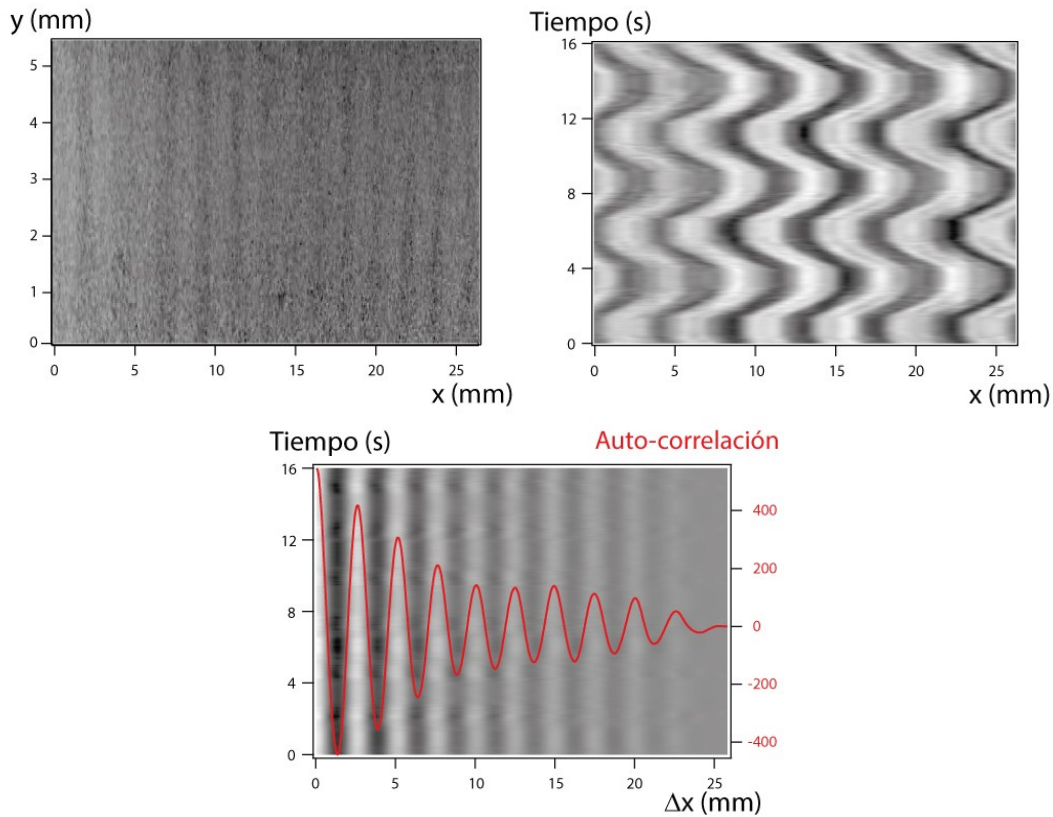


Figura 5. 41: Señal sinusoidal.  $T_b = 5,2$  s;  $A_{ccb} = 1,4$  mm;  $W = 8$  mm;  $H = 0,4$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35$  %. (a) Imagen en intensidad de luz transmitida, correspondiente al recorte de la primera del video en estado estacionario. (b) Diagrama espacio-temporal corregido, obtenido luego de realizar la corrección debido a la no uniformidad de la iluminación. (c) Imagen resultante de la superposición temporal de las funciones de auto-correlación para todos los tiempo  $t$ . Curva roja: función de auto-correlación en función de  $\Delta x$ , para un  $t = 1$  s.

Se realizaron experiencias con dos períodos de oscilación  $T_b = 4$  y  $5,6$  s y la amplitud de la oscilación  $A_{ccb}$  fue variada entre  $0,8$  y  $3,2$  mm. No fue posible realizar experiencias a períodos más cortos ya que la bomba posee un límite para realizar la discretización en el tiempo, y se necesita una cantidad mínima de pasos para generar una correcta función sinusoidal discreta.

Luego de realizar el análisis en cada una de las experiencias y obtener los valores de  $\lambda$ , se construyeron los mismos gráficos que venimos utilizando para comparar los resultados con los obtenidos con la señal  $A$ .



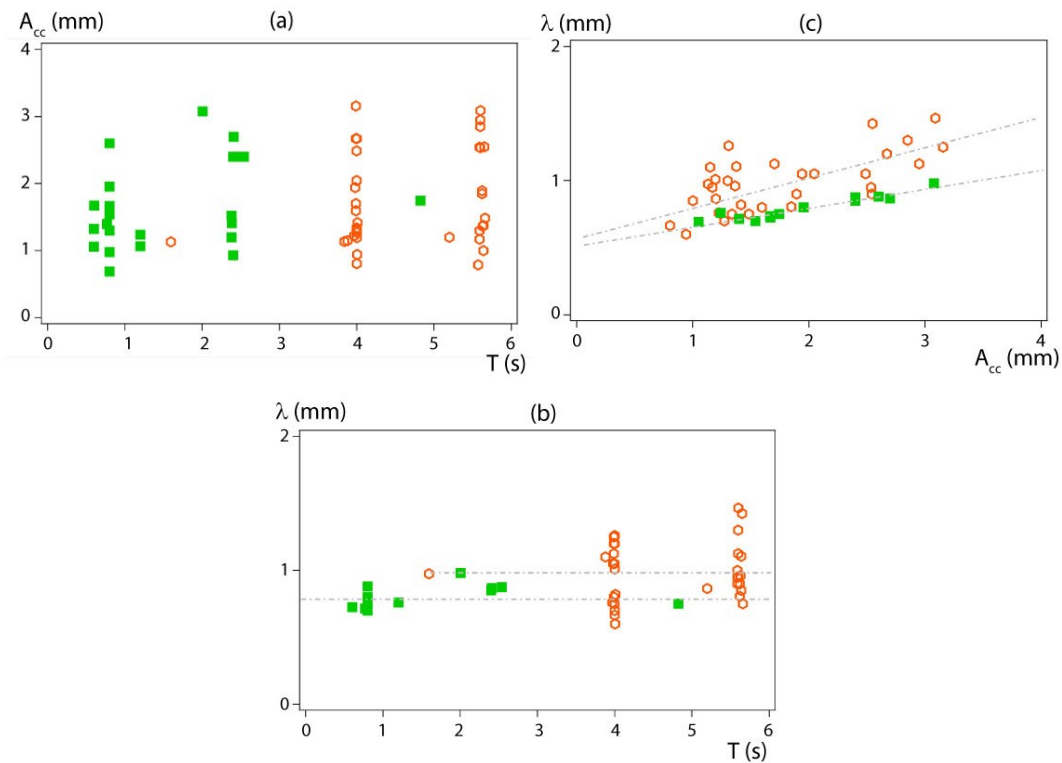


Figura 5. 42: Variación para la señal sinusoidal impuesta en la bomba.  $W = 8 \text{ mm}$ ;  $H = 0,4 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ , agua-glicerina 21 %; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 35 \%$ . (a) Mapa  $A_{cc}$ ,  $T$ . (b)  $\lambda$  en función de  $T$  y todas las amplitudes  $A_{cc}$ . (c)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  y todos los períodos  $T$ . ■: variación  $v(t)$  cuadrada; ○: variación  $v(t)$  sinusoidal.

En la figura 5.42 (b) observamos que el valor de  $\lambda$  varía cuando se cambia la función aplicada sobre la velocidad, y además presenta una mayor fluctuación alrededor de la media para la función sinusoidal. Su valor es  $\lambda = (0,98 \pm 0,22) \text{ mm}$ , mientras que, para el perfil cuadrado  $\lambda = (0,8 \pm 0,1) \text{ mm}$ .

Sin embargo, cuando se observa la funcionalidad con  $A_{cc}$  (c),  $\lambda$  varía linealmente en ambos casos pero a través de diferentes funciones;  $\lambda \sim 0,5 + 0,15 A_{cc}$  (variación cuadrada),  $\lambda \sim 0,5 + 0,23 A_{cc}$  (variación sinusoidal), teniendo mayor dispersión los valores del último caso.

Se puede notar que en las experiencias realizadas con una señal sinusoidal, se encontró una gran dispersión en los valores de  $\lambda$  obtenidos. Se podría adjudicar esta variación de los resultados a una modificación en la derivada temporal de la velocidad en el momento del cambio de dirección del flujo, siendo menor para una señal sinusoidal que

para una señal cuadrada. Traduciéndose en una mayor imprecisión cuando se forman las bandas en la celda, obteniéndose fluctuaciones en el valor de la longitud de onda.

### 5.5.7 Influencia de la viscosidad

Por último, se cambió el fluido utilizado en la suspensión para ver qué sucede con la inestabilidad cuando se varía la viscosidad de la suspensión. Como se describió anteriormente, se prepararon dos suspensiones con diferentes concentraciones de Natrosol de forma tal de obtener variaciones en la viscosidad, suspensión#3 ( $\mu = 9,4 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ) y suspensión#4 ( $\mu = 26 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ), en ambos casos se mantuvo una concentración de 35 % de partículas de poliestireno de  $40 \mu\text{m}$  de diámetro.

Se realizaron experiencias con suspensión#3 en la celda#2 ( $H = 0,4 \text{ mm}$ ), luego de realizar el análisis de las imágenes adquiridas, los resultados que se obtuvieron son similares a los representados en la figura 5.26, 5.27 y 5.28 cuando se trabajó con la suspensión#1 y diferentes concentraciones de partículas. Por lo cual el aumento de la viscosidad no introdujo variaciones apreciables en los valores de  $\lambda$ .

