

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

Stage 2023-2024
Etienne Augier
L3 Physique

Influence d'un obstacle sur la remontée d'une bulle dans une suspension isodense

Résumé : *Les écoulements multiphasiques sont omniprésents sur Terre. Leur étude soulève de nombreuses questions aussi bien pour la recherche fondamentale que pour des applications industrielles. L'objectif de notre étude est de comprendre l'effet d'un obstacle immobile sur la remontée d'une bulle unique dans une suspension. Nous comparons les mécanismes d'interaction bulle-obstacle dans un fluide newtonien et dans une suspension isodense. Le cadre de cette étude est expérimental, en cellule de Hele-Shaw. Nous distinguons les différents comportements issus de l'interaction avec un obstacle de taille variable (glissement, fragmentation). Nous comparons les variations de vitesse lors de l'impact avec la référence d'une remontée sans obstacle puis nous nous intéressons à la formation d'un film de lubrification entre la bulle et l'obstacle. Nous observons que la fragmentation d'une bulle dans une suspension n'a lieu que dans le cas où la bulle et l'obstacle sont de tailles comparables. Nous montrons également que, de manière surprenante, certaines bulles sont accélérées lors de l'interaction avec l'obstacle.*

Mots clefs : *écoulements multiphasiques ; suspensions ; interfaces*

Stage encadré par :

Valérie Vidal & Sylvain Joubaud

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

Laboratoire de physique de l'ENS de Lyon

46 allée d'Italie

69364 Lyon 7e FRANCE

<https://www.ens-lyon.fr/PHYSIQUE>



27 juillet 2024

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier chaleureusement Valérie Vidal et Sylvain Joubaud, mes encadrants, qui m'ont offert la possibilité de faire ce stage. Ce fut pour moi un réel plaisir de venir au laboratoire, et c'est avant tout grâce à vous ! Vos visites ont souvent été synonymes de prise de tête, mais j'ai pu compter sur votre soutien tout au long du stage.

Je remercie Benjamin Monnet pour son aide précieuse pendant ce stage et je le félicite encore pour l'aboutissement de sa thèse qui m'a fait découvrir la physique passionnante des bulles et des suspensions. Je ne doute pas que tu passionneras tout autant tes élèves. Je remercie également Bastian Strybny pour son aide sur les programmes de détection de bulles en MATLAB.

Il me faut évidemment remercier toute l'équipe du laboratoire pour son accueil. Merci tout particulièrement à Thibaut Divoux pour son aide sur les mesures de rhéologie. Merci à Sasha Perez et Camille Porceillon, je vous souhaite le meilleur pour les années à venir.

Enfin, merci à Sébastien, Marius, Paul et Louisa, car un bon repas n'est possible qu'en bonne compagnie.

Table des matières

| | | |
|----------|--------------------------------------------------------------|-----------|
| 1 | Contexte scientifique et motivations | 1 |
| 1.1 | État de l'art | 1 |
| 1.2 | Motivations et objectifs du stage | 4 |
| 2 | Expériences et analyses | 5 |
| 2.1 | Dispositif expérimental | 5 |
| 2.2 | Fluides utilisés | 6 |
| 2.3 | Protocole expérimental | 9 |
| 2.4 | Traitement numérique des données | 9 |
| 3 | Remontée sans obstacle | 10 |
| 3.1 | Vitesse des bulles | 10 |
| 3.2 | Fluctuations spontanées de trajectoire | 12 |
| 4 | Remontée avec obstacle | 14 |
| 4.1 | Diagramme des régimes | 14 |
| 4.2 | Vitesse des bulles et zone d'interaction | 17 |
| 4.3 | Film de lubrification entre la bulle et l'obstacle | 18 |
| | Appendices | 21 |
| A | Vitesse de Stokes | 21 |
| B | Diagramme dimensionné | 21 |

Introduction

Quels liens peut-il bien exister entre l'éruption d'un volcan au Chili, la préparation d'un mortier pour construire un immeuble en Chine et un verre de limonade posée sur le comptoir d'un café lyonnais ? La question peut paraître anodine, voire naïve car à première vue rien ne rassemble ces trois situations. C'est pourtant une question fondamentale en physique : puis-je décrire ces exemples avec les mêmes grandeurs mesurables, avec le même modèle théorique, et en tirer des prédictions ? Si l'on fait un pas en arrière, on constate que ces trois cas sont des exemples d'écoulements multiphasiques, c'est-à-dire qu'on y retrouve la matière dans plusieurs phases (solide, liquide ou gazeuse) en interaction. Pour le volcan il s'agit de roche fondue, de bulles de gaz et de cristaux remontant tous ensembles des profondeurs à l'air libre. Le mortier est quant à lui formé d'un mélange d'eau et de petites particules solides, le ciment, et de sable dans lequel peuvent être emprisonnées des bulles d'air. Enfin, la limonade est un liquide dans lequel remontent de petites bulles d'air qui peuvent rencontrer des glaçons et des tranches de citron.

Le cas qui nous intéresse est celui d'une suspension, mélange d'un fluide homogène avec des grains solides. Nous choisissons de limiter notre étude au cas où la suspension est isodense, c'est-à-dire que les particules et le fluide suspendant ont des densités proches, donc que les effets de sédimentation sont négligeables. Dans ce milieu, nous faisons remonter une bulle d'air et nous plaçons un obstacle fixe sur son chemin. C'est une situation qui ressemble par exemple au cas du mortier ou du béton. Le ciment est une suspension de particules de diamètre allant de 10 à 100 μm . On y ajoute des grains de sable (1 mm de diamètre) pour faire du mortier, voire des graviers (quelques mm à plusieurs cm de diamètre) pour du béton. Ces grains plus massifs agissent comme des obstacles pour les bulles qui remontent.

