



LICENCE SCIENCE DE LA MATIÈRE
École Normale Supérieure de Lyon
Université Claude Bernard Lyon I

Stage juin–juillet 2019
BÉNÂTRE Denis
L3 Physique

Mise en suspension de particules par injection de gaz

Résumé : La mise en suspension de particules dans un fluide par injection d'air est étudiée expérimentalement dans une cellule de Hele-Shaw. D'un point de vue global, des mesures de la taille des bulles d'air et de la suspension obtenue ont été menées. D'un point de vue local, les hétérogénéités dans la suspension ont été analysées. Cette étude met en évidence l'existence d'un débit critique Q_c , séparant deux régimes. Chaque régime est caractérisé par un comportement différent des grandeurs mesurées en fonction du débit. En particulier, le régime des débits supérieurs à Q_c est caractérisé par le fait que la suspension atteint alors les bords de la cellule.

Mots-clés : *Mécanique des fluides, Hele-Shaw, suspension, bulles*

Stage supervisé par :

Sylvain JOUBAUD & Valérie VIDAL

sylvain.joubaud@ens-lyon.fr / valerie.vidal@ens-lyon.fr

Laboratoire de Physique - CNRS

École Normale Supérieure de Lyon

46, allée d'Italie

69364 Lyon cedex 07, France



Remerciements

Je tenais à remercier le laboratoire de physique de l'ENS de Lyon de m'avoir accueilli pour réaliser mon stage de L3. Je remercie bien évidemment mes encadrants Sylvain Joubaud et Valérie Vidal pour leur accompagnement, leurs précieux conseils et leur bonne humeur, aussi bien pendant les manipulations que pendant la rédaction du présent rapport. Je tiens aussi à remercier Thomas Busser, qui encadrait Sylvio dans la même salle que moi, et qui m'a prodigué quelques conseils utiles pour le traitement des données en MATLAB[®].

Table des matières

Remerciements	2
1 Introduction	4
1.1 Motivations générales	4
1.2 Physique des suspensions	4
1.3 Physique de la remontée de bulles dans un fluide simple	5
1.4 Objectifs du stage	6
2 Dispositif expérimental	7
2.1 Système étudié	7
2.2 Contrôleurs de débit	9
2.3 Protocole	9
2.4 Premières observations	9
3 Analyse globale	11
3.1 Largeur de la suspension L_s	11
3.2 Taille typique L_b et diamètre équivalent d_{eq} des bulles	13
3.3 Comparaison de L_s et L_b	14
4 Analyse locale	16
4.1 Hétérogénéités spatiales et temporelles de la suspension	16
4.2 Ondes de densité et leur vitesse v_s	16
5 Conclusion & perspectives	20
Bibliographie	21
A Calibration du contrôleur de débit	22

CHAPITRE 1

Introduction

1. Motivations générales

Les systèmes triphasiques solide-liquide-gaz, avec des particules, des bulles et un fluide environnant sont présents dans plusieurs domaines de la recherche exploitant la mécanique des fluides. Ainsi, en géoscience, de tels systèmes sont rencontrés dans les cheminées volcaniques, où l'on trouve des bulles dans des magmas riches en cristaux [1, 2]. L'étude de ces écoulements triphasiques pourrait permettre d'améliorer la compréhension et la prédiction des éruptions volcaniques. Ces écoulements sont aussi rencontrés dans le cadre industriel par le génie des procédés chimiques. En effet, de nombreuses réactions nécessitant de grands réacteurs ou des colonnes à bulles impliquent des catalyseurs solides. Le défi pour les chercheurs est alors de prévoir les transferts de matière s'opérant entre les différentes phases, afin de prévoir la taille du réacteur nécessaire à la production la plus efficace possible du produit souhaité [3, 4, 5].

Toutefois, l'étude de ces systèmes est rendue difficile par la présence des trois phases. On choisit donc ici une approche expérimentale, sur un système triphasique simplifié : les particules ont une distribution monodisperse, la géométrie est quasi-2D.

En revanche, il existe des travaux, principalement expérimentaux, mais aussi théoriques ou numériques, portant uniquement sur les systèmes de particules dans un fluide, ce que l'on appelle des suspensions, ou sur les systèmes de bulles dans un fluide simple. La physique des suspensions sera présentée au paragraphe 1.2, et celle des bulles dans un fluide simple au paragraphe 1.3.

2. Physique des suspensions

Les suspensions sont étudiées par G.G. Stokes et H. Lamb dès le XIX^{ème} siècle. Ensemble, ils représentent l'école physique britannique. Plus tard, en 1920, A.E. Boycott s'étonne dans un article de *Nature* que les globules qu'il étudie sédimentent plus vite lorsque le tube à essais est incliné [6]. Le domaine est donc pluridisciplinaire par nature, et il le sera encore davantage à partir des années 60, au moment où la chimie, par les travaux d'A. Acrivos, commence à s'y intéresser, créant d'une certaine manière la seconde école, chimique, implantée aux États-Unis [7].

La définition de ce qu'est une suspension peut varier selon les équipes et les domaines. Ici, on appellera *suspension* un milieu granulaire immergé non sédimenté. On définit aussi les termes de *crémage* et de *sédimentation*. Le crémage est le cas où les particules sont plus légères que le fluide et remontent dans celui-ci, tandis que la sédimentation correspond au cas où les particules sont plus lourdes. Le cas particulier étudié ici est le cas d'une suspension non isodense et non brownienne, dans un milieu confiné appelé cellule de Hele-Shaw.

Dans le cas d'une suspension sans perturbation extérieure, et si les particules sont plus lourdes que le fluide, le principal phénomène est la sédimentation. Pour le décrire, plusieurs modèles peuvent être utilisés. Le modèle le plus simple est celui de la sphère dure seule dans un liquide, appelé modèle de

Stokes. En régime stationnaire, cette vitesse est atteinte s'il y a équilibre entre la poussée d'Archimède et la force de trainée. Pour calculer cette force, il faut déterminer le nombre de Reynolds Re_p pour la particule seule, $Re_p = \rho_l v_p d_p / \eta_l$, avec v_p et d_p la vitesse et le diamètre de la particule, et ρ_l et η_l la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide. Lorsque ce nombre est inférieur à 0,1, la force de trainée est linéaire, et la vitesse atteinte par une particule dans un milieu infini en 3 dimensions est la vitesse de Stokes :

$$v_{Stokes} = \frac{2\Delta\rho g R^2}{9\eta_l}, \quad (1.1)$$

avec $\Delta\rho = \rho_p - \rho_l$ la différence de masse volumique entre les particules et le liquide, g l'accélération de la pesanteur, R le rayon des particules et η_l la viscosité du liquide.

Toutefois, une suspension n'est pas constituée d'une sphère seule. Pour prendre en compte les effets collectifs, plusieurs corrections à la vitesse de Stokes ont été proposées. La première que je présenterai ici est celle de Richardson-Zaki [8]. Elle prend en compte la fraction volumique en particules, $\Phi = V_p/V_{total}$, où V_p est le volume occupé par les particules, et V_{total} le volume total de la suspension :

$$v_{RZ} = (1 - \Phi)^n v_{Stokes}, \quad (1.2)$$

où n est un paramètre qui dépend de Re_p et du rapport d_p/D avec d_p le diamètre des particules, et D le diamètre du tube. À $Re_p < 0,2$, c'est-à-dire pour la sédimentation seule, on a $n = 4,65 + 19,5 \frac{d_p}{D}$. Mais à $1 < Re_p < 200$, où se situe Re_p pendant les manipulations, $n = (4,45 + 18 \frac{d_p}{D}) Re_p^{-0,1}$. À toute valeur du nombre de Reynolds, on peut aussi utiliser la relation empirique proposée par Rowe *et al.* [9] pour estimer n :

$$n = 2,35 \frac{2 + 0,175 Re_t^{3/4}}{1 + 0,175 Re_t^{3/4}}, \quad (1.3)$$

où Re_t est le nombre de Reynolds pour une particule suspendue isolée, c'est-à-dire $Re_t = \rho_l v_{Stokes} d_p / \eta_l$.

Enfin, il existe un modèle proposé par J.A. Kozeny et amélioré par P.C. Carman [10], basé sur l'analogie entre les suspensions et les milieux poreux. Cette équation, d'abord utilisée pour modéliser un fluide dans un lit granulaire (fluidisation), peut aussi être utilisée pour la sédimentation d'une suspension. On utilisera ici la forme suivante de cette équation, donnée par Davies *et al.* [11] :

$$v_{KC} = \frac{\Delta\rho g}{k\eta_l S_v^2} \frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} = \frac{\Delta\rho g d_p^2}{180\eta_l} \frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon}, \quad (1.4)$$

avec $\Delta\rho = \rho_p - \rho_l$ la différence de masse volumique entre les particules et le liquide, g l'accélération de la pesanteur, k la constante de Kozeny, η_l la viscosité du liquide, $S_v = 4\pi R^2 / \frac{4}{3}\pi R^3$ la surface spécifique, $\epsilon = 1 - \Phi$ la porosité et $d_p = 2R$ le diamètre des particules. D'après [11], $k = 5$ pour la fluidisation, mais $k = 3,36$ pour la sédimentation.