La suspensión más densa, suspensión#4, se utilizó para realizar experiencias en la celda#5 ( $H = 1 \text{ mm}$ ), los resultados obtenidos se representaron en la figura 5.43. En ella se puede observar que el rango de amplitudes en donde se encontraron bandas formadas en la celda es levemente mayor cuando la viscosidad es más grande (a). Por otro lado el valor de  $\lambda$  en función del período de la oscilación (b) continua siendo constante e independiente de  $T$ ,  $\lambda = (1,9 \pm 0,5) \text{ mm}$ .

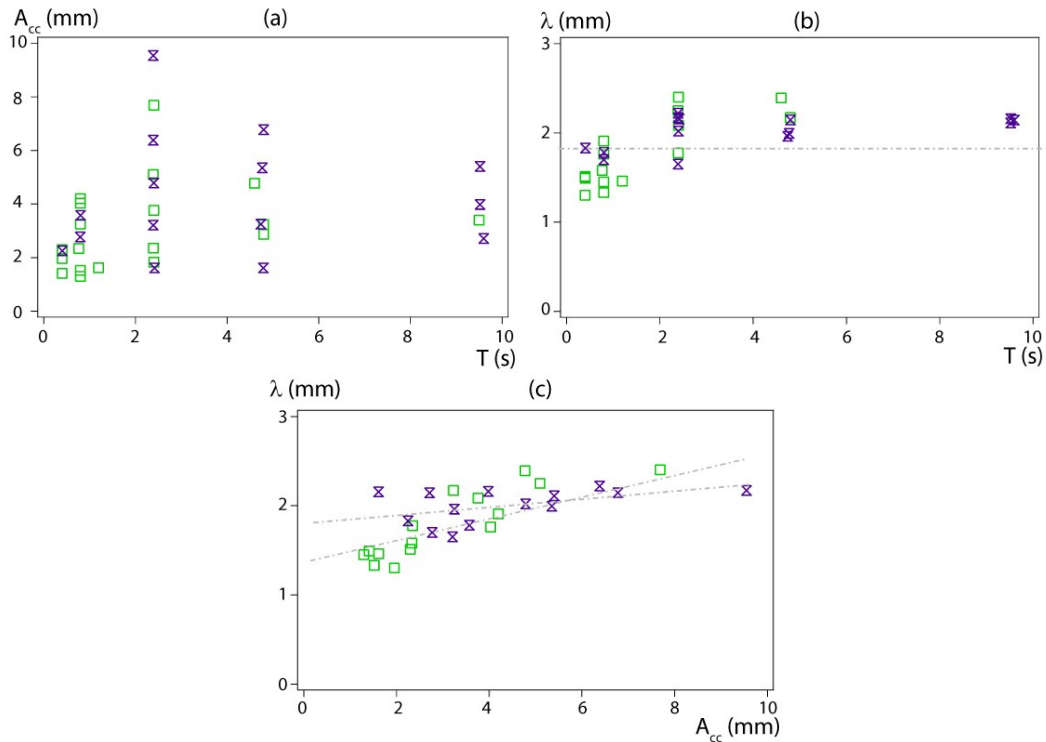


Figura 5. 43: (a)  $A_{cc}$ ,  $T$  para diferentes viscosidades del fluido. (b)  $\lambda$  en función de  $T$  para diferentes viscosidades del fluido y todas las amplitudes  $A_{cc}$  utilizadas. (c)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para diferentes viscosidades del fluido y todos los períodos  $T$  utilizados.  $W = 10$  mm;  $H = 1$  mm;  $L = 100$  mm; partículas de PS  $40 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 35$  %.  $\times$ : agua-glicerina-natrosol,  $\mu = 26$  mPa. s.  $\square$ : agua-glicerina 21 %,  $\mu = 1,8$  mPa. s.

Finalmente en (c), observando la funcionalidad con respecto a  $A_{cc}$ , se tiene que  $\lambda$  varía linealmente para la viscosidad baja de la forma mostrada anteriormente en la figura 5.29, sección 5.5.2 ( $\lambda \sim 1,2 + 0,15 A_{cc}$ ) mientras que para la suspensión de viscosidad mayor, se mantiene la relación lineal pero el valor de la pendiente disminuye ( $\lambda \sim 1,8 + 0,04 A_{cc}$ ).

A partir de la figura 5.43 se puede considerar que los resultados observados para fluidos con diferentes viscosidades se encuentran dentro del mismo rango y su variación se encuentra dentro del error experimental. Para confirmar la modificación en la tendencia con la amplitud se deberían realizar experiencias a valores más grandes de ésta.

En la próxima sección se realizará una discusión correspondiente al fenómeno estudiado en el capítulo y se presentan las perspectivas sobre el tema.

## 5.6 Discusiones y perspectivas

En este capítulo se estudió la inestabilidad que se genera cuando se somete a un flujo oscilante una suspensión de partículas concentrada. El fenómeno se manifestó visualmente como bandas, de diferentes concentraciones de partículas, orientadas transversalmente a la dirección del flujo. Se adquirieron imágenes durante las experiencias, y luego de ser tratadas, se construyó un diagrama espacio-temporal que permitió caracterizar la estructura de las bandas a partir del valor de la longitud de onda  $\lambda$ . Se encontró que las bandas pueden estar dispuestas en la celda formando diferentes distribuciones espaciales: a) bandas finas idénticas, b) agrupación de a dos (observándose un doble pico en la función de auto-correlación) y c) una banda gruesa, donde  $\lambda$  posee un valor global doble.

Para comprender los factores que controlan la inestabilidad, se variaron diferentes parámetros tanto de la suspensión ( $\phi, d, \mu$ ), como de la geometría de la celda ( $H, L$ ), y se analizó cómo es su influencia sobre el valor de  $\lambda$ , siempre manteniendo controlados la amplitud y el período impuestos por la bomba de jeringas que induce la oscilación de la suspensión.

### 5.6.1 Influencia de la geometría

Se variaron las longitudes características de la celda de forma tal de estudiar la influencia de la geometría sobre el valor de  $\lambda$ . Se comenzó con el espesor  $H$ , se estudió un rango entre 0,3 y 1 mm con partículas de 40  $\mu\text{m}$  de diámetro. Se obtuvo que el valor de la longitud de onda es del orden de aproximadamente 2 veces el espesor, siendo además constante con el período de la oscilación y lineal con la amplitud. Además, cuando normalizamos las variables por el espesor de la celda respectiva, encontramos que la tendencia es única e independientemente del tamaño de la celda ( $\frac{\lambda}{H} = 1,1 + 0,17 \frac{A_{cc}}{H}$ ). Luego se encontró que  $\lambda$  no varía con  $T$  independientemente del valor de  $L$ . Por otro lado se observó que  $\lambda$  es aproximadamente constante con la amplitud para la celda más larga ( $L = 300 \text{ mm}$ ) y tiene un crecimiento lineal con  $A_{cc}$  para  $L = 100 \text{ mm}$  mostrando una leve influencia del largo de la celda. Sin embargo, se deberán realizar experiencias complementarias para determinar si realmente existe esta influencia.

### 5.6.2 Influencia del fluido y el flujo oscilante

Se verificó que la distribución de las bandas dentro de la celda es independiente tanto del material de las partículas como del diámetro de éstas, sin embargo, es necesario tener una relación mínima entre el espesor de la celda y el diámetro de las partículas ( $H/d > 10$ ) para garantizar la existencia de la inestabilidad.

Se realizaron experiencias en una misma celda (conservando  $H = 0,4 \text{ mm}$ ) con diferentes concentraciones de partículas presentes en la suspensión: se obtuvieron bandas para concentraciones que varían entre 25 y 37 %. Por debajo de este rango, no se observaron y por encima, el dispositivo experimental presenta limitaciones para realizar el estudio. Los valores de la longitud de onda fueron del mismo orden para todo el rango trabajado, lo cual nos indica una independencia de la concentración de partículas. Finalmente, se modificó la viscosidad del fluido observando que no hay cambios significativos en los valores de  $\lambda$  encontrados.

También se realizaron variaciones en las señales impuestas en el perfil de velocidad de la oscilación, partiendo de una función cuadrada, pasando por funciones triangulares hasta llegar a una función suave como una senoide. En todos los casos se obtuvo la existencia de bandas, sin embargo, únicamente cuando hay una derivada temporal de la velocidad en el momento del cambio de sentido de flujo grande, se logra definir con mayor precisión el valor de la longitud de onda de las bandas.

### 5.6.3 Origen de la inestabilidad

Uno de los puntos cruciales en este estudio es comprender cuál es el origen físico de la inestabilidad. Para ello analizaremos trabajos realizados por otros autores y los compararemos con nuestro estudio.

En una primera serie de trabajos [61, 62, 63], estos autores han encontrado en una geometría similar a la nuestra pero con un flujo de tipo corte oscilante, la aparición de bandas. Estas se generaron por la existencia de fuerzas hidrodinámicas de atracción entre las partículas, induciendo la asociación de ellas. Sin embargo, su estructura espacial difiere de la mostrada en este estudio, se observaron filas de partículas

separadas por zonas sin partículas, en lugar de una variación continua donde hay diferentes concentraciones de ellas.

En el trabajo realizado por Moosavi et al. [64], utilizaron partículas de poliestireno de diámetro  $d = 80 \mu m$  (dos veces las del presente estudio) en una celda de Hele Shaw rectangular con  $H = 0,4 mm$  pero con una oscilación sinusoidal (no cuadrada), y un flujo tipo Poiseuille. Aunque la amplitud utilizada, los períodos y la concentración son menores ( $A = 0,25 mm$ ;  $T = 0,05 - 0,15 s$ ;  $\phi = 7\%$ ), también observaron que las partículas se agrupan formando globalmente bandas transversales al flujo. Sin embargo, la geometría de éstas no es recta sino más bien sinuosa. Además, la separación entre ellas aumenta con el tiempo, mientras que en nuestro estudio permanece constante.