Nous allons étudier les mécanismes à l'œuvre lors de l'interaction d'une bulle et d'un obstacle. Nous comparerons le cas d'un fluide newtonien et d'une suspension afin de mettre en évidence le rôle de cette dernière dans l'interaction. Comprendre cela permet comme on l'a vu de mieux contrôler certains processus industriels, mais aussi de mieux apprécier certains phénomènes géophysiques.

1 Contexte scientifique et motivations

1.1 État de l'art

De nombreux travaux ont étudié la remontée de bulles en milieu non-confiné. [Hosen *et al.* \(2024\)](#) l'étudient pour différents fluides. [Maxworthy *et al.* \(1996\)](#) et [Clift *et al.* \(2005\)](#) comparent les cas des régimes visqueux et inertiel. Dans les suspensions, on peut citer les travaux de [Hooshyar *et al.* \(2013\)](#) qui utilisent des rayons X afin de visualiser leurs bulles, mettant en évidence des comportements radicalement différents en fonction du rapport des diamètres de la bulle et des particules. Un autre exemple est celui de [Xia *et al.* \(2023\)](#), qui mettent en œuvre des simulations numériques pour étudier cette interaction bulle-particules. Dans ce stage, nous allons étudier la remontée d'une bulle en cellule de Hele-Shaw. Les paragraphes suivants vont détailler cette configuration particulière, l'état de l'art sur la remontée d'une bulle en cellule de Hele-Shaw ainsi que les motivations qui nous ont poussées à étudier l'influence d'un obstacle sur la remontée d'une bulle dans une suspension isodense.

La cellule de Hele-Shaw

Une cellule de Hele-Shaw est représentée figure 1. Elle est constituée de deux plaques en verre rectangulaires de hauteur H et de largeur L . Les plaques sont séparées d'une distance e appelée "gap" très petite devant la hauteur et la largeur. L'intérieur de la cellule est rempli de fluide qui se trouve ainsi confiné dans la direction perpendiculaire aux plaques. On crée pour le fluide un milieu quasi-bidimensionnel.

Afin de définir rigoureusement le régime dans lequel nous effectuerons notre étude, il est nécessaire d'introduire le nombre de Reynolds, qui compare les effets visqueux aux effets inertiels. Pour un écoulement sur une distance caractéristique D à une vitesse U d'un fluide de masse volumique ρ et de

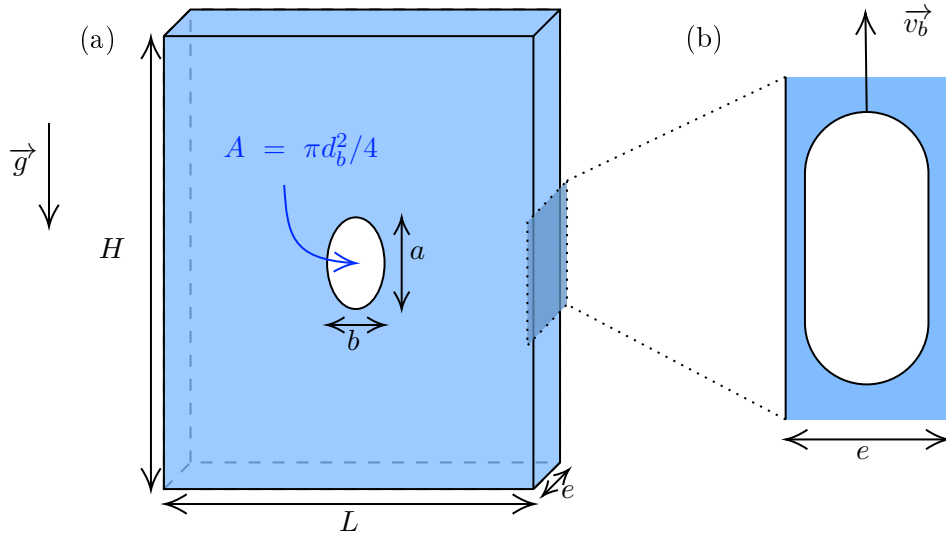


FIGURE 1 – (a) Cellule de Hele-Shaw verticale vue de face de dimensions H et $L \gg e$. Une bulle elliptique de rapport d'aspect $\chi = a/b$, d'aire $A = \pi d_b^2/4$ et de diamètre apparent d_b remonte à l'intérieur. (b) Profil de la cellule. La bulle occupe quasiment toute l'épaisseur et remonte à la vitesse v_b .

viscosité dynamique η :

$$Re = \frac{\rho U D}{\eta} \left(\frac{e}{D} \right)^2 \quad (1)$$

On notera que Re est légèrement modifié à cause de la géométrie particulière de la cellule, par rapport à l'expression habituelle $\rho U D / \eta$.