3. Physique de la remontée de bulles dans un fluide simple

La suspension étudiée durant ce stage n'existe que parce qu'elle a un moteur : l'injection d'air. Au-delà des suspensions, il faut donc s'intéresser aussi à la littérature concernant la dynamique des bulles en géométrie confinée. Un article majeur pour ce thème de recherche, qui fait suite à celui de Saffman et Taylor en 1959, est l'étude expérimentale de Maxworthy [12], principalement centrée sur l'étude de la bulle unique. Dans cet article, Maxworthy introduit une relation pour calculer la vitesse d'une bulle elliptique dans un fluide simple :

$$v_{Maxworthy} = \frac{\rho_l e^2 g}{12\eta_l} \cdot \frac{L}{D}, \quad (1.5)$$

avec ρ_l et η_l la masse volumique et la viscosité du fluide, e l'épaisseur de la cellule, g l'accélération de la pesanteur, L la longueur de la bulle et D sa largeur. L est la longueur de l'axe de l'ellipse (la bulle)

dans la direction du mouvement. D est la longueur de l'axe de l'ellipse dans la direction perpendiculaire au mouvement. Toutefois, cette vitesse est valable à bas Reynolds. Dans notre système, le Reynolds pour les bulles est compris entre 100 et 1000. On peut alors utiliser le fait que $v_b \propto \sqrt{gd_b}$, avec d_b le diamètre de la bulle, d'après Roig *et al.* [13].

La dynamique des bulles uniques en cellule de Hele-Shaw a été étudiée par différentes approches, et leurs vitesses, trajectoires et formes sont aujourd'hui bien connues. Les études sur les bulles doubles en cellule de Hele-Shaw montrent que celles-ci s'influencent de plusieurs manières. Ainsi, il peut y avoir coalescence entre deux bulles proches, ou encore accélération de la bulle la plus basse pour rattraper la bulle la plus haute d'après Huisman *et al.* [14]. La dynamique dans une cellule de Hele-Shaw avec plus de deux bulles est mal connue, d'autant plus avec une phase solide, ce qui justifie encore que l'on fasse ici une étude expérimentale et non théorique ou numérique.

4. Objectifs du stage

L'objectif de l'étude réalisée durant ce stage est de caractériser le comportement d'une suspension obtenue par injection de gaz sous un lit granulaire. Pour cela, nous l'étudierons d'abord d'un point de vue global, c'est-à-dire en nous focalisant sur son extension spatiale, puis de façon locale, en analysant ses hétérogénéités temporelles et spatiales.

CHAPITRE 2

Dispositif expérimental

1. Système étudié

L'approche choisie ici est *expérimentale*, plutôt que théorique ou numérique. Ce choix est justifié par la complexité de ce système triphasique et *a priori* non linéaire. Pour la même raison, la suspension est étudiée en cellule de Hele-Shaw (géométrie confinée à deux dimensions), ce qui permet de visualiser efficacement les bulles et les écoulements des fluides. On souhaite se placer dans le cas d'une suspension non isodense et soumise à la sédimentation. On choisit donc des particules non browniennes et plus lourdes que le fluide environnant. Les caractéristiques du fluide et des particules sont discutées ci-après.

Le dispositif est donc une cellule de Hele-Shaw, composée de deux plaques de verre de $24,0 \text{ cm} \times 28,5 \text{ cm}$, placées verticalement, à $2,1 \text{ mm}$ l'une de l'autre. La cellule est de plus équipée en bas d'un injecteur d'air de diamètre $1,0 \text{ mm}$. La cellule est remplie d'une solution eau-éthanol à 30% en éthanol en volume. Cette valeur a été choisie *empiriquement* car elle permet d'éviter les agrégats de particules ainsi que la présence de micro-bulles sur les particules, qui les font remonter à la surface, ou même flotter à mi-hauteur. De meilleurs résultats auraient pu être obtenus en travaillant dans l'éthanol pur, mais au cœur de l'été, l'éthanol s'évapore, ce qui modifie de façon importante la hauteur initiale en liquide dans la cellule au cours des manipulations. La masse volumique ρ , la viscosité η et la tension de surface γ sont données dans le tableau 2.1. Elles sont issues des mesures de Khattab *et al.* [15]. Les mesures ayant été menées entre $25 \text{ }^\circ\text{C}$ et $30 \text{ }^\circ\text{C}$, on prendra pour chaque grandeur la moyenne entre les deux valeurs proposées, soit $\rho_l = 957 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $\eta_l = 1,89 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et $\gamma_l = 36,9 \times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$.

$T \text{ (}^\circ\text{C)}$	$\rho \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-3}\text{)}$	$\eta \text{ (}\times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s)}$	$\gamma \text{ (}\times 10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}\text{)}$
25	958	2,01	36,9
30	955	1,77	36,9

TABLE 2.1 – Valeurs de la masse volumique ρ , de la viscosité η et de la tension superficielle γ à $25 \text{ }^\circ\text{C}$ et à $30 \text{ }^\circ\text{C}$ du mélange eau-éthanol à 30% d'éthanol en volume, d'après les mesures expérimentales données par Khattab *et al.* [15].

Les particules utilisées pour cette étude sont des particules de polystyrène TS $250 \text{ }\mu\text{m}$. Celles-ci ont été tamisées entre $250 \text{ }\mu\text{m}$ et $315 \text{ }\mu\text{m}$. Leur masse volumique est $\rho_p = 1059 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Celle-ci étant supérieure à celle du fluide, la suspension est bien soumise à la sédimentation, ce qui sera vérifié plus loin. Par la suite, on appellera *lit granulaire* la zone où les particules sont sédimentées et *zone morte* la zone du lit où les particules ne sont pas du tout entraînées. L'état initial du système, avec le mélange eau-éthanol et les particules, est représenté en figure 2.1(a).

Pour connaître précisément la distribution en diamètre, nous avons fait une mesure de granulométrie avec un microscope¹. La méthode est illustrée par les deux photographies de part et d'autre de la distribution en figure 2.1(b). Celle de gauche représente simplement les particules telles qu'elles

1. Wild Makroskop M420 1.25x équipé d'un objectif Makrozoom Leica 1:5

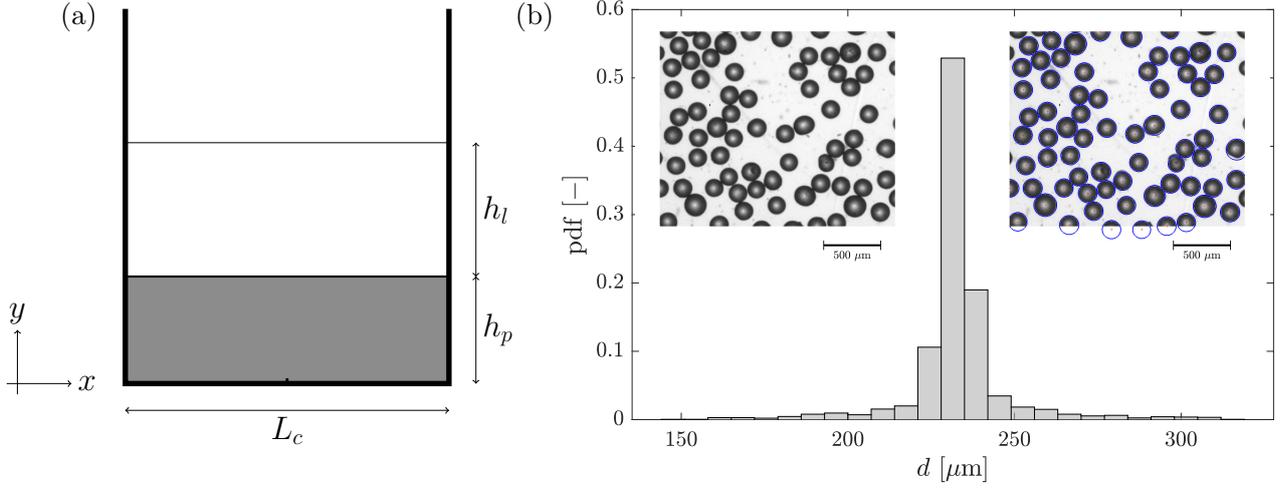


FIGURE 2.1 – (a) Système dans son état initial. La zone basse en gris foncé est le lit granulaire, où les particules sont sédimentées, et la zone haute en blanc est le liquide sans particule. On note h_p la hauteur initiale du lit granulaire et h_l la hauteur initiale de liquide surnageant. (b) Densité de probabilité pour le diamètre des particules de polystyrène TS, tamisées entre $250 \mu\text{m}$ et $315 \mu\text{m}$. Leur diamètre moyen est $\tilde{d} = 232 \pm 16 \mu\text{m}$, soit une variation de 7 %. *Insert* : à gauche, une photographie des particules au microscope ; à droite, la même photographie, après traitement *via* la fonction *imfindcircles* de MATLAB[®].

sont observées à travers le microscope. Celle de droite représente le résultat trouvé par la fonction *imfindcircles* de MATLAB[®]. Cette fonction permet de trouver la position et le rayon de tous les cercles sombres présents sur l'image². Son utilisation est justifiée par le fait qu'on observe à l'œil qu'elles sont quasi-sphériques. Un total de 30 images et 2397 particules ont ainsi été analysées. La distribution est représentée en figure 2.1(b), avec en abscisse le diamètre des particules en μm et en ordonnée la densité de probabilité. On remarque que la distribution est monodisperse. En effet, on mesure un diamètre moyen $\tilde{d} = 232 \mu\text{m}$, égal à l'abscisse du maximum de la distribution. L'écart-type est de $16 \mu\text{m}$, soit une variation de 7 %. Ce résultat est étonnant, après avoir tamisé entre $250 \mu\text{m}$ et $315 \mu\text{m}$. Il est dû au fait que la distribution de particules initiale est quasiment monodisperse à $230 \mu\text{m}$, et non $280 \mu\text{m}$ comme nous le pensions. Le tamisage permet tout de même d'éliminer les très petites particules, et les très grosses.