Entre el fluido y las partículas que utilizaron Moosavi et al., hay una diferencia de densidad ( $\Delta\rho$ ) y podría ser éste el motivo por el cual aparecen la inestabilidad. A continuación analizaremos otros trabajos en donde se utiliza un  $\Delta\rho$ .

### Diferencia de densidad

Un mecanismo que podría explicar la formación de las bandas, es la existencia de una diferencia de densidad entre las partículas y el fluido, suficiente para generar la sedimentación o flotación de las partículas hacia una de las superficies de la celda, formando una acumulación de ellas. Luego, al imponerse un flujo oscilante aparece una velocidad relativa entre el líquido y las partículas sedimentadas llevando a la aparición de una inestabilidad por el esfuerzo de corte [65]. En el trabajo experimental de Maleki et al. [66] en una celda Hele-Shaw similar a la utilizada en este estudio ( $H = 0,4 mm$ ) y partículas más grandes  $d = 80 \mu m$ , impusieron una diferencia de densidad entre el fluido y las partículas  $\Delta\rho$  que varía de 0,01 hasta 0,1 de forma tal de generar una sedimentación. Utilizaron un flujo sinusoidal con períodos cortos  $T = 0,1 - 0,66 s$ . Encontraron que para valores de amplitud por encima de un umbral, aparecen ondulaciones en la superficie del sedimento, pero a diferencia de las bandas encontradas en este estudio, las longitudes de onda aumentan tanto con el tiempo como con el período de la oscilación  $T$ . Se observaron valores de  $\lambda$  del orden de  $15 mm$ , es decir, mucho más grandes que los obtenidos en nuestro estudio. Procesos similares fueron

encontrados también en tubos [67], y geometría circular con una superficie libre [68, 69].

Para descartar los fenómenos de sedimentación o flotación de las partículas en nuestro estudio, se realizó una serie de experiencias en una celda de  $H = 0,7 \text{ mm}$ , utilizando suspensión de agua salada con partículas esféricas de PMMA de  $40 \mu\text{m}$  de diámetro al 35 %, pero modificando la posición de la celda. Para ello, se la colocó de forma lateral para que la gravedad ya no tenga un efecto en el espesor sino en el ancho de la misma. En estas experiencias se encontró nuevamente la formación de bandas y durante el transcurso de ellas no se visualizó acumulación de partículas sobre ninguna de las paredes. En la figura 5.44 se representan los valores de las longitudes de onda  $\lambda$  calculadas en estas experiencias junto con las obtenidas anteriormente en la misma celda pero en posición horizontal. Se ve que  $\lambda$  conserva el mismo valor en ambas posiciones ( $\lambda = 1,8 \pm 0,6 \text{ mm}$ ) y es independiente del período de la oscilación.

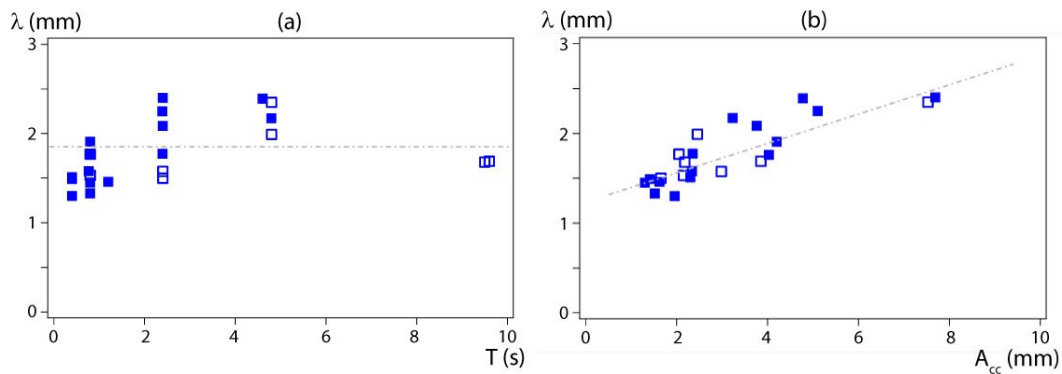
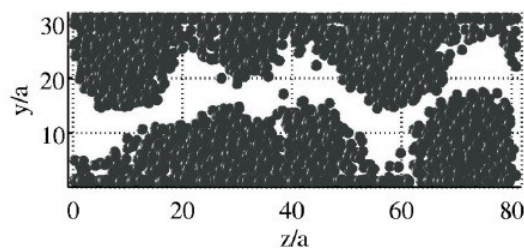


Figura 5. 44: (a)  $\lambda$  en función de  $T$  para dos posiciones de la celda y todas las amplitudes  $A_{cc}$  utilizadas. (b)  $\lambda$  en función de  $A_{cc}$  para diferentes posiciones de la celda y todos los períodos  $T$  utilizados.  $W = 7 \text{ mm}$ ;  $H = 0,7 \text{ mm}$ ;  $L = 100 \text{ mm}$ ; agua-NaCl 24 %; partículas de PMMA  $40 \mu\text{m}$ ;  $\phi = 35 \%$ . ■: Celda horizontal. □: Celda lateral.

Por ello se puede inferir que no son los efectos de sedimentación o flotación los causales de provocar acumulación de partículas en alguna de las paredes de la celda, y no es este el mecanismo que genera la aparición de las bandas.

## Segregación

En el trabajo realizado por Loisel et al. [70] observaron la formación de una inestabilidad similar a la encontrada en nuestro estudio, pero la estructuración en forma de bandas se dispuso en dirección paralela al sentido del flujo y no transversalmente como en este trabajo. Su inestabilidad se genera por la combinación de dos efectos. En primera instancia, las partículas se segregan migrando hacia las paredes de la celda y dejando una zona de fluido solo en el centro del espesor. Luego, al continuar oscilando aparece un flujo secundario entre el fluido y las partículas segregadas, haciendo que la separación no permanezca con una estructura paralela a las paredes de la celda sino que desarrolla un patrón ondulado en la superficie de las partículas (ver figura 5.45). Al observar este patrón de una forma promediada en todo el espesor, de la manera que se estudió en nuestras experiencias, se ven ondas transversales con diferentes concentraciones de partículas.



*Figura 5. 45: Patrón ondulado formado en la zona entre las partículas y el fluido. Vista frontal,  $y/a$  representa el espesor y  $z/a$  el ancho de la celda. Extraído de [70], FIG 11 (a).*

En este estudio lograron visualizar la inestabilidad para concentraciones de partículas bajas  $\phi = 5\%$  y el valor de la longitud de onda  $\lambda$  que midieron es del orden de la mitad del espesor de la celda. Para comparar, realizamos un nuevo experimento modificando la técnica utilizada para ver si éste es el fenómeno que induce la inestabilidad en nuestras experiencias. El objetivo es visualizar las partículas en el espesor de la celda para ver si existe la migración hacia las paredes y aparece un patrón ondulatorio similar al de Loisel et al.

Para el nuevo dispositivo experimental se utilizó un microscopio LEICA TL400 RCI con Rottermann Contrast, se trabajó en la celda#5 ( $H = 1\text{mm}$ ) dado que es la que posee el espesor mayor. Se la colocó lateralmente sobre la platina del microscopio de



forma tal de poder observar su espesor. Se preparó suspensión#5 correspondiente a la mezcla ternaria de agua-glicerina-tiocianato con partículas esféricas de PMMA de  $40\ \mu\text{m}$  de diámetro en una concentración del 35 %. Tanto las partículas como el fluido de la suspensión poseen el mismo índice de refracción de la luz por lo tanto, hemos marcado (1%) de estas partículas con rodamina. La rodamina es un colorante fluorescente y para observarlo es necesario iluminarlo con un láser en la gama de los verdes. En el dispositivo se utilizó un plano laser (de pequeño espesor) de forma tal de iluminar únicamente un corte del espesor para toda la longitud de la celda y una posición determinada del ancho de la misma, como se muestra en la figura 5.46.