Dans le cadre de l'approximation $e \ll H, L$, l'écoulement d'un fluide en régime visqueux entre les plaques adopte un profil de Poiseuille où la vitesse est quasiment parallèle aux plaques. Ainsi, il est raisonnable de considérer la vitesse $\langle \vec{v} \rangle_{//}$ moyennée dans l'épaisseur de la cellule. L'écoulement de Poiseuille dans l'épaisseur du gap donne $v \propto \nabla P$ ¹. On a ainsi un écoulement potentiel 2D vérifiant une équation de Laplace : on peut donc observer dans une cellule de Hele-Shaw ce que serait un écoulement parfait 2D. Cependant, en réalité, la dissipation a lieu principalement dans le gap et plus précisément dans les couches limites au niveau des deux parois formant la cellule.

La cellule de Hele-Shaw présente pour notre étude un autre avantage : elle permet d'observer facilement la remontée d'une bulle dans un fluide. En effet, la présence de particules dans les fluides que nous utilisons peut empêcher la lumière visible de les traverser. À l'inverse, dans le cas d'un milieu quasi-bidimensionnel, la bulle d'air prend une forme aplatie de "pancake" arrondi, occupant quasiment toute l'épaisseur entre les plaques. Ainsi la bulle est visible des deux côtés de la cellule et peut être filmée grâce à un éclairage en transmission comme celui présenté partie 2.1. C'est ainsi que de nombreux travaux étudient la remontée de bulles en cellule de Hele-Shaw, comme nous allons le voir maintenant.

Remontée de bulle dans un fluide visqueux

Dans le cas d'un problème quasi-bidimensionnel, la vitesse théorique v^* de remontée d'une bulle en régime visqueux a été établie par Taylor et Saffman (1959) puis par Maxworthy (1986). Pour une bulle elliptique de diamètre apparent $d_b = 2\sqrt{A/\pi}$ très grand devant le gap et de rapport d'aspect $\chi = a/b$ (voir figure 1(a)) remontant dans un fluide de viscosité η et de masse volumique ρ confiné dans une

1. P représente ici la pression dans le fluide.

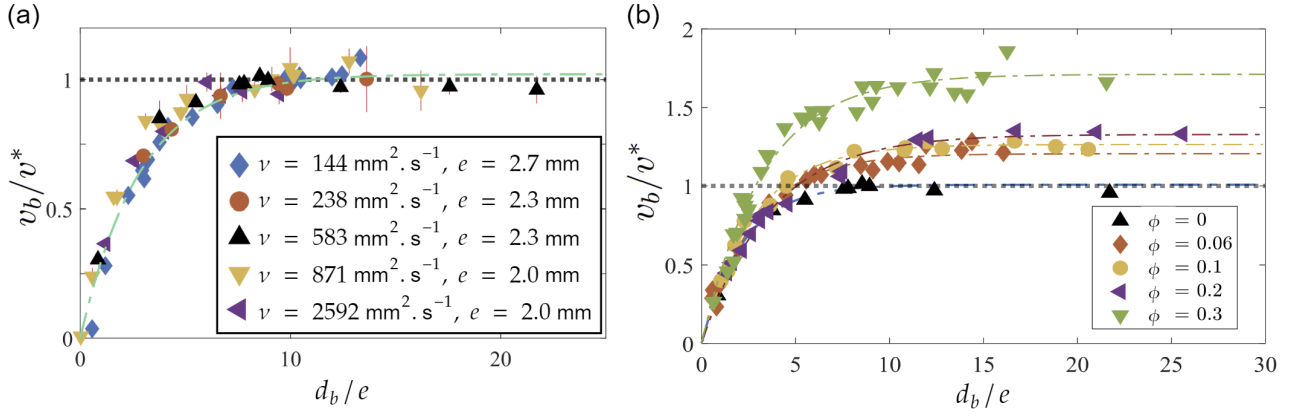


FIGURE 2 – (a) Évolution de la vitesse normalisée v_b/v^* en fonction du diamètre normalisé d_b/e pour des fluides newtoniens de différentes viscosités cinématiques $\nu = \eta/\rho$ et des cellules de différents gaps e , adapté d’après Madec (2021). La ligne tiretée verte correspond à l’ajustement du modèle (Eq. 3). (b) Évolution de la vitesse normalisée v_b/v^* en fonction du diamètre normalisé d_b/e pour différentes suspensions de concentration ϕ avec des particules de diamètre $d_p = 230 \mu\text{m}$. Expériences réalisées dans une cellule de gap $e = 2.3 \text{ mm}$, adapté d’après Madec (2021). L’ajustement du modèle (Eq. 3) est reporté en ligne tiretée.

cellule de gap e , cette vitesse² vaut :

$$v^* = \frac{\rho g e^2}{12\eta} \chi \text{ pour } \frac{d_b}{e} \gg 1. \quad (2)$$

Maxworthy (1986) propose une première vérification expérimentale de ce modèle. Pendant sa thèse, Madec (2021) a étudié plus en détail la validité de cette expression pour des fluides de différentes viscosités, choisies pour rester en régime visqueux. Ses résultats sont reportés figure 2(a) où l’évolution de la vitesse des bulles normalisée par la vitesse de Maxworthy est tracée en fonction du diamètre apparent normalisé par le gap. Afin de décrire la vitesse des bulles pour tous diamètres, il propose le modèle empirique suivant :

$$\frac{v_b}{v^*} = \mu_1 \left(1 - e^{-\mu_2 d_b/e} \right) \quad (3)$$

où μ_1 et μ_2 sont des coefficients ajustés sur les données expérimentales. Cet ajustement est reporté figure 2(a) pour les valeurs obtenues $\mu_1 = 1.02 \pm 0.03$ et $\mu_2 = 0.37 \pm 0.04$. Dans sa thèse, Monnet (2024) reproduit ces résultats pour d’autres fluides newtoniens avec différentes viscosités et tensions de surface et trouve $\mu_1 = 1.05 \pm 0.5$ et $\mu_2 = 0.35 \pm 0.03$.