Montrons à présent que ce système correspond effectivement au système que nous voulions étudier.

Tout d'abord, nous avons dit au paragraphe 1.1 vouloir travailler dans une suspension non brownienne. Pour le vérifier, il faut comparer les phénomènes convectifs et les phénomènes diffusifs. Cela se fait en calculant le nombre de Péclet $Pe = v_{Stokes}R/D_0$, avec v_{Stokes} la vitesse de sédimentation selon Stokes, R le rayon des particules et $D_0 = k_B T / (6\pi\eta_l R)$ le coefficient de diffusion brownienne calculé avec k_B la constante de Boltzmann, T la température et η_l la viscosité du liquide. Le nombre de Péclet vaut ici $Pe \sim 10^9$. Ainsi, le mouvement brownien est bien négligeable devant la sédimentation.

Ensuite, nous avons vérifié que le système sédimente. Pour cela, nous avons mesuré pour deux masses de particules (19 g et 30 g) la vitesse de sédimentation, pour une hauteur totale ($h_{tot} = h_l + h_p$) à peu près constante, $h_{tot}(19 \text{ g}) = 17,9 \text{ cm}$ et $h_{tot}(30 \text{ g}) = 17,0 \text{ cm}$. On mesure la moyenne de la vitesse de sédimentation après avoir mis les particules en suspension en injectant de l'air au débit $1,5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. La vitesse obtenue est comparée dans le tableau 2.2 avec les résultats des modèles cités au paragraphe 1.2. On remarque que les modèles de Richardson-Zaki et de Kozeny-Carman estiment

2. Voir la documentation en ligne.

assez bien la vitesse de sédimentation. Dans le cas de Richardson-Zaki, j'ai utilisé la valeur de n donnée par l'équation 1.3 issue de Rowe *et al.* [9]. Je trouve $n = 4,59$, ce qui est cohérent avec l'article de Kuusela *et al.* [16] d'après lequel dans une telle cellule de Hele-Shaw avec $e \simeq 9d_p$, on devrait choisir n entre 4,7 et 5,3. Cela explique pourquoi v_{RZ} , calculée comme pour le cas 3D, est plus élevée que $v_{sed,exp}$ dans les deux cas.

m_p (g)	Φ (-)	$v_{sed,exp}$ (mm · s ⁻¹)	v_{Stokes} (mm · s ⁻¹)	v_{RZ} (mm · s ⁻¹)	v_{KC} (mm · s ⁻¹)
19	0,21	0,51 ± 0,03	1,56	0,553	0,582
30	0,35	0,18 ± 0,02	1,56	0,238	0,202

TABLE 2.2 – Vitesse de sédimentation pour 2 masses m_p de particules. Pour chacune, on mesure la vitesse de sédimentation $v_{sed,exp}$, et on calcule la fraction volumique en particules dans la suspension initiale Φ , la vitesse de sédimentation d'une particule isolée en 3D v_{Stokes} , la vitesse de sédimentation avec les effets collectifs selon Richardson-Zaki v_{RZ} , et la vitesse en analogie d'un milieu poreux selon Kozeny-Carman v_{KC} .

2. Contrôleurs de débit

Pour injecter l'air dans la cellule, nous avons utilisé deux contrôleurs de débit différents :

- pour les débits importants ($Q \geq 100 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$), BRONKHORST[®] Mass Stream D-6311, M+W Instruments ;
- pour les débits faibles ($Q \lesssim 100 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$), BRONKHORST[®] Mass Stream D-5111, M+W Instruments.

Si le premier contrôleur de débit est pourvu d'un écran qui donne le débit envoyé, le second requiert une calibration. Celle-ci est effectuée en annexe A, page 22.

3. Protocole

La cellule est remplie avec les particules de polystyrène préalablement plongées dans le mélange eau-éthanol (voir le paragraphe 2.1 pour plus de détails). À l'état pré-initial, la cellule est donc remplie par les particules de polystyrène, d'une hauteur $h_p \sim 9 \text{ cm}$ puis par le mélange eau-éthanol, d'une hauteur $h_l \sim 9 \text{ cm}$.

L'état initial est réalisé en mettant tous les grains en suspension. Pour cela, de l'air est injecté au débit $1,5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ pour mettre un maximum de grains en suspension, et on gratte les grains restants (ceux situés dans la zone morte du lit granulaire), pour que la quasi-totalité des grains soient en suspension. On arrête ensuite l'injection d'air, et on laisse les particules sédimenter, pour former un lit granulaire plat. On contrôle à nouveau h_p et h_l . Le phénomène mis à profit pour la préparation de l'état initial, représenté en figure 2.1(a) est donc la sédimentation. Cela assure la reproductibilité de l'expérience. À l'état initial, la fraction volumique en particules est de l'ordre de $\Phi \simeq 0,55$, qui correspond à une configuration de *random loose packing* ($\Phi_{rlp} = 0,55$ d'après Guazzelli *et al.* [7]).

Après avoir préparé l'état initial, de l'air est injecté au débit souhaité et l'état stationnaire est filmé avec une caméra BASLER[®] acA2040-90um, *via* le logiciel Pylon Viewer. L'enregistrement dure 30 secondes et est effectué à un *frame rate* compris entre 20 et 50 images par seconde.

4. Premières observations

Lorsque l'air est injecté dans la cellule, après avoir préparé l'état initial, le gaz doit se frayer un chemin entre les particules, pour rejoindre la surface. Les premières bulles *fluidisent* le lit granulaire, diminuant de fait sa viscosité effective, et mettant les premières particules en suspension. Il se forme

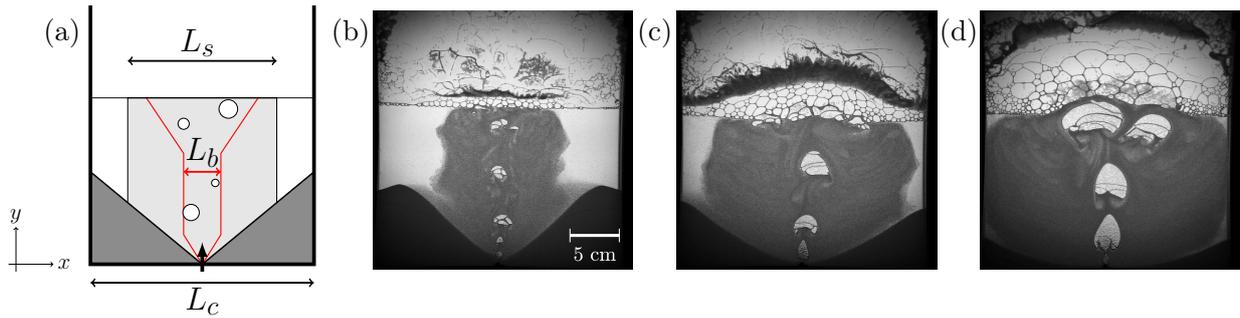


FIGURE 2.2 – (a) Schéma de la cellule de Hele-Shaw dans son état stationnaire. L’injecteur est représenté par une flèche noire, en bas. La zone basse en gris foncé est le lit granulaire, où les particules sont sédimentées, et la zone haute en blanc est le liquide sans particule. La zone en gris clair est la suspension proprement dite, dont on étudie la largeur L_s . En rouge, on représente la zone de remontée des bulles, elles-mêmes symbolisées par des cercles blancs. Cette zone permet de définir une taille typique des bulles, L_b . (b) Photographie à $Q = 65 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, la suspension n’occupe qu’une petite partie de l’espace disponible. Les bulles sont petites, agglutinées et ont un déplacement horizontal important au cours de leur remontée. (c) Photographie à $Q = 300 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, la suspension occupe quasiment tout l’espace disponible. Les bulles sont grosses et agglutinées. (d) Photographie à $Q = 800 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, la suspension occupe toute la largeur de la cellule. Les bulles sont très grosses et agglutinées.

alors un cratère, délimité de part et d’autre par un talus. Les deux talus se déplacent progressivement vers les bords de la cellule. Après un certain temps, la mise en suspension et la sédimentation se compensent, et les talus s’immobilisent. Cet indicateur indique l’entrée dans le régime stationnaire.

En régime stationnaire, on distingue trois zones, représentées en figure 2.2(a) :

- le lit granulaire, en gris foncé,
- la suspension proprement dite, en gris clair,
- la zone de remontée des bulles au centre, délimitée par les deux traits rouges.

Ces zones sont aussi visibles sur les photographies prises pendant les expériences présentées en figure 2.2(b), (c) et (d). Ainsi, on remarque que la largeur de la suspension L_s ainsi que la taille des bulles, qui sera mesurée indirectement par L_b , dépendent du débit Q .

On remarque aussi des fluctuations d’intensité dans la suspension. Ces hétérogénéités locales, en particulier sous forme d’ondes d’intensité, seront étudiées dans le chapitre 4.