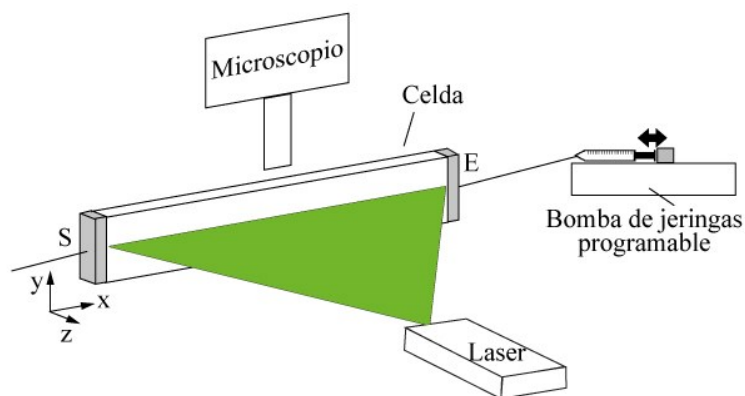
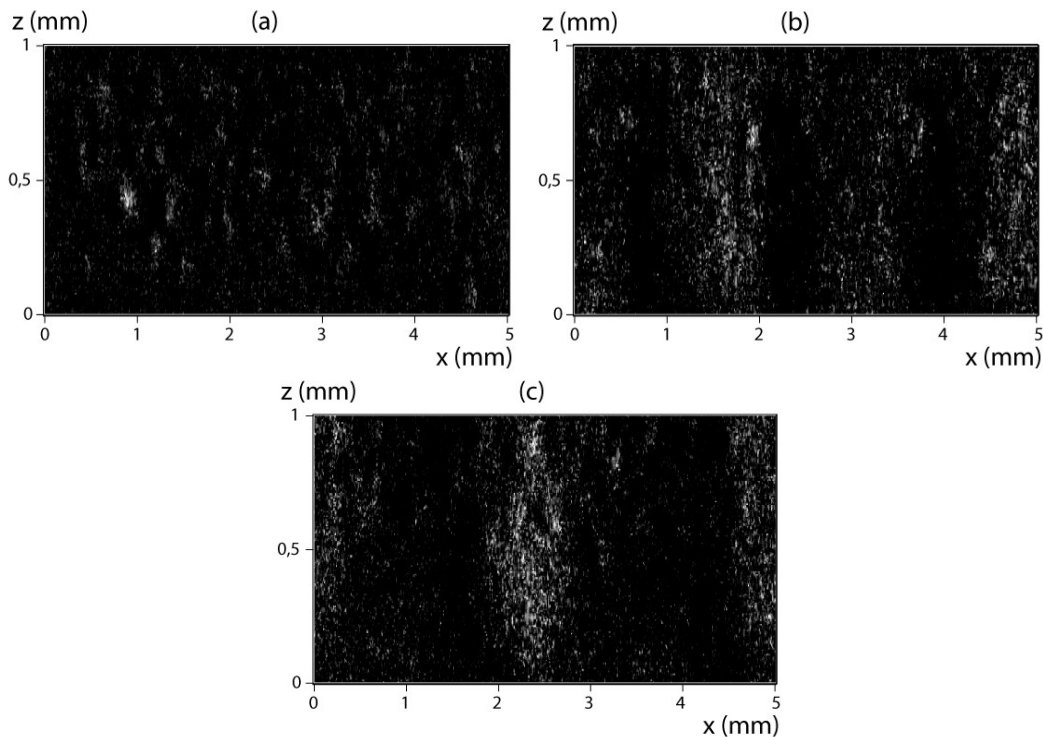


Figura 5. 46: Esquema del dispositivo experimental utilizado para visualizar las partículas en el espesor de la celda.

Se realizaron experiencias con un período  $T_b = 0,8\ \text{s}$  y amplitud  $A_{ccb} = 2,5\ \text{mm}$ , las imágenes fueron visualizadas utilizando un microscopio y registradas con la misma cámara usada anteriormente (Nikon D800, 25 imágenes por segundo) en una zona ubicada en el centro de la celda, tanto en el ancho como en la longitud, y para todo el espesor. Se corroboró la existencia de bandas en estas condiciones, obteniéndose nuevamente un valor de  $\lambda$  del mismo orden ( $1,3\ \text{mm}$ ), y se confirmaron que los parámetros  $T$  y  $A$  del desplazamiento de las bandas son consistentes con los impuestos por la bomba de jeringas. En la figura 5.47 se muestran 3 imágenes a diferentes tiempos durante el transcurso de la experiencia, (a)  $t = 0\ \text{s}$ ; (b)  $t = 125\ \text{s}$ ; (c)  $t = 1000\ \text{s}$ .



*Figura 5. 47: Imágenes en niveles de gris correspondiente a la distribución de partículas en el espesor de la celda obtenidas a diferentes tiempos. (a)  $t = 0$  s; (b)  $t = 125$  s; (c)  $t = 1000$  s.  $T = 0,8$  s;  $A_{cc} = 2,5$  mm.  $W = 10$  mm;  $H = 1$  mm;  $L = 100$  mm; agua-glicerina-tiocianato; partículas de PMMA  $40 \mu\text{m}$ ,  $\phi = 35$  %, (1 % marcadas con rodamina).*

En las imágenes se puede visualizar (en niveles de grises) la distribución de las partículas en el espesor de la celda. El blanco representa las partículas marcadas con rodamina mientras que las zonas negras muestran la ausencia de ellas. La imagen (a) corresponde al instante inicial, previo oscilación (distribución uniforme de partículas). En (b) puede verse que las partículas después de tan solo 2 minutos se encuentran organizadas en el espesor, formando bandas de diferentes concentraciones. Éstas se encuentran distribuidas homogéneamente en todo el espesor y no únicamente en las zonas cercanas a las paredes ( $z = 0$  mm;  $z = 1$  mm) como sucede en el estudio de Loisel et al. Finalmente, en (c) se observa una imagen a un tiempo mayor, las bandas se encuentran bien definidas y permanecen distribuidas en todo el espesor  $z$ , por lo cual se puede deducir que el fenómeno que las domina no es la segregación de las partículas hacia las paredes de la celda, observado en [70].

Para lograr comprender cuál es el mecanismo que controla la inestabilidad observada en nuestro estudio, se debe continuar investigando el fenómeno. En una primera etapa hay que mejorar el último dispositivo experimental utilizado para realizar nuevas experiencias a escala microscópica y además, poder visualizar cómo son los movimientos de las partículas individuales durante el transcurso de la formación de las bandas. Y, particularmente, si los movimientos poseen una mayor complejidad debido a las interacciones entre partículas. En una segunda etapa, hay que realizar el análisis del estado transitorio de las experiencias, y así comprender mejor la formación de las estructuras dentro de la celda. Finalmente, sería interesante poder lograr una calibración de la intensidad de luz transmitida a través de la celda y la concentración de partículas presentes en ésta, de forma tal de poder luego establecer cuál es la concentración de partículas en las diferentes zonas de las bandas.

# Conclusiones generales y perspectivas

---

Al comenzar este estudio planteamos una secuencia de preguntas que intentamos responder a partir de los resultados encontrados en los diferentes modelos experimentales.

A través del estudio, tanto experimental como numérico, de la dispersión hidrodinámica de un trazador pasivo en un flujo oscilante de un fluido newtoniano en una celda de paredes lisas, confirmamos que la relación entre los tiempos característicos  $\tau_m/T$  (tiempo de difusión molecular/período de la oscilación) define los diferentes regímenes de dispersión. Encontramos la *dispersión de Taylor*, para  $\tau_m/T \leq 2$  donde es globalmente difusivo  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  y por lo tanto, **irreversible**. La dispersividad global normalizada por la amplitud de la oscilación crece como  $l_{dg}/A \propto \tau_m/T$ . Además, se determinó un nuevo régimen de dispersión denominado *parcialmente reversible*, a períodos bajos, para  $\tau_m/T \geq 20$ . En una escala temporal grande  $\gg T$ , la mezcla continúa siendo difusiva  $\overline{\Delta x^2}_g \propto t$  pero cuando el tiempo es del orden de  $T$ , aparecen oscilaciones mostrando que  $\overline{\Delta x^2}_g$  decrece cuando el flujo cambia de dirección indicando la presencia de un proceso, en parte, debido a la **reversibilidad** del campo de velocidades cuando el flujo cambia de sentido. En este último régimen, la dispersividad global normalizada con la amplitud de la oscilación decrece como  $l_{dg}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$ . En ambos regímenes se mostró que el valor de  $l_{dg}/A$  es independiente de la amplitud de la oscilación  $A$ , para cada valor de  $\tau_m/T$ , y se obtuvieron las mismas tendencias tanto en las experiencias como en las simulaciones numéricas realizadas.

A partir de los resultados obtenidos en la simulación numérica, observamos qué sucede con las partículas de trazador localmente en el espesor de la celda. En el régimen de dispersión de Taylor ( $\tau_m/T \leq 2$ ), la distribución de las partículas de trazador en el espesor, oscila paralelamente al flujo con igual velocidad independientemente de la posición en  $z$ . En consecuencia, el frente se mantiene plano durante toda la oscilación. Para  $\tau_m/T > 20$  (régimen parcialmente reversible), hemos puesto en evidencia que la distribución de partículas de trazador sigue el perfil de velocidad de Poiseuille en el

espesor de la celda. La posición media de cada porción del frente, en un determinado  $z$ , seguirá las oscilaciones la velocidad local  $v_x(z, t)$  en el espesor. En este caso, la deformación respecto de una distribución homogénea (Taylor), aporta al coeficiente de dispersión, una componente puramente convectiva, que es **reversible** durante la oscilación.

Una vez que hemos comprendido estas propiedades en un flujo oscilante, se decidió desordenar localmente el campo de velocidades. Para eso, introdujimos obstáculos entre las 2 paredes lisas. Se construyeron mapas de velocidades confirmando la existencia de canales de flujo debidos a la geometría de la celda. Se puso en evidencia un régimen de **dispersión geométrica**, determinado por el desorden generado en el flujo debido a la distribución de obstáculos donde  $l_{d_g} \sim cte(A)$ , seguido de un **régimen de dispersión de Taylor**, a medida que la velocidad del flujo aumenta, donde  $l_{d_g} \sim U$ , similar a lo observado previamente en la celda de paredes lisas.

Los regímenes siguen controlados por la relación entre los mismos tiempos característicos que en la celda lisa:  $\tau_m/T$ . La **dispersión geométrica** es dominante para  $\tau_m/T \leq 0,6$ , donde la dispersividad normalizada por la amplitud es  $l_{d_g}/A$  no depende del período de la oscilación del flujo y parece más concluyente para amplitudes grandes. El **régimen de dispersión de Taylor** se detectó en un intervalo de la relación entre los tiempos característicos más estrecho que en el caso de celda lisa,  $0,8 < \tau_m/T < 1$ , y este rango depende de la amplitud de la oscilación. También se observó que el **régimen de dispersión parcialmente reversible** donde  $l_{d_g}/A \propto (\tau_m/T)^{-1}$  para  $\tau_m/T \geq 10$ , se mantiene aún en presencia de los obstáculos entre las paredes de la celda. La **reversibilidad** de este mecanismo es equivalente a lo observado en la celda de paredes lisas: las partículas de trazador durante un intervalo igual a  $T$  no tienen tiempo de difundir en el espesor de la celda y siguen la forma del perfil de velocidad de Poiseuille deformando el frente de mezcla, el cual aportará una componente convectiva siendo **reversible** con la oscilación del flujo.