Ces résultats expérimentaux semblent valider l’expression de la vitesse de Maxworthy pour les bulles dont le diamètre apparent est grand devant le gap car $\mu_1 \simeq 1$. Toutefois, Monnet (2024) note que le coefficient μ_2 dépend du gap e et conclut que la transition vers la vitesse limite v^* n’est pas bien décrite par la comparaison entre d_b et e .

Remontée de bulle dans une suspension isodense

Lorsque l’on ajoute des particules à un fluide on obtient une suspension. La rhéologie de ce type de fluide peut être approchée sous de nombreux angles et c’est un domaine qui connaît encore aujourd’hui des avancées régulières en recherche expérimentale. Pour avoir une description détaillée des phénomènes en jeu, on pourra se référer à l’article de Guazzelli et Pouliquen (2018).

Le cas le plus simple est celui d’une suspension isodense, c’est-à-dire où les particules sont de même densité que le fluide suspendant, monodisperse, c’est-à-dire où toutes les particules ont la même taille et non-browniennes. Une suspension est alors caractérisée par sa concentration massique en particules

2. Nous appellerons par la suite cette expression “vitesse de Maxworthy”.

$\phi = m_{particules}/m_{tot}$. Lorsqu'elle est peu concentrée ($\phi < 0.3$) la suspension adopte un comportement proche de celui d'un fluide newtonien de viscosité effective $\eta(\phi)$. Guazzelli et Pouliquen (2018) synthétisent de nombreux travaux montrant que la viscosité augmente avec la concentration ϕ , divergeant pour une valeur ϕ_c ³.

La remontée d'une bulle en cellule de Hele-Shaw dans de telles suspensions a été étudiée par les doctorants de l'équipe d'accueil Madec (2021) et Monnet (2024) pendant leurs thèses respectives. Au vu de ce qui précède, il est cohérent d'adapter la vitesse de Maxworthy (Eq. 2) en utilisant la viscosité effective de la suspension $\eta(\phi)$. Madec *et al.* (2020) ont donc reproduit l'étude précédente sur la vitesse des bulles dans des suspensions de différentes concentrations, pour des particules de diamètre $d_p = 230 \mu\text{m}$. La figure 2(b) montre l'évolution de la vitesse des bulles normalisée par la nouvelle vitesse de Maxworthy en fonction du diamètre normalisé. L'ajustement du modèle (Eq. 3) est également reporté en ligne tiretée. La vitesse des bulles pour lesquelles v_b/v^* atteint un plateau s'écarte clairement de la prédiction de l'équation (2), les bulles remontent plus vite en présence de particules que dans une suspension de même viscosité effective. C'est un résultat étonnant, comme le soulignent Madec *et al.* (2020).

Interaction bulle-obstacle

Plusieurs travaux ont été menés pour étudier l'interaction de bulles d'air avec un obstacle fixe. Il s'agit souvent de systèmes bien plus complexes que ceux décrits précédemment. Poryles *et al.* (2017) ont par exemple étudié la remontée d'air injecté continûment dans un lit granulaire immergé. Hooshyar *et al.* (2013) ont par ailleurs étudié l'interaction d'une bulle avec des obstacles qui sédimentent.

Les cas particuliers du mortier et du béton suscitent un intérêt plus large en raison des forts enjeux liés à ces matériaux, qui ont poussé les industriels et professionnels du secteur à développer des techniques pour favoriser le dégazage : additifs entraîneurs d'air, vibrations,... En effet, les bulles peuvent affecter les propriétés rhéologiques du ciment et générer des défauts structurels (Zhang *et al.*, 2019; Ahmed et Punkki, 2024). Cependant, elles peuvent aussi avoir un effet positif, elles améliorent la fluidité du ciment (facilité pour son écoulement) et sa résistance au gel (Zhang *et al.*, 2019; Zeng *et al.*, 2020). Il est donc important de quantifier leur dynamique et leur piégeage dans le ciment. Cependant, très peu d'études ont abordé ce problème d'un point de vue fondamental, et le peu de travaux connus à ce jour considèrent la remontée d'une bulle unique de volume contrôlé dans une suspension de ciment (Strybny *et al.*, 2024).

Ce sont par ailleurs des systèmes très compliqués à étudier d'un point de vue expérimental : les particules sont polydisperses et sédimentent, ils sont le siège de réaction physico-chimiques et peuvent être sujets au vieillissement.

1.2 Motivations et objectifs du stage

On constate donc le besoin d'études fondamentales sur l'interaction entre une bulle unique remontant dans une suspension bien contrôlée et un obstacle fixe. À notre connaissance, cela n'a pas encore été fait à part les travaux préliminaires de B. Strybny cités ci-dessus. Les seuls travaux existants sont ceux de Zhang *et al.* (2016) dans un fluide newtonien avec un seul obstacle de petite taille par rapport à celle de la bulle.

Le but de ce stage est d'étudier le comportement d'une bulle remontant en régime visqueux dans une suspension isodense faiblement concentrée ($\phi < 0.3$) en particules monodisperses non-browniennes lorsqu'elle rencontre des obstacles de tailles variées. On souhaite en particulier caractériser l'impact du rapport entre la taille de l'obstacle et la taille de la bulle sur la dynamique de cette dernière, et voir dans quelle mesure la présence de l'obstacle va ralentir (ou pas) la remontée de la bulle.