CHAPITRE 3

Analyse globale

1. Largeur de la suspension L_s

On souhaite ici mesurer la largeur de la suspension L_s . Pour ce faire, on utilise l'image cumulée des images obtenues en filmant l'état stationnaire pour un débit donné ($20 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1} \lesssim Q \leq 1000 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$) et pendant un temps donné (30 secondes à 50 images par seconde dans la plupart des cas). De telles images sont présentées en figure 3.1. Le profil d'intensité de l'image cumulée est alors représenté pour chaque ligne de pixels, comme sur les exemples en figure 3.1. Sur cette représentation graphique de l'intensité le long d'une ligne de pixels, le creux est distinctif de la suspension. Il est visible tant que la suspension n'a pas atteint les bords de la cellule, comme en 3.1(a) et 3.1(b). On distingue aussi une bosse au milieu du profil d'intensité. Il s'agit du témoin de la zone centrale de remontée des bulles. Pour chaque ligne, on choisit alors un seuil, défini comme étant la moyenne du maximum et du minimum d'intensité sur cette ligne. Le maximum et le minimum sont calculés sans prendre en compte les extrêmes x proche de $-L_c/2$ et x proche de $L_c/2$, où $L_c = 24 \text{ cm}$ est la largeur de la cellule. Dans les faits, les bornes sont choisies afin que le résultat concorde avec ce qu'on en attend. Le seuil ainsi obtenu permet de définir un point d'entrée et un point de sortie de la suspension. Cette analyse est illustrée par les profils (a), (b) et (c) de la figure 3.1, avec en pointillés rouges les intensités maximale et minimale, et le seuil (la moyenne des deux). La courbe représentée en bleu est la courbe lissée de l'intensité, obtenue en prenant la moyenne glissante sur une fenêtre de 50 pixels. Cela permet de gommer les aspérités de la courbe d'origine tout en conservant la pente abrupte caractéristique du passage dans la suspension. Une fois l'extension L_s obtenue pour chaque altitude y , la représenter permet d'observer un palier, ce qui justifie de prendre la moyenne sur ce palier. Lors de la mesure de L_s , nous avons utilisé le premier contrôleur de débit pour les hauts débits, et le second pour les bas débits (voir l'annexe A, page 22, pour la calibration de ce dernier).

La mesure de L_s permet de représenter L_s/L_c en fonction de Q , en figure 3.2(a). Les couleurs des points correspondent à la hauteur de liquide h_l au-dessus du lit granulaire à l'instant initial. L'échelle de couleur s'étend du bleu, pour 6 cm initiaux, au jaune, pour 9,5 cm initiaux. L'échelle est rappelée à droite de la figure. On remarque alors qu'à débit constant, L_s dépend fortement de la hauteur h_l de liquide initiale. Pour le vérifier, nous avons effectué 2 séries de 5 mesures, présentées en *insert* de la figure 3.2(a), à $Q = 0,1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ (■) et à $Q = 0,4 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ (△). Dans les deux cas, L_s semble être une fonction affine de la hauteur initiale de liquide h_l . Toutefois, la pente de la droite n'est pas la même pour les deux débits. Cette étude permet de corriger L_s , pour effacer la dépendance en h_l de la courbe de L_s/L_c en fonction de Q . Pour cela, nous avons utilisé les coefficients obtenus par les régressions affines, définies en figure 3.2(a), pour nous placer artificiellement en $h_l = 8,2 \text{ cm}$ (550 pixels). Pour les débits $Q \leq 0,2 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, nous avons utilisé le coefficient directeur 0,036, obtenu avec $Q = 0,1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. Pour les débits $Q \geq 0,3 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, nous avons utilisé le coefficient directeur 0,056 ($Q = 0,4 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$).

Cette correction permet d'obtenir la figure 3.2(b), courbe de L_s/L_c corrigée en fonction de Q . Comme attendu, les points sont plus proches les uns des autres, ce qui prouve que les expériences menées sont *reproductibles*. En *insert* de la figure 3.2, on montre que L_s suit une loi en \sqrt{Q} , puis

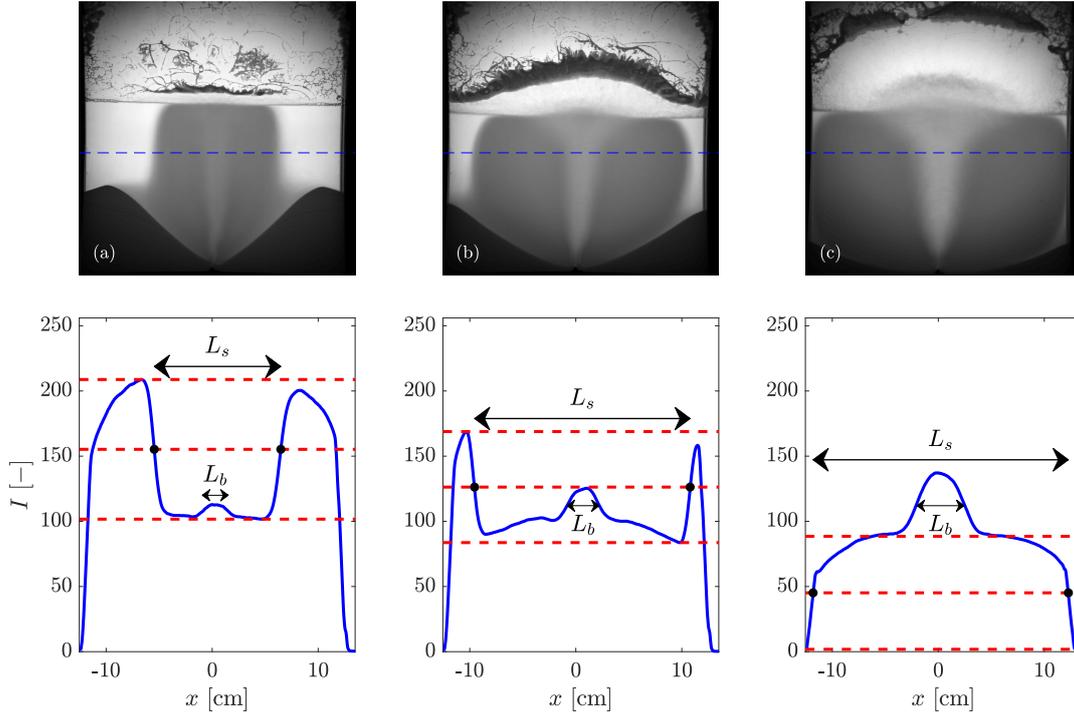


FIGURE 3.1 – Images cumulées et profils d'intensité pour trois débits étudiés. Sur les courbes des profils, les deux lignes horizontales pointillées rouges haute et basse correspondent au maximum et au minimum d'intensité dans la suspension, zone de remontée des bulles non comprise. Le seuil, qui définit L_s , est pris comme la moyenne des deux. (a) $Q = 65 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, (b) $Q = 300 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, (c) $Q = 800 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$.

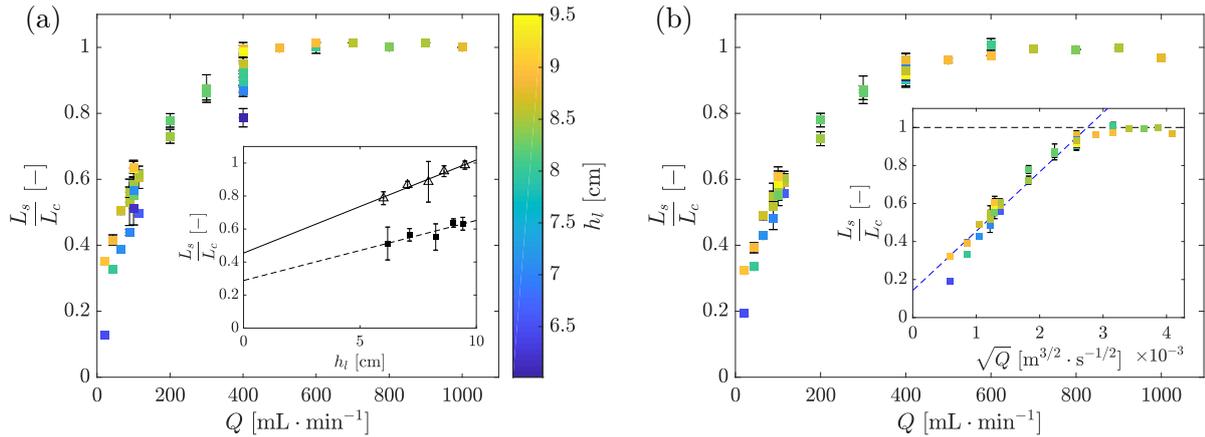


FIGURE 3.2 – Taille normalisée de la suspension L_s/L_c . En (a), L_s telle que mesurée en fonction du débit. La couleur des points dépend de la hauteur de liquide h_l au début de l'expérience, selon l'échelle de couleur affichée à droite. *Insert* : résultat de la mesure de L_s en fonction de h_l . ■, $Q = 0,1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. La régression affine en ligne pointillée donne $L_s/L_c = 0,036 \cdot h_l + 0,29$ avec h_l en cm. △, $Q = 0,4 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$. La régression affine en ligne pleine donne $L_s/L_c = 0,056 \cdot h_l + 0,45$ avec h_l en cm. En (b), L_s corrigée par la hauteur de liquide, pour que les points correspondent tous à une hauteur de référence $h_{ref} \simeq 8,2 \text{ cm}$ (550 pix). *Insert* : L_s/L_c en fonction de \sqrt{Q} . Régression affine : $L_s/L_c = 3,1 \times 10^2 \cdot \sqrt{Q} + 0,14$.

atteint un palier à partir du débit critique $Q_c = 500 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$. La loi en \sqrt{Q} est donnée par la régression affine $L_s/L_c = 3,1 \times 10^2 \cdot \sqrt{Q} + 0,14$, avec Q en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Il n'y a pas à notre connaissance de modèle prévoyant une loi en \sqrt{Q} pour la largeur d'une suspension en cellule de Hele-Shaw.