Las experiencias complementarias efectuadas con las técnicas de transmisión y eco nos permitieron tener más información sobre la **reversibilidad e irreversibilidad** de las partículas de trazador. En efecto, la dispersión en transmisión posee las componentes reversibles e irreversibles, mientras que, eco sólo la irreversible. Además, las

experiencias oscilantes resultan del mismo orden de magnitud que la encontrada en estado que allí también se pierde una parte de la información perteneciente a la reversibilidad, cuando se cambia el sentido del flujo.

Los diferentes regímenes de dispersión hidrodinámica de un trazador en una celda de Hele-Shaw, con un flujo oscilante y presencia de partículas en suspensión, se continúa describiendo según  $\tau_m/T$ . Se encontraron los regímenes de *dispersión de Taylor* y *parcialmente reversible* con las mismas características mostradas previamente en el estudio sin presencia de partículas en el flujo. En cuanto a la dispersividad, en el segundo régimen es menor, es decir, la mezcla longitudinal parece menos efectiva cuando hay partículas en el flujo.

Para entender mejor los diferentes mecanismos de mezcla encontrados, se realizó un seguimiento espacial y temporal de las partículas en diferentes posiciones  $z$  en el espesor de la celda. Se encontró que, en ambos regímenes, las partículas se mueven siguiendo las diferentes líneas de corriente y su perfil de velocidades mantiene la forma parabólica característica de Poiseuille. Por otro lado, se encontró, a períodos altos de oscilación, la aparición de una posible migración de partículas hacia las zonas cercanas a las paredes de la celda. Finalmente, se aislaron las trayectorias de partículas que cumplen con la **reversibilidad cinemática**, comprobando que hay partículas que van y vienen por el mismo camino.

El comportamiento encontrado microscópicamente en el movimiento de las partículas no explica la disminución observada en la dispersividad del trazador en presencia de partículas en suspensión. Por ello, vamos a continuar estudiando el fenómeno modificando las técnicas de visualización utilizadas, dado que ellas presentan limitaciones. Además, queremos verificar qué sucede cuando la concentración de partículas aumenta. Por otro lado, estamos interesados en poder visualizar el espesor en su totalidad para verificar los efectos de la migración en este tipo de sistemas.

Al aumentar la concentración de partículas en suspensión y mantener el flujo oscilante, se observó la aparición de bandas, de diferentes concentraciones de partículas, transversales al flujo. Se caracterizó la inestabilidad con la longitud de onda  $\lambda$ , se estudiaron los posibles factores que la modifican. Controlando la amplitud y el período del flujo, se variaron parámetros tanto de la suspensión ( $\phi$ ,  $d$ ,  $\mu$ ), como de la geometría

de la celda ( $H, L$ ). En todas las experiencias realizadas se obtuvo que  $\lambda(T) \propto cte$  y  $\lambda(A_{cc}) \propto A_{cc}$ .

Encontramos que la distribución de las bandas dentro de la celda es independiente tanto del material de las partículas como del diámetro de éstas, si bien, es necesario tener una relación mínima entre el espesor de la celda y el diámetro de las partículas ( $H/d > 10$ ) para garantizar la existencia de la inestabilidad. Se obtuvieron bandas para concentraciones que varían entre 25 y 37 %, siendo  $\lambda$  independiente de la concentración de partículas. Se varió el espesor  $H$  en un rango entre 0,3 y 1 mm con partículas de 40  $\mu\text{m}$  de diámetro, obteniendo que  $\lambda \sim 2H$ . Por otro lado, se observó que  $\lambda$  es aproximadamente constante con la amplitud para la celda más larga ( $L=300$  mm), mostrando una leve influencia del largo de la celda. Esto se deberá explorar más sistemáticamente.

Para comprender cuál es el origen físico de la inestabilidad, realizamos dos experiencias complementarias y comparamos lo observado en nuestro estudio con trabajos realizados por otros autores. En ambas, trabajamos con la celda posicionada lateralmente: a través de la primera pudimos verificar que no hay efectos de la sedimentación de partículas induciendo la estructuración de la suspensión. En la segunda, utilizamos una suspensión iso-densa, y además, fluido y partículas poseen el mismo índice de refracción de la luz, pudiendo visualizar únicamente una parte de las partículas (1%) que marcamos con colorante. No encontramos presencia de segregación de las partículas en el espesor de la celda que induzcan la generación de la inestabilidad.

Hemos realizado experiencias preliminares delicadas, utilizando suspensión con iso-índice de refracción de la luz, que permitieron observar el comportamiento de dos partículas marcadas en un flujo oscilante concentrado (35%). Se encontró una gran interacción entre ellas llevando a la pérdida de la reversibilidad de las trayectorias. Analizando el movimiento de ambas, pudimos notar que existen intervalos de tiempos en donde se desplazan solidariamente, y otros, donde no, principalmente debido a que una de ellas adquiere una velocidad superior a la otra.

Sería interesante continuar con este estudio, mejorando el último dispositivo experimental con fluido iso-índice de refracción y visualización microscópica (figura 5.46), para poder realizar nuevas experiencias visualizando el movimiento de las partículas individuales. De esta manera, se obtendría una mejor comprensión de los

mecanismos, por un lado, que generan la disminución en la dispersión hidrodinámica en presencia de partículas, y por otro, la formación de la estructuración de la suspensión. Particularmente, queremos identificar si los movimientos poseen una mayor complejidad debido a las interacciones entre partículas cuando las concentraciones aumentan. En una segunda etapa, ver cómo varía la dispersión del trazador cuando las concentraciones de partículas superan el 25% y la suspensión se estructura. Para ello, será necesario desarrollar una nueva técnica de visualización que permita realizar el seguimiento del trazador sin la superposición de las partículas, lo cual posiblemente se obtenga utilizando partículas y fluido con igual índice de refracción.



# Anexo I: Saturación de la técnica de transmisión de luz

---

## I.1 Técnica de transmisión de luz: calibración

La técnica de transmisión de luz utilizada es la misma que se desarrolló en la sección 2.4.1. A partir de la ley de Lambert-Beer modificada, se obtuvo la expresión mostrada en la ecuación 2.7.

Para obtener la expresión que correlaciona los valores de intensidad de luz transmitida a través de la celda con la concentración de trazador presente, nuevamente fue necesario realizar una curva de calibración. Considerando que la concentración es uniforme en toda la celda, se aproximó  $F_{xy}^i$  por  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$ . Entonces, se volvieron a medir los valores de  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  para diferentes valor de  $C^i$  y, realizando la interpolación de los valores, se halló la expresión analítica de  $f_3^{-1}$  (ver ecuación 2.8).

Experimentalmente, el procedimiento se realizó de la misma forma que en la sección 2.4.2 para el fluido sin partículas. Es decir, saturando completamente la celda, en este caso con una suspensión con 10% de partículas, y diferentes concentraciones  $C^i$  conocidas de colorante. Se partió de un valor mínimo, igual a 0 g/l y, se aumentó en intervalos de 0,4 g/l hasta llegar a la concentración máxima de 2 g/l que se corresponde con la utilizada en las experiencias.

En cada caso, se adquirió una imagen, se midió la intensidad de luz transmitida  $I_{xy}^i$ , se calcularon los valores de  $F_{xy}^i$  para cada posición  $(x,y)$  de la celda y cada concentración utilizada, obteniéndose una matriz numérica con los valores de la función F en cada posición  $(n,m)$ . A través del ajuste gaussiano del histograma de esa matriz, se obtuvo el valor de la media  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  y su desviación estándar (error).

Finalmente, se graficaron los valores de  $\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}$  y sus respectivos errores en función de las diferentes concentraciones normalizadas  $C^i/C^{max}$  que se utilizaron para realizar la calibración (figura I.1). Luego, se realizó un ajuste con un polinomio de grado 3 dado que, en este caso, es el que introduce el mínimo error.

$$C^i / C^{\max} = b_0 + b_1(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy}) + b_2(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy})^2 + b_3(\langle F_{xy}^i \rangle_{xy})^3 \quad \text{Ecuación I.1}$$

Con,  $b_0=0$ ;  $b_1=0,49 \pm 0,04$ ;  $b_2=1,07 \pm 0,11$  y  $b_3=-0,56 \pm 0,08$

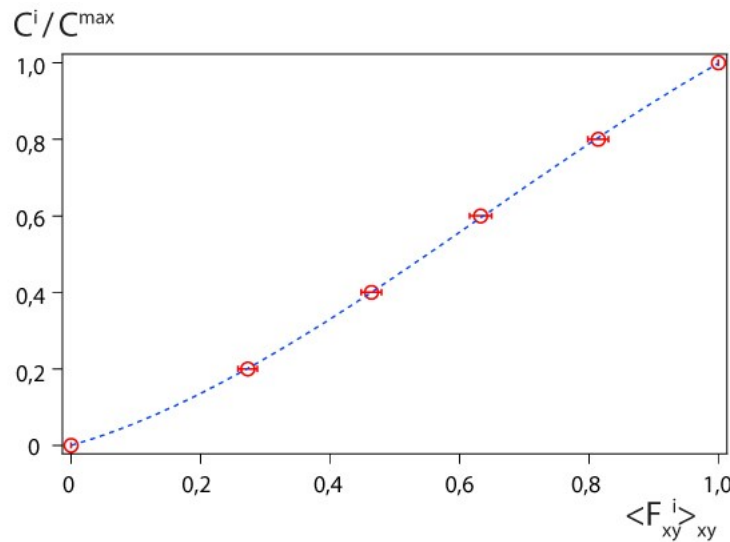


Figura I.1: Curva de calibración para suspensión al 10%, correspondiente a la celda de Hele-Shaw utilizada en este estudio y Waterblue como trazador,  $C^{\max} = 2,0 \text{ g/l}$ .