3. La valeur de ϕ_c varie communément entre 0.55 et 0.625 (Guazzelli et Pouliquen, 2018).

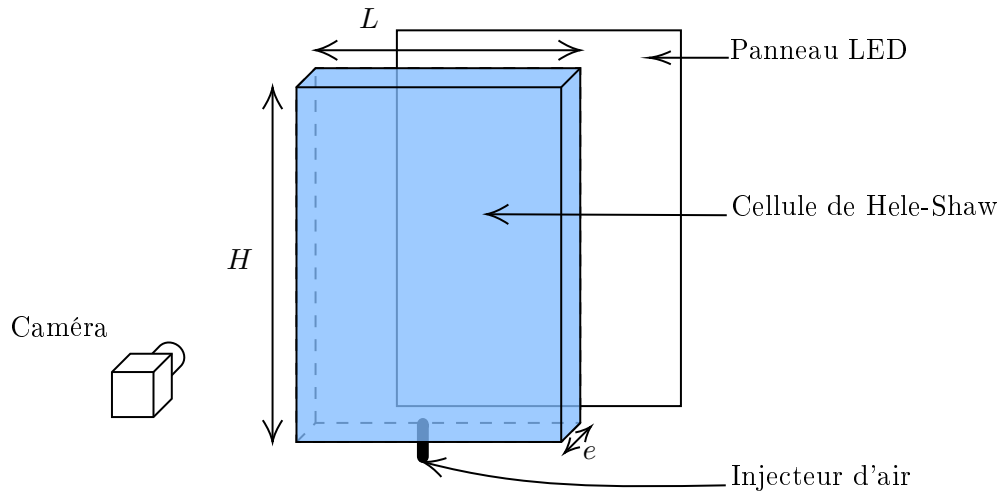


FIGURE 3 – Dispositif expérimental : cellule de Hele-Shaw, de dimensions $H = 29.0$ cm, $L = 23.4$ cm et $e = 2.3$ mm, est munie d'un injecteur relié à une vanne et une seringue. Une caméra est placée à 50 cm et la cellule est éclairée par un panneau LED fixé derrière.

Les moyens expérimentaux mis en œuvre durant ce stage sont présentés dans la partie 2. Elle est divisée en trois sous parties présentant le dispositif expérimental (2.1), les fluides utilisés (2.2) et le traitement numérique des données (2.4). Ensuite, afin d'avoir une référence pour la remontée d'une bulle dans une suspension, nous souhaitons d'abord étudier le cas sans obstacle qui fait l'objet de la partie 3 de ce rapport. Après avoir étudié la vitesse de remontée des bulles (3.1), nous nous intéressons à des fluctuations spontanées de trajectoire de la bulle (3.2). Enfin, dans la partie 4, nous nous penchons sur l'interaction bulle-obstacle. Nous étudions les différents comportements qualitatifs (4.1), l'évolution de la vitesse de la bulle (4.2) et le film de lubrification entre la bulle et l'obstacle (4.3).

2 Expériences et analyses

2.1 Dispositif expérimental

Présentation

Nos expériences sont réalisées dans une cellule de Hele-Shaw de hauteur $H = 29.0$ cm et de largeur $L = 23.4$ cm (voir figure 3). L'écart entre les plaques a été mesuré par ajouts successifs de volumes d'eau fixes (25 mL). Entre 5 et 25 cm au dessus du fond de la cellule, zone dans laquelle nous étudions la dynamique des bulles, il est relativement constant et vaut $e = (2.29 \pm 0.06)$ mm. La cellule est fixée sur un montant dont la verticalité est vérifiée régulièrement. La cellule est étanche en bas et sur les côtés mais ouverte sur le dessus, permettant à l'air injecté de s'échapper quand la bulle remonte à la surface.

Un injecteur localisé en bas de la cellule, au centre, permet de former des bulles dans la cellule. Il est constitué d'un tube de laiton de diamètre interne 1.1 mm, relié à l'extérieur de la cellule à une vanne puis une seringue. La vanne permet d'interdire si besoin le passage d'air dans les deux sens. La seringue, dont le volume peut aller de 5 à 50 mL, est actionnée manuellement, permettant, avec un peu de pratique, d'injecter une bulle unique dans la cellule remplie de fluide (voir section 2.2).

Une caméra⁴ est placée à environ 50 cm de la cellule (figure 3). Accompagnée d'un objectif de focale 16 mm, elle permet de capturer une zone allant de l'injecteur à la surface du fluide, englobant largement la zone d'intérêt que nous définirons plus précisément dans la partie 3.1. On enregistre la remontée des bulles pendant 15 à 20 secondes à 20 ou 30 fps, ce qui est suffisant pour analyser avec

4. Basler acA2440-75um, 2464 × 2056 pixels

précision l'ensemble de la dynamique de la bulle. La cellule est éclairée par transmission à l'aide d'un panneau LED 25 cm × 55 cm couvrant toute la cellule (figure 3). Il est alimenté par une alimentation continue 34 V - 1 A, permettant un éclairage uniforme et stationnaire.