2. Taille typique L_b et diamètre équivalent d_{eq} des bulles

On souhaite à présent mesurer la taille typique des bulles L_b , définie comme étant la taille de la zone de remontée des bulles. Pour ce faire, la méthode est la même que celle suivie précédemment. La différence réside dans le fait que c'est à présent la taille de la bosse centrale visible sur les profils d'intensité de la figure 3.1 que l'on cherche à mesurer. Il faut donc se placer dans la suspension, et non sur les bords de la cellule, pour définir la zone où on calcule le maximum, le minimum, et donc le seuil. Toutefois, cette étude n'a pas été faite pour le plus bas débit utilisé dans la mesure de L_s (voir le paragraphe 3.1). En effet, il est difficile à ce débit d'obtenir L_b à cause du faible contraste entre la suspension et la zone centrale de remontée des bulles.

Pour donner un point de comparaison, nous avons mesuré la taille des bulles par une méthode plus directe, celle du diamètre équivalent. Cette méthode repose sur l'hypothèse que les bulles étudiées sont en contact avec les parois de la cellule, auquel cas leur volume V est $V = S_{app}e$, avec S_{app} leur surface apparente visible sur les images et e l'épaisseur de la cellule. Cette hypothèse est vérifiée pour des bulles de taille supérieure à $e = 2,1 \text{ mm}$, si l'épaisseur des films de lubrification e_{lub} est faible devant e . Pour calculer e_{lub} , on utilise le nombre capillaire $Ca = \eta_l v_b / \sigma_l$ selon la relation donnée par Aussillous *et al.* [17] :

$$\frac{e_{lub}}{e} \sim \frac{Ca^{2/3}}{1 + Ca^{2/3}}. \quad (3.1)$$

Dans notre système, on a $Ca \sim 10^{-2}$ et $e = 2,1 \text{ mm}$. L'épaisseur du film de lubrification est donc $e_{lub} \sim 100 \text{ } \mu\text{m} \ll e$. Les films de lubrification sont suffisamment petits pour que l'on définisse le diamètre équivalent d_{eq} à partir de la surface apparente S_{app} par $d_{eq} = 2\sqrt{S_{app}/\pi}$.

Pour mesurer le diamètre équivalent des bulles, nous nous sommes servis de la fonction *regionprops*¹ de MATLAB[®] sur les images obtenues, binarisées. Cette étude a été effectuée sur une zone de 12 cm de hauteur et sur une image par seconde de film, afin de garantir qu'aucune bulle ne soit comptée plusieurs fois.

En figure 3.3(a), on représente L_b/L_c et le diamètre équivalent moyen des bulles (normalisé) $\langle d_{eq} \rangle / L_c$ en fonction de Q . Sur la courbe de $\langle d_{eq} \rangle / L_c$, les barres verticales ne représentent pas une incertitude, mais véritablement la variabilité dans les tailles de bulles présentes dans le système. La présence de bulles de très faible taille, bien que moins nombreuses au milieu de la remontée qu'au début et à la fin, explique cette variabilité importante. En premier lieu, L_b ne semble pas dépendre fortement de la hauteur de liquide initiale h_l . À $Q = 0,1 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$ et à $Q = 0,4 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, la variation relative de L_b pour $6 \text{ cm} \lesssim h_l \lesssim 10 \text{ cm}$ est inférieure à 5 %. En second lieu, on observe une rupture au débit critique $Q_c = 0,5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, soit le même débit critique que sur la courbe de L_s . Cette rupture se produit au débit auquel la suspension atteint les bords de la cellule. Il semble donc y avoir une *rétroaction* de ce confinement sur L_b . Toutefois, cette rétroaction semble agir sur le déplacement horizontal des bulles, ou sur les assemblages qu'elles forment, mais pas sur leur taille. En effet, le diamètre équivalent moyen, $\langle d_{eq} \rangle$ suit une courbe sans changement de régime après Q_c .

La courbe 3.4(a) représente $\langle d_{eq} \rangle / L_b$, c'est-à-dire la proportion de L_b effectivement due au diamètre des bulles. Cette proportion est environ constante, autour de 30 %. Le reste est donc dû aux positions des bulles sur l'axe horizontal. D'après Roig *et al.* [13], la trajectoire de bulles uniques remontant dans un fluide simple est dirigée par le nombre d'Archimède $Ar = \rho_l \sqrt{g d_b} d_b / \eta_l$, avec ρ_l et η_l la masse volumique et la viscosité du fluide, g l'accélération de la pesanteur et d_b le diamètre des bulles. En particulier, les déplacements horizontaux des bulles ont lieu pour $450 < Ar < 9140$. Dans notre étude, Ar varie entre 130 et 5000. Toutefois, les particules dans la suspension ont un effet sur la viscosité effective et la masse volumique de celle-ci. La masse volumique est $\rho_s = \rho_l + \Phi(\rho_p - \rho_l)$ avec ρ_l et ρ_p les

1. Voir la documentation en ligne.

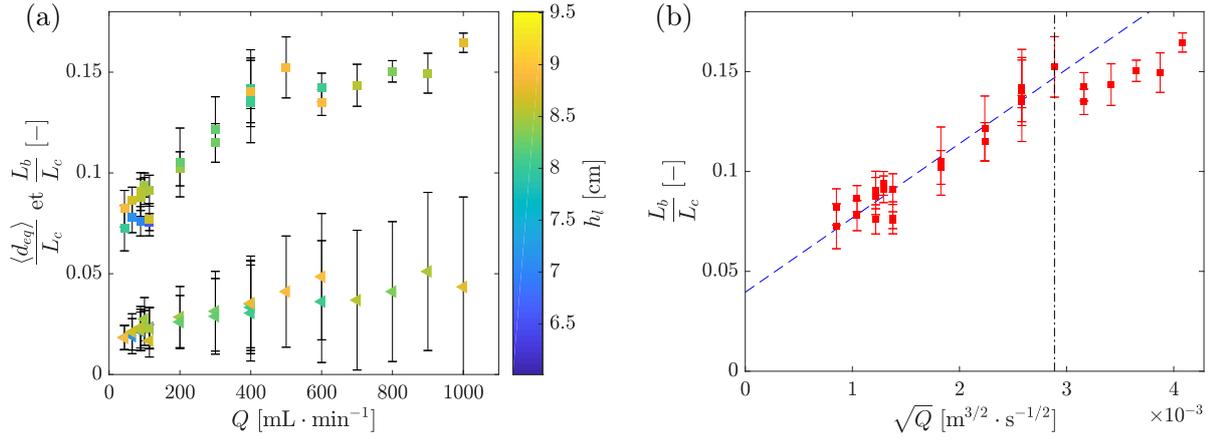


FIGURE 3.3 – En (a), taille des bulles en fonction du débit Q . ■, la taille de la zone de remontée des bulles, normalisée par la taille de la cellule L_b/L_c . ◀, le diamètre équivalent des bulles, normalisé par la taille de la cellule $\langle d_{eq} \rangle/L_c$. Dans le petit cadre, le diamètre équivalent moyen des bulles $\langle d_{eq} \rangle$ en fonction du débit Q . Les barres verticales ne représentent pas ici une incertitude mais la variabilité des diamètres des bulles. En (b), L_b/L_c en fonction de \sqrt{Q} . En pointillés bleus, la régression affine sur les premiers points, $L_b/L_c = 37 \cdot \sqrt{Q} + 0,040$.

masses volumiques du fluide et des particules et Φ la fraction volumique en particules. On peut aussi calculer la viscosité de la suspension η_s par la relation décrite dans Guazzelli *et al.* [7] :

$$\eta_s = \eta_l \left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_{max}} \right)^{-2}, \quad (3.2)$$

avec η_s la viscosité effective de la suspension, η_l la viscosité du fluide, Φ la fraction volumique (on prendra $\Phi \simeq 0,30$ en l'absence de meilleure estimation), Φ_{max} la fraction volumique maximale que l'on peut atteindre en suspension (on prendra ici la fraction volumique du *random loose packing* $\Phi_{rlp} = 0,55$). Avec ces valeurs, Ar est alors compris entre 29 et 1000. On devrait donc avoir peu de déplacements horizontaux pour les faibles débits, où Ar est inférieur à 450, et des déplacements importants pour les hauts débits, où Ar est supérieur à 450. Ce n'est pas ce que montre la courbe 3.4(a), qui semble indiquer que les déplacements horizontaux contribuent à une part constante de L_b .

Toutefois, le changement de régime pour L_b à Q_c est peut-être lié au fait que, la suspension ayant atteint les bords de la cellule, la fraction volumique en particules dans la suspension évolue différemment. La viscosité effective η_s , et donc Ar subissent eux aussi ce changement de régime, qui influence la trajectoire des bulles, et donc L_b .