No obstante, esta técnica de transmisión de luz presenta una saturación, y no se puede utilizar con concentraciones de partículas más grandes. Se realizaron las curvas de calibración para concentraciones hasta el 40 %, pero únicamente cuando la concentración es del 10%, se pudo garantizar la confiabilidad de la misma, como veremos en la próxima sección.

## I.2 Limitación de la técnica para concentraciones altas

Como se comentó previamente, la técnica de transmisión de luz utilizada para obtener una curva de calibración que permita relacionar la intensidad de luz transmitida a través de la celda con la concentración local de colorante, presenta una saturación para concentraciones mayores a 10%.

Para entender esto, observemos la forma que presentan las curvas de calibración, obtenidas al aplicar la técnica de la ley de Lambert-Beer modificada, a medida que la concentración de partículas crece. Éstas se muestran en la figura I.2; las curvas pertenecientes a  $\phi=0$  y  $\phi=10\%$  se encuentran muy próximas entre si y conservando casi

completamente su tendencia. Cuando  $\phi=20\%$ , la curva se aleja de las otras dos y aparece una diferencia. Finalmente, cuando la concentración aumenta aún más, las curvas vuelven a estar cerca de las concentraciones bajas.

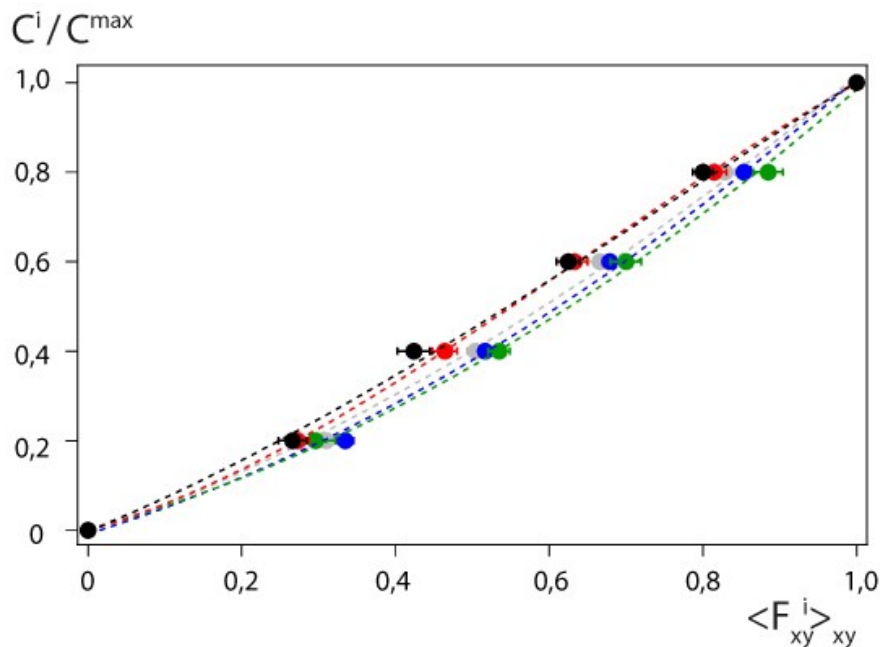


Figura I.2: Curva de calibración obtenida a partir de la técnica de transmisión de luz de la sección 2.4.1 para diferentes concentraciones de suspensiones de partículas,  $d=40\ \mu\text{m}$ . (●)  $\phi=0\%$ ; (●)  $\phi=10\%$ ; (●)  $\phi=20\%$ ; (●)  $\phi=30\%$ ; (●)  $\phi=40\%$ . Líneas discontinuas ajustes polinómicos correspondiente a cada  $\phi$ .

Para una mejor comprensión de este desplazamiento en las curvas a medida que aumenta la concentración de la suspensión, se analizará directamente el valor de la intensidad de luz transmitida a través de la celda en función de la concentración sin utilizar la función  $F$  dada por la técnica de transmisión obtenida a partir de la ley de Lambert-Beer modificada, que se venía aplicando.

Para comparar los valores de la intensidad de luz transmitida a través de la celda cuando se llena con diferentes concentraciones de partículas  $\phi$ , se realizó una normalización con un valor de intensidad de referencia  $I^{ref}$  obtenido de calcular el valor medio en una zona fuera de la celda y sobre el panel luminoso, evitando introducir errores generados por realizar las experiencias durante diferentes días donde es muy probable que exista una variación en la intensidad de la iluminación, por ejemplo dada por el panel.

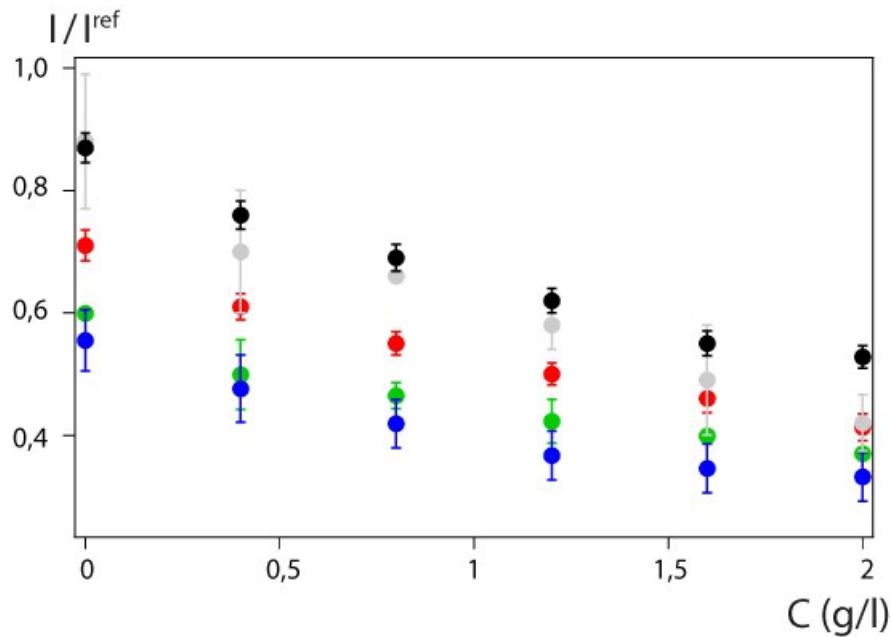


Figura I.3: Intensidad de luz transmitida a través de la celda, normalizada por un valor de intensidad de referencia en función de la concentración de trazador para diferentes concentraciones de suspensiones de partículas,  $d=40\ \mu\text{m}$ . (●)  $\phi=0\%$ ; (●)  $\phi=10\%$ ; (●)  $\phi=20\%$ ; (●)  $\phi=30\%$ ; (●)  $\phi=40\%$ .

En la figura I.3 se graficó el valor de la intensidad normalizada por cada una de las intensidades de referencia en función de la concentración de trazador, para las diferentes concentraciones de partículas analizadas. En ella puede observarse que existe una disminución de la intensidad de luz por la presencia de las partículas dentro de la celda (de  $\phi=0\%$  a  $\phi=10\%$ ). Recordemos que, cuando se presentó la función  $F$  en la figura I.1, esta variación era imperceptible, debido a la propia normalización de la técnica. Para  $\phi=20\%$ , se observa que la intensidad continúa disminuyendo de acuerdo a lo esperado, pues, la cantidad de partículas presentes es mayor. Por otro lado, vemos que las barras de error son más grandes, esto se debe a que la distribución de intensidad de luz transmitida a través de la celda comienza a presentar mayor variabilidad y se aleja de su forma gaussiana (ver figura 2.7). Por este motivo, se decidió no utilizar esta metodología experimental para realizar experiencias con  $\phi=20\%$ .

Finalmente, al continuar aumentando la concentración de partículas, además de comenzar a tener bloqueos en las cañerías y en las diferentes conexiones en la celda, puede observarse que la intensidad de luz transmitida no es la esperada. Para  $\phi=30\%$  y  $\phi=40\%$  se ve que los valores de  $I/I^{ref}$  vuelven a aumentar hasta llegar incluso a los

niveles presentes cuando no hay partículas. Esto se debe a que las interferencias de luz (refracción, reflexión, etc.) producidas por las partículas son cada vez más notorias.