Les principaux obstacles utilisés sont des disques aimantés de diamètres 2.2, 5.0, 15.0 et 40.0 mm et d'épaisseur 2 mm (figure 4). Une fois l'aimant introduit à l'intérieur de la cellule, un autre aimant placé à l'extérieur permet de fixer et déplacer l'obstacle à souhait. À titre de comparaison qualitative, un autre obstacle de forme carrée (de côté 40.0 mm) a été utilisé dans la partie 4.3, dans les positions carré (□) et diamant (◇).

2.2 Fluides utilisés

Fluide suspensé

Toutes nos suspensions sont préparées à base d'un mélange eau/UCON. Le UCON⁵ est un lubrifiant industriel à base d'un éther de glycol, avec une viscosité d'environ 50000 fois celle de l'eau à température ambiante. Il présente l'avantage d'être incolore et miscible avec l'eau. Ainsi, il est possible d'obtenir une large gamme de fluides newtoniens de viscosité plus grande que l'eau en mélangeant eau et UCON dans des proportions variables.

La densité des fluides utilisés a été mesurée en pesant un volume précis de 50 mL de fluide, dans une fiole jaugée de 50 mL pesée au préalable. Les mesures, reportées dans le tableau 1, montrent que les fluides utilisés ont tous des densités très proches de $1.06 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Grains

Les suspensions sont préparées à l'aide de grains de polystyrène⁶. La masse volumique des grains a été mesurée par Madec (2021) et vaut $\rho_p = (1057 \pm 3) \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Les particules étant polydisperses, deux opérations de tamisage ont pour but de sélectionner les grains de diamètre allant de 200 à 315 μm . La granulométrie a pu être réalisée grâce à un microscope⁷ sur lequel nous avons monté la même caméra que celle décrite dans la partie 2.1. Une détection des grains par reconnaissance de cercles (fonction *imfindcircles* sous MATLAB) a été réalisée. Les résultats sont présentés sur la figure 5(a), donnant une répartition très piquée avec une moyenne et un écart-type $d_p = (232 \pm 19) \mu\text{m}$.

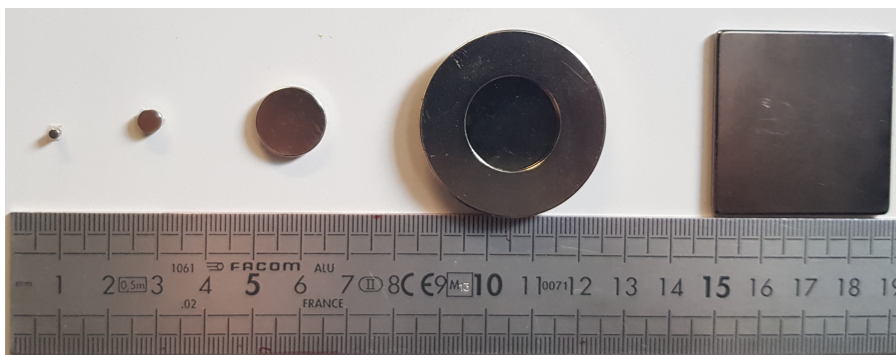


FIGURE 4 – Les différents obstacles utilisés sont des disques ou carrés aimantés. Diamètres de gauche à droite : 2.2, 5.0, 15.0 et 40.0 mm, 40.0 mm de côté pour le carré en position carré (□) ou diamant (◇).

5. Ucon Lubricant 75-H-90000, Dow

6. Dynoseeds TS-250 de diamètre annoncé par le fournisseur 250 μm

7. Wild Makroskop M420 1.25× avec objectif Makrozoom Leica 1 :5

| Nom | Concentration ϕ (%) | Liquide suspensandant | Masse volumique ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) | Viscosité η ($\text{mPa} \cdot \text{s}$) | Tension de surface γ ($\text{mN} \cdot \text{m}^{-1}$) |
|-------|-----------------------------|-----------------------|---------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| wU | 0 | eau/UCON 44 % | 1061 ± 4 | 330 ± 5 | 41 ± 1 |
| wUs1 | 20.0 | eau/UCON 40 % | 1053 ± 5 | 300 ± 5 | 43 ± 2 |
| wUs1* | ~ 20 | eau/UCON 40 % | 1053 ± 5 | 349 ± 5 | – |
| wUs2 | 15.8 | eau/UCON 40 % | 1055 ± 5 | 231 ± 5 | – |

TABLE 1 – Propriétés physiques des différents fluides utilisés. On compare un fluide homogène (wU) à trois suspensions (wUs1, wUs1* et wUs2). wUs1 est récupérée après utilisation pour constituer wUs1*. Eau/UCON 40 % désigne un mélange contenant 40 % en masse de UCON. La tension de surface des deux dernières suspensions n'a pas été mesurée et est supposée de l'ordre de celle de wUs1 (voir texte pour plus de détails).