En figure 3.3(b), on représente L_b/L_c en fonction de \sqrt{Q} . Comme pour L_s , L_b suit une loi affine en \sqrt{Q} pour $Q \leq Q_c$, $L_b/L_c = 37 \cdot \sqrt{Q} + 0,040$, avec Q en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Cette loi ne possède pas non plus d'explication à notre connaissance.

3. Comparaison de L_s et L_b

Pour comprendre comment L_s et L_b s'influencent l'une et l'autre, on peut représenter le quotient de l'une par l'autre. Ici, il est pertinent de représenter $\Lambda = (L_s - L_b)/(L_c - L_b)$, c'est-à-dire le quotient de l'extension de la partie de la suspension qui n'est pas visitée par les bulles par la largeur disponible. On représente cette grandeur d'occupation de la cellule par la suspension en figure 3.4(b). Ici, les incertitudes ont été calculées à partir des incertitudes sur L_s et L_b par la relation 3.3, où $u(X)$ représente l'incertitude sur la grandeur X . Elles sont principalement dirigées par les incertitudes sur L_b , car la

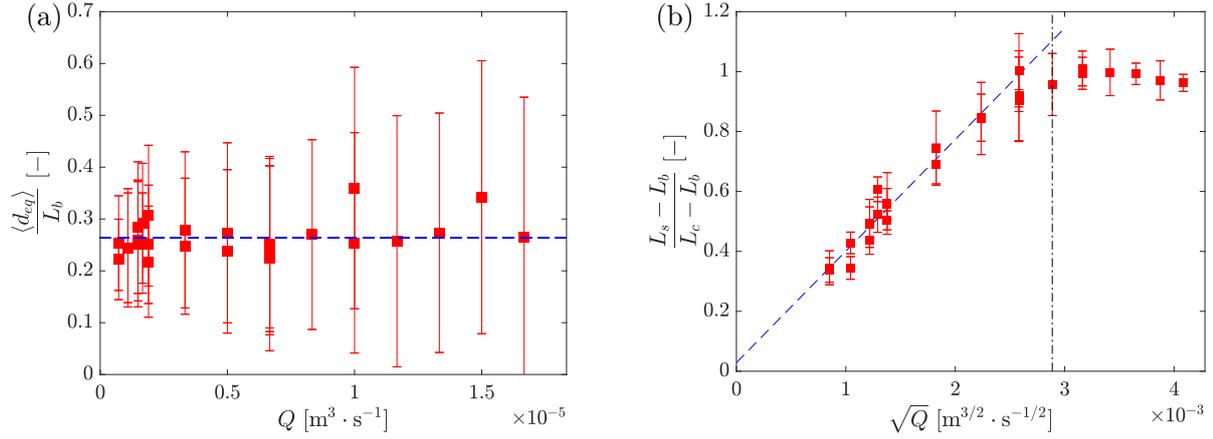


FIGURE 3.4 – En (a), $\langle d_{eq} \rangle / L_b$ en fonction de Q . Les carrés rouges sont les points expérimentaux et les barres verticales sont les incertitudes sur leur valeur. Celles-ci sont quasi-entièrement dirigées par la variabilité du diamètre équivalent $\langle d_{eq} \rangle$ des bulles. En pointillés bleus, la moyenne des points, $\langle d_{eq} \rangle / L_b$. En (b), $\Lambda = (L_s - L_b) / (L_c - L_b)$ en fonction de \sqrt{Q} . Λ est la proportion de l'espace disponible pour la suspension effectivement occupé. En pointillés bleus, la régression affine sur les premiers points, $\Lambda = 3,7 \times 10^2 \cdot \sqrt{Q} + 0,029$.

largeur de la zone de remontée des bulles est moins bien définie que la largeur de la suspension.

$$\frac{u(\Lambda)}{\Lambda} = \sqrt{\left(\frac{u(L_s) + u(L_b)}{L_s - L_b}\right)^2 + \left(\frac{u(L_b)}{L_b}\right)^2} \quad (3.3)$$

On observe alors que la grandeur $\Lambda = (L_s - L_b) / (L_c - L_b)$ suit une loi affine en \sqrt{Q} dans un premier régime, $\Lambda = 3,7 \times 10^2 \cdot \sqrt{Q} + 0,029$ avec Q en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, et stagne à $\Lambda \simeq 1$ pour les débits $Q \geq Q_c$. On notera que la décroissance de Λ dans le second régime est principalement due à la correction de L_s . On peut noter que la régression affine donne ici une droite qui passe très proche de l'origine, avec une ordonnée à l'origine de 0,029, contrairement aux courbes de L_s et de L_b . Cela peut se comprendre en imaginant la situation d'un débit extrêmement faible. En effet, pour un débit infiniment petit, l'injecteur produit des bulles à intervalles réguliers, qui mettent quelques particules en suspension. La suspension peut alors avoir une certaine taille, bien qu'elle soit mal définie, et la bulle a toujours une taille minimum. Ici, on comprend alors que, puisque $\Lambda = 0$, $L_s = L_b$. Autrement dit, les particules ne sont soulevées que sur la largeur de la bulle.

CHAPITRE 4

Analyse locale

1. Hétérogénéités spatiales et temporelles de la suspension

Pendant la remontée des bulles, on remarque au sein de la suspension des fluctuations d'intensité, correspondant à des fluctuations de fraction volumique en particules (voir le paragraphe 2.4).

Nous nous sommes d'abord intéressés au signal d'intensité en un point de la suspension. Le point en question est situé à une altitude $h = 10,3$ cm, et à une position sur l'axe horizontal $x = -\frac{1}{4}(L_b + L_s)$, en prenant $x = 0$ au niveau de l'injecteur. Il est représenté par une croix noire sur le schéma de la cellule en figure 4.1(a). Pour vérifier la gaussianité du signal, nous avons dans un premier temps tracé les histogrammes de l'intensité I au cours du temps au point choisi, pour tous les débits disponibles. En faisant cela, on obtient la densité de probabilité discrète (pdf), calculée en proportion du nombre d'images traitées. On calcule aussi l'écart-type σ de l'intensité I , et la moyenne $\langle I \rangle$. Cela permet de tracer la figure 4.2(a), $\sigma \cdot \text{pdf}$ en fonction de $(I - \langle I \rangle)/\sigma$. Ces grandeurs permettent de rapporter toute gaussienne à la gaussienne centrée réduite, c'est-à-dire de moyenne nulle et d'écart-type $\sigma = 0$.

Ainsi, sur la figure 4.2(a), nous avons représenté ces grandeurs pour chaque débit, le débit étant codé par la couleur décrite par l'échelle à droite de la figure. Cette échelle est en $\text{mL} \cdot \text{min}^{-1}$. En rouge, nous avons tracé la gaussienne centrée réduite $y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}$, qui sert de référence à comparer aux points obtenus. On observe que ceux-ci suivent bien la courbe rouge, ce qui indique un faible écart à la gaussianité. Le fait de trouver une gaussienne dans ce type de système n'est guère étonnant. En effet, le théorème central limite impose qu'une somme de variables aléatoires indépendantes et identiquement distribuées tend vers une loi normale. Ici, les variables aléatoires sont les intensité à chaque image, *a priori* identiquement distribuées, et dirigées par les bulles. Le fait de trouver une gaussienne semble donc induire que les bulles sont indépendantes les unes des autres.

En figure 4.2(b), nous avons représenté σ en fonction de Q . On observe une nette décroissance, de l'ordre de 40 %. Cette décroissance suit la loi affine $\sigma = -0,0029 \cdot Q + 9,3$ avec Q en $\text{mL} \cdot \text{min}^{-1}$. L'amplitude des fluctuations d'intensité dans la suspension est donc plus faible à haut débit qu'à bas débit. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à haut débit la suspension est déjà très dense et sombre. L'ajout d'un nombre inchangé de particules induit donc une différence d'intensité plus faible.

2. Ondes de densité et leur vitesse v_s

Pour poursuivre l'étude des hétérogénéités dans la suspension, nous avons voulu caractériser les ondes observées. Pour cela, nous avons réalisé un diagramme spatio-temporel de la façon suivante :

- on soustrait à chaque image du film l'image cumulée de celui-ci,
- sur chaque image ainsi obtenue, on récupère la colonne située en $x = -\frac{1}{4}(L_b + L_s)$, selon la ligne bleue pointillée de la figure 4.1(a),
- on les assemble pour créer un diagramme spatio-temporel, dont un exemple est représenté en figure 4.1(b).