# Bibliografía

---

- [1] Bear J. (1972). Dynamics of fluids in porous media. Elsevier Publishing Co., New York.
- [2] Dullien F. A. L. (1992). Porous media: fluid transport and pore structure. Academic Press, San Diego.
- [3] Koplik J., Renter S. and Wilkinson D. (1988). Transport and Dispersion in random networks with percolation disorder. Phys. Rev., A37, pp2619-2636.
- [4] Taylor G. I. (1953). Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. Proc. Roy. Soc. London, Ser A 1137, 219, 186-203.
- [5] Aris R. (1956) On dispersion of a solute in a fluid flowing through a tube, Proc. Roy. Soc. A, 235, 67.
- [6] Saffman P.G. (1959). A theory of dispersion in porous medium. J. Fluid Mech., Part 3, 6, pp 321-349.
- [7] Fried J. J., and Combarous M. A. (1971). Dispersion in porous media. *Adv. Hydrosci* 7.169.
- [8] Ippolito I., Daccord G., Hinch E.J., Hulin J.P. (1994). Echo tracer dispersion in model fractures with a rectangular geometry. Journal of Contaminant Hydrology 16 87-108.
- [9] Taylor GI. (1966) Low Reynolds Number Flows. National Committee for Fluid Mechanics Films, Education Development Center; Newton, MA: <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.
- [10] Rigord P. (1990). Thèse de Doctorat. Diffusion d'ondes de pression et réversibilité de la dispersion de traceurs dans les milieux poreux. Université de Paris 6
- [11] Aris R. (1960). On the dispersion of a solute in a pulsating flow through a tube. Proc. R. Soc. A 259, 370-376

- [12] Ippolito I., Hinch E. J., Daccord G., and Hulin J. P. (1993). Tracer dispersion in 2D fractures with flat and rough walls in a radial flow geometry. *Phys. Fluids A* 5, 1952-1962.
- [13] Camacho J. (1993). Purely global model for Taylor dispersion. *Phys. Rev. E* 48, 310.
- [14] Scotter D. R. and Raats P.A.C. (1968). Dispersion in Porous Mediums Due to Oscillating Flow. *Water Resour. Res.* 4 6.
- [15] Watson E. J. (1983). Diffusion in oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.* 133, 233-244.
- [16] Roht Y. L., Auradou H., Hulin J.-P., Salin D., Chertcoff R., and Ippolito I. (2015). Time dependence and local structure of tracer dispersion in oscillating liquid Hele-Shaw flows. *Phys Fluids* 27, 103602.
- [17] Joshi C. H., Kamm R. D., Drazen J. M., and Slutsky A. S. (1983). An experimental study of gas exchange in laminar oscillatory flow. *J. Fluid Mech.* 133, 245-254.
- [18] Kurzweg U. H., Howell G., and Jaeger M. J. (1984). Enhanced dispersion in oscillatory flows. *Phys. Fluids* 27, 1046-1048.
- [19] Holley E. R., Harleman D. R. F., and Fischer H. B. (1970). Dispersion in homogeneous estuary flow. *J. Hydraul. Div. ASCE* 96, 1691-1709.
- [20] Chatwin P. C. (1975). On the longitudinal dispersion of passive contaminant in oscillatory flows in tubes. *J. Fluid Mech.* 71, 513-527.
- [21] Yasuda H., (1984). Longitudinal dispersion of matter due to the shear effect of steady and oscillatory currents. *J. Fluid Mech.* 148, 383-403.
- [22] Smith R. (1982). Contaminant dispersion in oscillatory flows. *J. Fluid Mech.* 114, 379-398.
- [23] Smith R. (1983). The contraction of contaminant distributions in reversing flows. *J. Fluid Mech.* 129, 137-151.
- [24] Hulin J. P. and Plona T. P. (1989). "Echo" tracer dispersion in porous media. *Phys Fluids A*, 1, 1341

- [25] Rigord P., Calvo A., and Hulin J. P. (1990). En Transition to irreversibility for the dispersion of a tracer in porous media. *Phys Fluids A* 2, 681.
- [26] Leroy C., Hulin J-P. and Lenormand (1992). Tracer dispersion in stratified porous media: influence of transverse dispersion and gravity. *J. of Contam Hydrology*, 11 51-98.
- [27] Flekkoy E. G., Rage T., Oxaal U., and Feder J. (1996). Hydrodynamic Irreversibility in Creeping Flow. *Phys. Rev. Lett.* 77, 4170
- [28] Batchelor G. K. and Green J. T. (1972). The hydrodynamic interaction of two small freely-moving spheres in a linear flow field. *J. Fluid Mech* 56, 375-400.
- [29] Happel J. and Brenner H. (1965) *Low Reynolds Number Hydrodynamics with Special Application to Particulate Media*. Prentice-Hall.
- [30] Jeffrey D. J. and Onishi Y. (1984). Calculation of the resistance and mobility functions for two unequal rigid spheres in low-Reynolds-number flow. *J. Fluid Mech* 139, 261-290.
- [31] Segré G. and Silberberg A. (1962b). Behaviour of macroscopic rigid spheres in Poiseuille flow Part 2. Experimental results and interpretation. *J. Fluid Mech* 14, 136-157.
- [32] Cox R. G. and Brenner H. (1968). The lateral migration of solid particles in Poiseuille flow - I theory. *Chemical Engineering Science* 23, 147-173.
- [33] Vasseur P. and Cox R. G. (1976). The lateral migration of a spherical particle in two-dimensional shear flows *J. Fluid Mech* 78, 385-413.
- [34] Ho B. P. and Leal L. G. (1974). Inertial migration of rigid spheres in two-dimensional unidirectional flows. *J. Fluid Mech* 65, 365-400.
- [35] Nott, P. R. and Brady, J. F. (1994). Pressure-driven suspension flow: Simulation and theory. *J. Fluid Mech* 275, 157.
- [36] Lyon M. and Leal L. G. (1998). An Experimental Study of the Motion of Concentrated Suspensions in Two-Dimensional Channel Flow. Part I. Monodisperse Systems. *J. Fluid Mech* 363, 25-56.



- [37] Leighton D and Acrivos A. (1987). The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions. *J. Fluid Mech* 181, 415-439.
- [38] Phillips R.J., Armstrong R.C., Brown R.A., Graham A.L., Abbott J.R., (1992). A constitutive equation for concentrated suspensions that accounts for shear induced particle migration. *Phys Fluids A: Fluid Dynamics* 4, 30–40.
- [39] Mills P. and Snabre P. (1995). Rheology and Structure of Concentrated Suspensions of Hard Spheres. Shear Induced Particle Migration. *J. Phys. II France* 5, 1597-1608.
- [40] McTigue D. F. and Jenkins J.T. (1992). Channel flow of a concentrated suspension. *Advances in Micromechanics of Granular Materials* editado por Shen H.H., Satake M., Mehrabadi M., Chang C.S., Campbell Caroline.
- [41] Matas J. P., Morris J. F., and Guazzelli É. (2004). Lateral forces on a sphere. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP* 59, 59-70.
- [42] Yapici K., Powell R. L., Phillips R. J. (2009). Particle migration and suspension structure in steady and oscillatory plane Poiseuille flow. *Phys. Fluids* 21, 053302.
- [43] Butler J. E., Majors P. D., and Bonnecaze R. T. (1999). Observations of shear-induced particle migration for oscillatory flow of a suspension within a tube. *Phys. Fluids* 11, 2865.
- [44] Morris J. F. (2001). Anomalous migration in simulated oscillatory pressure-driven flow of a concentrated suspension. *Phys. Fluids* 13, 2457.
- [45] Massei N., Lacroix M., Wang H.Q., Dupont J.P. (2002). Transport of particulate material and dissolved tracer in a highly permeable porous medium: comparison of the transfer parameters. *J. of Contam Hydrology* 57 (1–2), 21–39.
- [46] Zheng Q., Dickson S.E., Guo Y. (2009). Differential transport and dispersion of colloids relative to solutes in single fractures. *Journal of Colloid and Interface Science* 339 (1), 140–151.
- [47] Roht Y. L., Boschan A., Ippolito I., Chertcoff R. (2013) Experimental study of solute dispersion in macroscopic suspension flow. *J. of Contaminant Hydrology* 45, 10-16.

- [48] Einstein A. (1905) On the movement of small particles suspended in stationary liquids required by the molecular-kinetic theory of heat (in German) *Ann. d. Phys.*, 17, 549-560.
- [49] Obernauer S. (1999) Tesis de Doctorado. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires.
- [50] Detwiler R., Rajaram H., y Glass R. J. (2000). Solute transport in variable aperture fractures: An investigation of the relative importance of Taylor dispersion and macrodispersion. *Water Resour. Res.* 36, 1611-1625.
- [51] Boschan, A., Auradou H., Ippolito I., Chertcoff R., and Hulin J. P. (2009). Experimental evidence of the anisotropy of tracer dispersion in rough fractures with sheared walls, *Water Resour. Res.* 45, W03201.
- [52] Boschan A., Charette J., Gabbanelli S., Ippolito I., Chertcoff R. (2003), Tracer dispersion of non-newtonian fluids in a Hele Shaw cell. *Physica A*, 327, 49-53.
- [53] Bugliarello G. and Jackson E. D. III. (1964). Random walk study of convective diffusion *Proc. ASCE, Eng. Mech. Div.* 90 (EM4), 49-77.
- [54] Vartuli M., Hulin J.P., Daccord G. (1995). Taylor dispersion in a polymer solution flowing in a capillary tube. *AICHE Journal* 41 (7), 1622–1628.
- [55] Averbakh A., Shauly A., Nir A. and Semiat R. (1997). Slow viscous flows of highly concentrated suspensions-part II: particle migration, velocity and concentration profiles in rectangular ducts, *Int. J. Multiphase flow.* 23, 613-629.
- [56] Chertcoff R. (2000) Desplazamiento de fluidos miscibles en medios porosos. Tesis de Doctorado, Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires.
- [57] Mohamed Rizon, Haniza Yazid, Puteh Saad, Ali Yeon Md Shakaff, Abdul Rahman Saad, Masanori Sugisaka, Sazali Yaacob, M.Rozailan Mamat, and M.Karthigayan (2005). Object detection using circular hough transform. *American Journal of Applied Sciences* 2 (12).