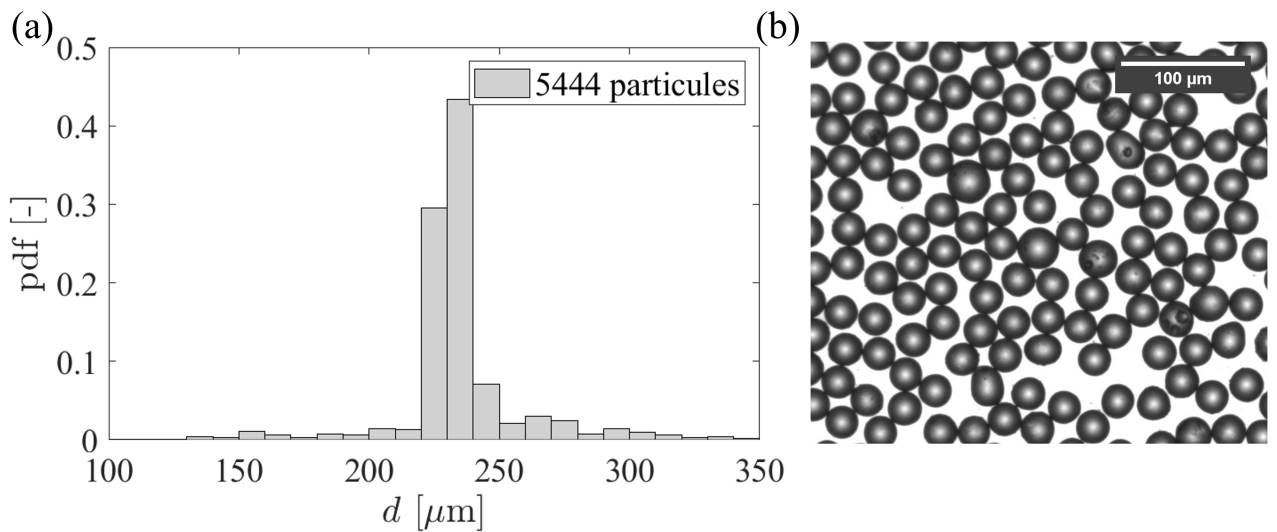


FIGURE 5 – (a) Granulométrie des grains de polystyrène : distribution (pdf, fonction densité de probabilité) du diamètre d_p des grains après tamisage, réalisée sur 5444 particules mesurées. (b) Photo des grains de polystyrène.

Il est possible d'ajuster la densité du mélange eau/UCON par ajout de sel⁸ afin de correspondre au mieux à celle des particules et donc de ralentir considérablement la sédimentation⁹. Toutefois, l'ajustement n'est jamais parfait et les particules peuvent sédimenter sur des durées de l'ordre de la journée, bien supérieures à celles de nos expériences. En prenant soin de mélanger nos suspensions avant chaque série de mesures, nous considérerons que cet effet est négligeable.

Préparation des suspensions

Deux suspensions sont préparées, de concentrations massiques respectives 20 % (wUs1) et 16 % (wUs2). Une fois utilisée, la suspension wUs1 est récupérée après utilisation. Ses caractéristiques pouvant légèrement changer par perte de grains et/ou de liquide lors de la vidange de la cellule, nous avons également mesuré ses propriétés dans le tableau 1 ; elle constitue la suspension wUs1*. Enfin, pour distinguer les effets dus aux particules, un mélange eau/UCON sans particules est utilisé (wU).

Les grains sont pesés puis ajoutés à une masse précise de mélange eau/UCON lentement, pour éviter d'incorporer trop de petites bulles. Après ce mélange, la suspension est plongée dans un bain à

8. Merci à Benjamin Monnet pour ce minutieux travail qu'il a réalisé.

9. On pourra se reporter à l'appendice A pour plus de détails.

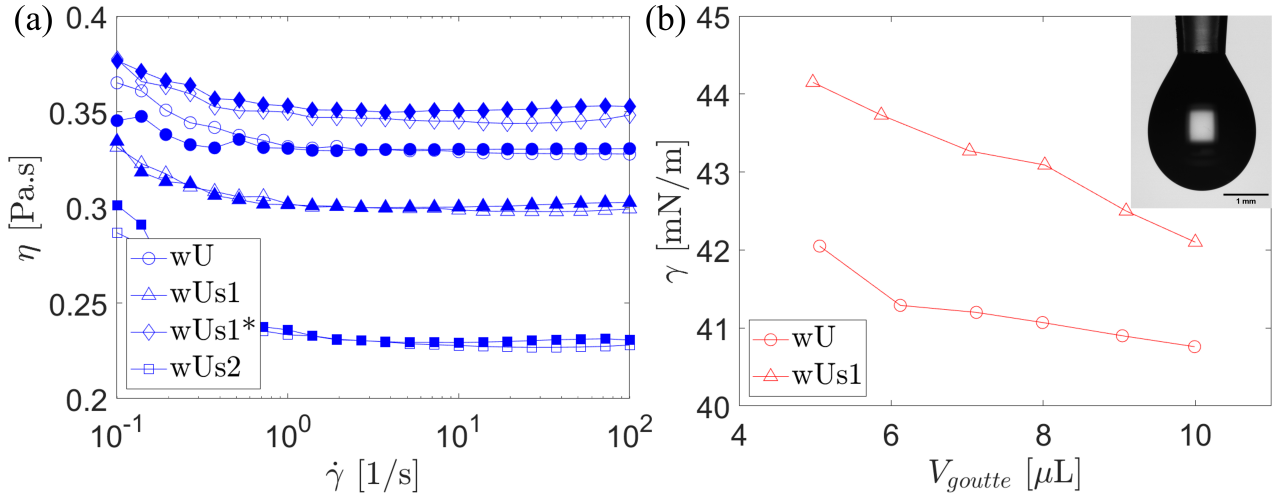


FIGURE 6 – (a) Viscosité η des différents fluides pour différents taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. Passage $\dot{\gamma}$ décroissants en marqueurs creux (\square), retour $\dot{\gamma}$ croissants en marqueurs pleins (\blacksquare). (b) Tension de surface γ des fluides wU et wUs1 pour différents volumes de goutte V_{goutte} . Insert : goutte pendante de volume $V_{goutte} = 9 \mu\text{L}$ (fluide wU).

ultrasons afin d'agréger les petites bulles qui remontent à la surface. Nous avons choisi d'étudier des suspensions faiblement concentrées, régime dans lequel les suspensions peuvent être considérées comme newtoniennes (voir section suivante).