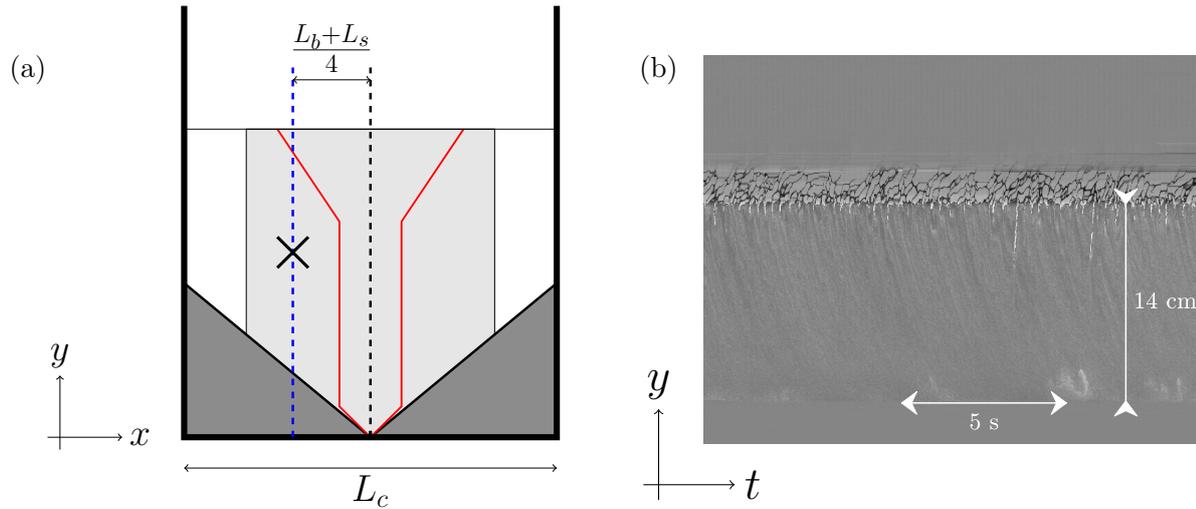


FIGURE 4.1 – (a) Schéma de la position choisie pour étudier les fluctuations d'intensité dans la suspension. La croix indique la position choisie pour étudier la gaussianité des hétérogénéités locales. La ligne pointillée bleue indique la colonne récupérée pour réaliser le diagramme spatio-temporel. (b) Exemple d'un diagramme spatio-temporel, obtenu pour $Q = 200 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, à 50 images par seconde pendant 30 secondes.

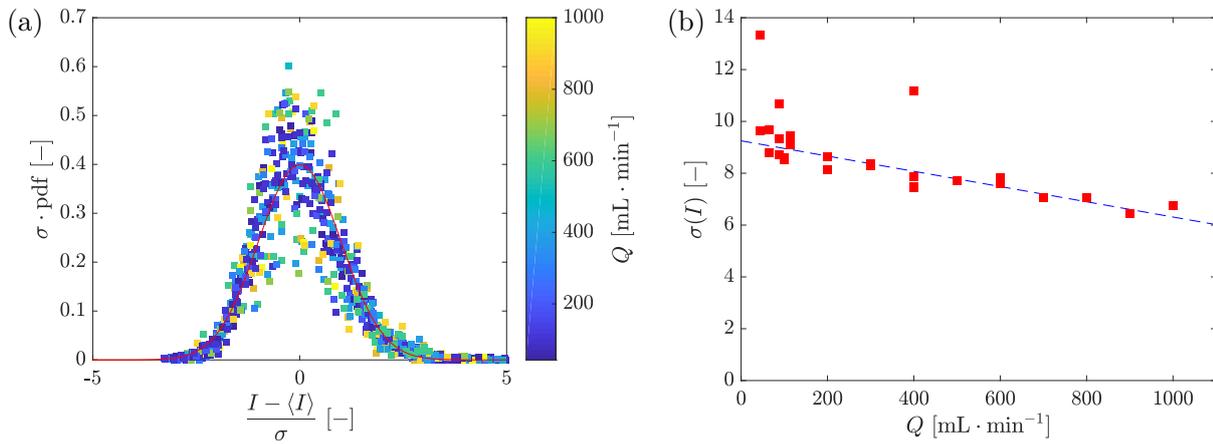


FIGURE 4.2 – Données obtenues au même point au cours du temps, à l'altitude $h = 10,3 \text{ cm}$ et à la position horizontale $x = -(L_s + L_b)/4$. σ est l'écart-type de l'intensité I en ce point, $\langle I \rangle$ est la moyenne de I en ce point. En (a), on représente $\sigma \cdot \text{pdf}$ en fonction de $(I - \langle I \rangle)/\sigma$. La couleur des points correspond au débit Q en $\text{mL} \cdot \text{min}^{-1}$, selon l'échelle de couleur à droite de la figure. En rouge, la gaussienne $y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2}$. Cette figure prouve la gaussianité des fluctuations d'intensité. En (b), on représente l'écart-type σ en fonction du débit Q . En pointillés bleus, la régression affine (effectuée en omettant les 3 points hors tendance) donne $\sigma = -0,0029 \cdot Q + 9,3$ avec Q en $\text{mL} \cdot \text{min}^{-1}$.

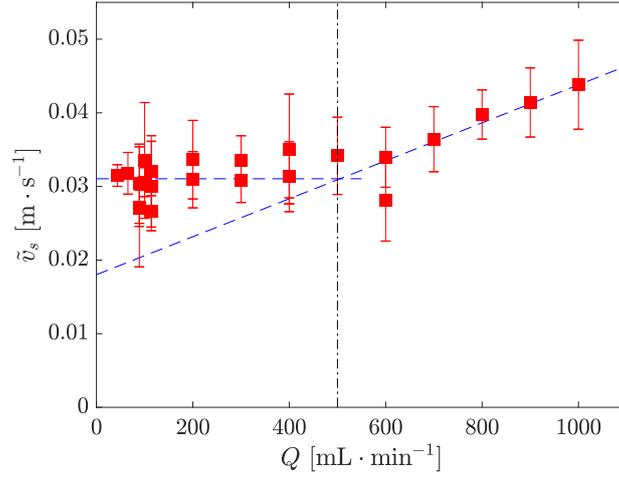


FIGURE 4.3 – Médiane de la vitesse des ondes \tilde{v}_s en fonction du débit Q . Les barres verticales représentent les incertitudes, calculées par la relation 4.2. En pointillés bleus, la moyenne sur les points avant Q_c et la droite de régression affine sur les points de débit après Q_c . Pour $Q \leq Q_c$, on a $\tilde{v}_s \simeq 0,031$. Pour $Q \geq Q_c$, on a $\tilde{v}_s = 1,5 \times 10^3 \cdot Q + 0,018$ pour Q en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Sur ce diagramme spatio-temporel, on remarque une alternance de bandes blanches et noires, penchées et courbées. Ces bandes correspondent aux fluctuations de fraction volumique en particules. Pour calculer la vitesse de ces ondes, nous avons utilisé la fonction `xcorr`¹ de MATLAB[®]. Celle-ci réalise une corrélation croisée, entre les entrées x et y :

$$\hat{R}_{xy}(m) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{N-m-1} x_{n+m} y_n, & m \geq 0 \\ \hat{R}_{xy}(-m), & m < 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Ici, les entrées seront deux lignes du diagramme spatio-temporel. En sortie, `xcorr` nous donne \hat{R}_{xy} , donc le maximum est *a priori* situé à la position Δt correspondant au temps qu'il a fallu pour que l'information passe de la première ligne considérée à la seconde. Connaissant la position de cette seconde ligne, et reproduisant l'opération sur une fenêtre de 200 lignes, on obtient par une régression linéaire la vitesse v_s de l'onde. Ce traitement est à nouveau répété, cette fois en changeant le point de départ. On obtient alors la vitesse à chaque altitude, et l'on prend la médiane de ces points pour obtenir \tilde{v}_s .

On représente à présent la vitesse des ondes dans la suspension en fonction du débit Q , en figure 4.3. Les incertitudes telles que représentées sur cette figure ont été calculées pour la médiane sur le modèle de l'écart-type, selon la relation 4.2.

$$u(\tilde{v}_s) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_{s_i} - \tilde{v}_s)^2} \quad (4.2)$$

Tout d'abord, on note que les vitesses \tilde{v}_s mesurées sont toutes très supérieures à la vitesse de sédimentation. En effet, la vitesse de sédimentation v_{sed} est de l'ordre de 10^{-4} à $10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, selon le tableau 2.2 du paragraphe 2.3, contre une vitesse \tilde{v}_s supérieure à $10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le phénomène mis en évidence ici n'est donc pas la sédimentation, mais la *recirculation* induite par les bulles. Ensuite, on remarque qu'il existe deux régimes. Le premier, en dessous de $Q_c = 0,5 \text{ L} \cdot \text{min}^{-1}$, est tel que $L_s < L_c$.

1. Voir la documentation en ligne.

À ce régime, la vitesse est quasiment constante, $\tilde{v}_s \simeq 0,03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le second régime est situé au-dessus de Q_c , et on a donc $L_s = L_c$. Dans ce cas, la vitesse \tilde{v}_s augmente linéairement avec Q .

Il n'est pas étonnant que l'on retrouve les deux régimes précédemment évoqués pour la taille de la suspension et la taille de la zone de remontée des bulles. Le régime critique Q_c est également le même. En revanche, la vitesse \tilde{v}_s ne suit pas une loi en \sqrt{Q} comme L_s et L_b . Le fait que la vitesse soit plus importante dans le second régime, où $L_s = L_c$, indique que la recirculation est plus importante dans ce régime. Cela est probablement dû au fait que la suspension atteint les bords de la cellule, obligeant les particules à avoir un mouvement vertical plus important, car le mouvement horizontal est empêché.

CHAPITRE 5

Conclusion & perspectives

Cette étude de la mise en suspension de particules de polystyrène par injection d'air dans un mélange eau-éthanol a permis de mettre en évidence l'existence de deux régimes pour la plupart des grandeurs observées, à savoir L_s la largeur de la suspension, L_b la largeur de la zone de remontée des bulles, $\langle d_{eq} \rangle$ le diamètre équivalent moyen des bulles, σ l'écart-type des fluctuations d'intensité et \tilde{v}_s la vitesse médiane des ondes d'intensité.