- [58] Torrest R. S. (1982). Rheological Properties of Aqueous Solutions of the Polymer Natrosol 250HHR. *J. Rheol.* 26, 143
- [59] Sundstrom D.W. (1983). Viscosity of suspensions in polymeric solutions. *Rheol. Acta* 22, 420-423.
- [60] Bailey B.C., Yoda M. (2003). An aqueous low-viscosity density- and refractive index-matched suspension system. *Experiments in Fluids* 35 1-3
- [61] Gondret P. and Petit L. (1996). Viscosity of periodic suspensions. *Phys. Fluids.* 8, 2284-2290.
- [62] Gondret P. and Petit L. (1993). Crystallization of macroscopic suspensions under shear: influence of particle size distribution *Europhys. Lett.* 22, 347-352.
- [63] Klotsa D., Swift M. R., Bowley R. M., and King P. J. (2009). Chain formation of spheres in oscillatory fluid flows. *Phys. Rev. E.* 79, 021302
- [64] Moosavi R., Maleki M., Shaebani M. R., Ruiz-Suarez J.C. and Clément E. (2014). Stripe formation in horizontally oscillating granular suspensions. *Europhys. Lett.* 107, 34006
- [65] Abedi M., Jalali M. A and Maleki M. (2014). Interfacial instabilities in sediment suspension flows. *J. Fluid Mech.* 758, 312-326.
- [66] Maleki M., Pacheco H., Suarez C.R. and Clément E. (2009). Interfacial instability of a confined suspension under oscillating shear. *Traffic and Granular Flow* Š07, pp. 621Ú627.
- [67] Ouriemi M., Aussillous P. and Guazzelli E. (2009). Sediment dynamics.Part 2. Dune formation in pipe flow. *J. Fluid Mech.* 636, pp. 321-336.
- [68] Rousseaux G., Stegner A. and Wesfreid J.E. (2004). Wavelength selection of rolling-grain ripples in the laboratory. *Phys. Rev. E.* 69, 031307.
- [69] Rousseaux G., Kruithof J., Jenffer P., and Wesfreid J.E. (2008). Oscillation-induced sand ripples in a circular geometry. *Phys. Rev. E* 78, 016302.

- [70] Loisel V., Abbas M., Masbernat O., and Climent E. (2015). Inertia-driven particle migration and mixing in a wall-bounded laminar suspension flow. *Physics of Fluids* 27, 123304

**Titre :** Transport et dispersion d'un traceur dans un écoulement de suspensions oscillant

**Mots clés :** dispersion, écoulement oscillant, suspension, particules.

**Résumé :** On étudie le transport et la dispersion hydrodynamique d'un traceur passif et/ou d'une suspension de particules dans deux fractures modèles avec deux parois lisses ou avec une distribution aléatoire d'obstacles dans l'ouverture. On utilise un écoulement oscillant d'un fluide newtonien afin d'observer les effets sur la dispersion de la réversibilité du déplacement. On caractérise de manière quantitative l'influence des paramètres caractéristiques de l'écoulement: période  $T$  et amplitude  $A$  des oscillations et temps caractéristique  $\tau_m$  de diffusion moléculaire sur l'épaisseur.

Dans le cas de parois lisses, on montre que les régimes de dispersion sont déterminés par le rapport  $\tau_m/T$ . Pour  $\tau_m/T \leq 2$ , le régime de **dispersion de Taylor** est dominant et irréversible à l'échelle globale. Pour  $\tau_m/T \geq 20$ , on a un régime **partiellement réversible** pour lequel le mélange reste diffusif à l'échelle globale mais où, localement, la distribution des particules de traceur dans l'épaisseur suit les oscillations de la vitesse locale  $v_x(z, t)$ . Dans ce cas, il existe une composante purement convective et **réversible** de la dispersion.

Dans le cas d'une cellule rugueuse, le désordre induit par les obstacles fait apparaître une composante de dispersion géométrique quand  $\tau_m/T \leq 0,6$ , pour laquelle la dispersivité normalisée par l'amplitude  $l_d/A$  ne dépend pas de la période  $T$ . On observe le **régime de dispersion de Taylor** dans une gamme  $0,8 \leq \tau_m/T \leq 1$  dépendant de l'amplitude de l'oscillation. Lorsque  $\tau_m/T \geq 20$ , on observe le régime de **dispersion partiellement réversible** déjà observé précédemment dans la cellule lisse. En comparant ces mesures avec celles obtenues par des techniques complémentaires (écho et transmission), on a pu séparer la composante irréversible de la dispersion de la composante réversible associée à des chenaux macroscopiques d'écoulement préférentiel dus à la géométrie de la fracture.

L'influence sur la dispersion de particules de  $40 \mu\text{m}$  de diamètre en suspension dans l'écoulement oscillant a été ensuite étudiée dans la cellule lisse. La mesure globale de dispersion a mis en évidence les mêmes régimes d'écoulement qu'en l'absence de particules avec des domaines d'existence déterminés, comme dans ce cas, par la valeur du rapport  $\tau_m/T$ .

Pour mieux comprendre l'origine microscopique des résultats, nous avons suivi les trajectoires individuelles des particules dans un écoulement oscillant. Leur mouvement et la distribution de leurs vitesses ont été mesurés dans plusieurs couches à différentes distances dans l'épaisseur. On observe que les particules suivent les lignes de courant et que le profil de leurs vitesses dans l'épaisseur a la forme parabolique d'un profil de Poiseuille. Par ailleurs, nous avons comparé les distributions des particules après un certain nombre d'oscillations à celles au temps initial et observé, pour de longues périodes  $T$ , une migration des particules vers les parois de la cellule. Enfin, certaines particules présentant une réversibilité cinématique de leur mouvement, avec des allers retours suivant la même trajectoire, même en présence d'interactions entre elles.

Enfin, en augmentant la concentration des particules, on observe une structuration de la suspension en bandes perpendiculaires à l'écoulement. On a étudié la longueur d'onde  $\lambda$  de cette instabilité en fonction de paramètres géométriques (épaisseur  $H$  et largeur de la cellule, diamètre des particules), physiques (viscosité et densité du fluide, densité des particules) et de l'écoulement (variation sinusoïdale ou carrée du débit, amplitude  $A$  et période  $T$ ). La longueur d'onde normalisée  $\lambda/H$  augmente linéairement avec l'amplitude normalisée  $A/H$  mais est constante avec  $T$  et  $H$  et avec le diamètre des particules. Au niveau local, l'instabilité correspond à des variations périodiques de concentration suivant la largeur de la cellule et présentes dans toute l'épaisseur.



**Title :** Transport and dispersion of a tracer in flowing suspensions

**Keywords :** dispersion, oscillating flow, suspension, particles.

**Abstract :** We study the transport and the hydrodynamical dispersion of a passive tracer and/or a suspension of non-Brownian particles in two model fractures with smooth walls or a random distribution of obstacles in the aperture. We use an oscillating flow of a Newtonian fluid in order to study the effects of the reversibility of the displacement on dispersion. We characterize quantitatively the effects of the characteristic parameters of the flow: period  $T$  and amplitude  $A$  of the oscillations, and characteristic time  $\tau_m$  of molecular diffusion across the thickness of the cell.

In the case of smooth walls, we show that the dispersion regimes are determined by the value of the ratio  $\tau_m/T$ . For  $\tau_m/T \leq 2$ , the **Taylor dispersion** mechanism is dominant and irreversible at the global scale. For  $\tau_m/T \geq 20$ , one has a **partly reversible** regime in which mixing remains diffusive at the global scale but, locally, the distribution of the particles in the thickness of the cell follows the oscillations  $v_x(z, t)$  of the local velocity. In this case, there exists a purely convective and **reversible** dispersion component.

In the case of a cell with rough walls, flow disorder due to the obstacles results in a geometrical dispersion component when  $\tau_m/T \leq 0,6$ , for which the dispersivity normalized by the amplitude  $l_d/A$  does not depend on the period  $T$ . The **Taylor dispersion regime** is observed in a range  $0,8 \leq \tau_m/T \leq 1$  depending on the amplitude of the oscillation. When  $\tau_m/T \geq 20$ , one obtains the **partly reversible dispersion regime** already observed previously for the smooth cell. Comparing these results to those obtained by complementary techniques (echo and transmission) allows us to separate the irreversible component of dispersion from the reversible one associated to macroscopic preferential flow channels due to the fracture geometry.

The influence on dispersion of a suspension of  $40 \mu\text{m}$  diameter non Brownian particles in the oscillating flow has then be studied in the cell with smooth walls. The global tracer dispersion measurements have shown the same dispersion regimes than without particles with domains of existence determined, like in this latter case, by the value of the ratio  $\tau_m/T$ .

In order to understand better the origin of these results at the microscopic scale, we tracked the individual trajectories of the particles in an oscillating flow. Their motion and the distribution of their velocities have been measured in several layers at different distances from the walls in the cell thickness. The particles are observed to follow the flow lines; the profile of their velocities in the thickness displays the parabolic shape of a Poiseuille profile. Moreover, we compared the distribution of the particles after a certain number of oscillations to those at the initial time and observed, for long periods  $T$ , a migration of the particles towards the vicinity of the cell walls. Moreover, the motion of some particles display a kinematic reversibility and follow the same trajectory for both directions of the flow, even when there are interactions with the others.

Finally, when the concentration of the particles is increased, one observes a structuration of the suspension into bands perpendicular to the flow. The wavelength  $\lambda$  of this instability has been studied as a function of geometrical (thickness  $H$  and width of the cell, particle diameter) and physical parameters (viscosity and density of the fluid, particle density) and of the characteristics of the flow (sine or square wave variation of the flow, amplitude  $A$  et period  $T$ ). The normalized wavelength  $\lambda/H$  increases linearly with the normalized amplitude  $A/H$  but is constant with  $T$  and  $H$  and with the particle diameter. At the local level, the instability corresponds to periodic variations of the particle concentration along the length of the cell which extend across its whole thickness  $H$ .