Nous avons ainsi pu montrer que dans un premier régime, où le débit Q est inférieur au débit critique $Q_c = 500 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$, L_s , L_b et $\langle d_{eq} \rangle$ (proportionnel à L_b) suivent une loi affine en \sqrt{Q} , tandis que \tilde{v}_s est constante dans ce régime. Dans le second régime, la suspension atteint les bords de la cellule, et L_s est donc constante et égale à L_c la largeur de la cellule. En revanche, les grandeurs L_b et $\langle d_{eq} \rangle$ n'atteignent pas un palier dans le second régime, mais continuent à varier selon une loi *a priori* différente de celle du premier régime, qui serait à déterminer dans une future étude. La vitesse des ondes v_s , quant à elle, suit dans ce régime une loi affine croissante en Q .

L'étude des fluctuations de fraction volumique dans la suspension a mis en évidence la gaussianité de celles-ci, indépendamment du débit. De même, l'écart-type σ des fluctuations observées ne semble pas subir de changement de régime, mais simplement une loi affine décroissante en Q . Toutefois, l'étude de ces fluctuations n'a été menée qu'en un point pour chaque débit, et n'est *a priori* pas généralisable à tout point de la suspension, en particulier à des altitudes différentes. Ce point pourra être étudié ultérieurement.

L'un des points les plus importants qu'une future étude pourrait éclaircir est l'origine des lois en \sqrt{Q} trouvées pour L_s et L_b . Cela pourrait être fait de façon expérimentale, en changeant des paramètres tels que le diamètre des particules, la masse volumique ou la viscosité du fluide, ou bien *via* une modélisation numérique ou théorique. Une autre question à élucider est celle des déplacements horizontaux des bulles au cours de la remontée. En particulier, les conséquences de la présence de particules en suspension, par rapport au cas de bulles dans un fluide simple, pourraient être étudiées en fonction du diamètre des particules, du débit, et de la taille de la suspension, en comparant notamment les cas $L_s = L_c$ et $L_s \neq L_c$. Enfin, la présente étude s'est concentrée sur le régime stationnaire du système. Pourtant, celui-ci n'est pas atteint instantanément. Il existe un régime transitoire, plus ou moins long en fonction de la hauteur du lit granulaire et du débit injecté. La fluidisation du lit granulaire, la création du cratère et la mise en suspension des particules pourraient ainsi être étudiées au cours du temps.

Bibliographie

- [1] A. Parmigiani, S. Faroughi, C. Huber, O. Bachmann, Y. Su. Bubble accumulation and its role in the evolution of magma reservoirs in the upper crust. *Nature*, 532 : 492, 2016.
- [2] G.W. Bergantz, J.M. Schleicher, A. Burgisser. On the kinematics and dynamics of crystal-rich systems. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 122 : 6131, 2017.
- [3] P. Kováts, D. Thévenin, K. Zähringer. Investigation of Mass Transfer and Hydrodynamics in a Model Bubble Column. *Chemical Engineering Technology*, 40 : 1434, 2017.
- [4] S. Nedeltchev, K.D.P. Nigam, A. Schumpe. Prediction of mass transfer coefficients in a slurry bubble column based on the geometrical characteristics of bubbles. *Chemical Engineering Science*, 106 :119, 2014.
- [5] A.-K. Liedtke, F. Scheiff, F. Bornette, R. Philippe, D.W. Agar, C. de Bellefon. Liquid–Solid Mass Transfer for Microchannel Suspension Catalysis in Gas–Liquid and Liquid–Liquid Segmented Flow. *Industrial & Engineering Chemical Research*, 54 : 4699, 2015.
- [6] A.E. Boycott. Sedimentation of Blood Corpuscles. *Nature*, 104 : 532, janvier 1920.
- [7] É. Guazzelli, J.F. Morris. *A Physical Introduction to Suspension Dynamics*. Cambridge University Press, 2012.
- [8] J.F. Richardson, W.N. Zaki. Sedimentation and fluidisation: Part I. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 32, 1954.
- [9] P.N. Rowe. A convenient empirical equation for estimation of the Richardson-Zaki exponent. *Chemical Engineering Science*, 42 : 2795, 1987.
- [10] P.C. Carman. Fluid flow through granular beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, 15, 1937.
- [11] L. Davies, D. Dollimore. Theoretical and experimental values for the parameter k of the Kozeny-Carman equation, as applied to sedimenting suspensions. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 13 : 2013, 1980.
- [12] T. Maxworthy. Bubble formation, motion and interaction in a Hele-Shaw cell. *Journal of Fluid Mechanics*, 173 : 95, 1986.
- [13] V. Roig, M. Roudet, F. Risso, A.-M. Billet. Dynamics of a high-Reynolds-number bubble rising within a thin gap. *Journal of Fluid Mechanics*, 707 : 444, 2012.
- [14] S.G. Huisman, P. Ern, V. Roig. Interaction and coalescence of large bubbles rising in a thin gap. *Physical Review E.*, 85 : 027302, 2012.
- [15] I.S. Khattab, F. Bandarkar, M. A. A. Fakhree *et al.* Density, viscosity, and surface tension of water+ethanol mixtures from 293 to 323 K. *Korean Journal of Chemical Engineering*, 29 : 812, 2012.
- [16] E. Kuusela, J.M. Lahtinen, T. Ala-Nissilä. Sedimentation dynamics of spherical particles in confined geometries. *Physical Review E.*, 69 : 066310, 2004.
- [17] P. Aussillous, D. Quéré. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube. *Physics of Fluids*, 12 : 2367, 2000.

ANNEXE A

Calibration du contrôleur de débit

Le second contrôleur de débit cité au paragraphe 2.2, page 9, nécessite une calibration, réalisée ci-après. Le montage expérimental utilisé est représenté par le schéma en figure A.1(a). Un tuyau d'air relié au contrôleur à calibrer est plongé sous une éprouvette de 100 mL retournée et remplie d'eau. À l'aide d'un chronomètre, on note le passage de la surface libre tous les 10 mL. On obtient alors le débit volumique d'air donné par le contrôleur de débit en faisant une régression affine sur ces points. Ce travail est effectué entre 0,5 V et 5 V tous les 0,5 V. La courbe de calibration du débit d'air Q en fonction de la tension aux bornes du contrôleur de débit U est représentée en figure A.1(b). Les points (carrés rouges) sont alignés, ce qui justifie de faire une régression affine (ligne pointillée bleue). Les incertitudes sur U sont données par le voltmètre et de l'ordre du mV. Celles sur Q sont données par la régression affine effectuée pour chaque valeur de U , et inférieures à $2 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$. Il est à noter que le constructeur ne garantit pas la linéarité de Q en dessous du débit limite $Q_{\min} = 5 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$.

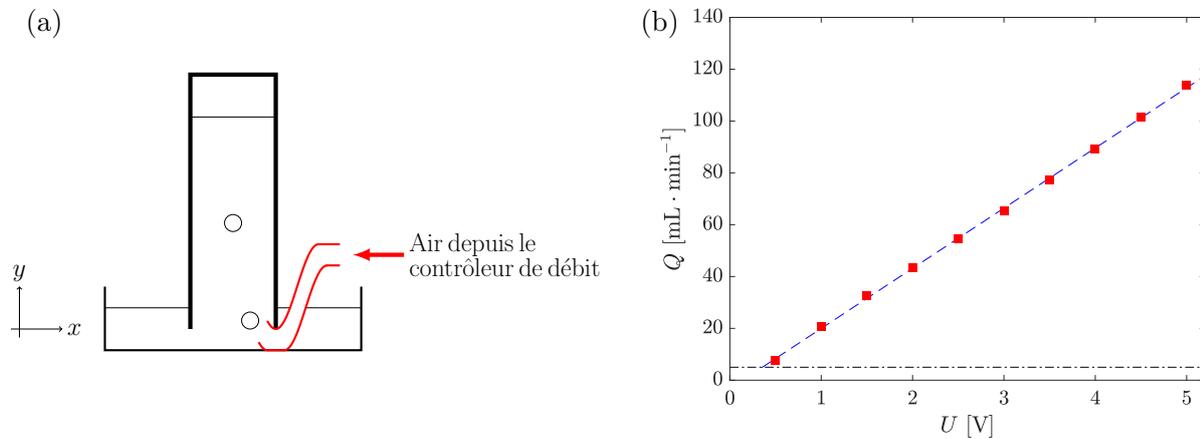


FIGURE A.1 – Calibration du contrôleur de débit BRONKHORST[®] Mass Stream D-5111, M+W Instruments. En (a), le schéma du montage de calibration. En (b), la courbe de calibration de Q en fonction de U . Comme attendu, Q est une fonction affine de U . Sur cette courbe, les carrés rouges sont les points obtenus, avec une incertitude inférieure à la taille des carrés et les pointillés bleus représentent la régression affine, $Q = 23,2 \cdot U - 3,26$ avec Q en $\text{mL} \cdot \text{min}^{-1}$ et U en V. La ligne pointillée noire horizontale représente le débit en dessous duquel la linéarité n'est plus garantie par le constructeur ($5 \text{ mL} \cdot \text{min}^{-1}$).