Afin d'augmenter le contraste entre les bulles et la suspension, du colorant¹⁰ est ajouté aux trois préparations.

Propriétés physiques

La viscosité de nos différents mélanges a été mesurée à l'aide d'un rhéomètre¹¹ en géométrie plan-plan avec des conditions aux bord rugueuses. Le gap est fixé à 2 mm pour les suspensions (wUs1, wUs1* et wUs2) et 1 mm pour le liquide wU. La contrainte est mesurée sur une rampe décroissante équi-échantillonnée en log (7 points par décade) allant de 10^2 à 10^{-2} s^{-1} , puis au retour sur cette même gamme. On attend 10 s par point et on moyenne sur 1 à 5 s de ces 10 s pour obtenir la viscosité η . Toutes les mesures sont effectuées à une température fixée de 28°C .

Les courbes de mesure sont présentées figure 6(a). On constate que tous nos échantillons sont newtoniens sur une large gamme entourant le taux de cisaillement caractéristique de nos bulles 1 s^{-1} (voir partie 3.1). Aucune hystérésis n'a été observée entre la descente et la remontée. On ne constate pas non plus de migration des particules pour les échantillons wUs1, wUs1* et wUs2. Les résultats moyennés sur une gamme¹² de 0.5 à 100 s^{-1} sont reportés dans le tableau 1. On constate l'écart quantitatif de concentration engendre une viscosité de wUs1 plus grande que celle de wUs2 (Guazzelli et Pouliquen, 2018). Il semblerait également que l'opération de vidange de la cellule augmente significativement la concentration en particules, donc la viscosité de wUs1*.

La tension de surface de nos échantillons a également été mesurée avec un tensiomètre optique¹³. Nous utilisons la méthode de la goutte pendante pour mesurer la tension de surface γ sur six gouttes de volume allant de 5 à $10 \mu\text{L}$. La température ambiante est mesurée par l'appareil et vaut environ 30°C .

Bien qu'une légère décroissance de γ soit observée lorsque le volume de la goutte augmente (figure 6(b)), l'incertitude de mesure recouvre largement ces variations. On reporte donc dans le tableau 1 les

10. Colorant bleu, E133 hydrosoluble, Meilleur du Chef.com à environ 1.2% en volume

11. Rhéomètre à déformation imposée ARESG2

12. En dessous de cette gamme, la mesure est polluée par le couple limite du rhéomètre

13. Tensiomètre optique Biolin Scientific Theta Flow

mesures moyennées sur les différents volumes. En comparant le mélange wU et la suspension wUs1, on constate une légère différence, qui n'est probablement pas significative dans nos expériences.

Pour ce qui est des différentes suspensions, un rapide calcul d'ordre de grandeur permet de se rendre compte de la grande variabilité de la mesure. En effet, on connaît le volume $V_p = 4\pi/3 \cdot (d_p/2)^3 = 6.4 \times 10^{-3} \mu\text{L}$ d'une particule, donc dans une goutte de volume $V_g = 5 \mu\text{L}$ de solution à 20 % le nombre théorique de particules vaut :

$$N = 0.2 \frac{V_g}{V_p} \simeq 156 \text{ particules} \quad (4)$$

En comparaison, pour la même goutte de suspension à 16 %, la différence est de 30 particules ! Il faut donc analyser avec précaution ces mesures. On gardera également à l'esprit que des fluctuations locales de concentration impactent les propriétés à l'interface de la bulle.

2.3 Protocole expérimental

Avant chaque série de mesures, la caméra est calibrée à l'aide d'une grille de calibration, afin d'avoir la correspondance pixels-millimètres. La cellule est remplie du fluide souhaité jusqu'à une hauteur mesurée à chaque expérience. On peut alors ajuster la mise au point, le temps d'exposition et l'ouverture du diaphragme pour obtenir le meilleur contraste possible entre les bulles et le fluide. L'obstacle peut être placé avant de remplir la cellule ou après, et être interchangé en fonction des besoins de l'expérience.

La température est mesurée en continu grâce à un thermocouple¹⁴ placé dans le fluide. Elle vaut toujours environ 28 °C, moyenne pouvant évoluer de 2 °C entre les expériences, et ne varie pas plus de 1 °C sur la durée de l'expérience. Nous considérerons donc l'effet de ses variations, notamment sur la viscosité, comme négligeable devant les autres facteurs d'incertitude.

À la fin de chaque série de mesures, la cellule est vidée, nettoyée à l'eau et à l'éthanol, et laissée à sécher au moins jusqu'au lendemain.

2.4 Traitement numérique des données

Le traitement des données est réalisé à l'aide de plusieurs programmes MATLAB destinés à détecter successivement l'injecteur, l'obstacle et les bulles. En particulier, cette dernière étape m'a demandé une attention particulière pour le choix d'un algorithme de détection.

À partir des travaux de précédents stagiaires et doctorants, j'ai comparé deux méthodes : détection de l'intérieur (c'est-à-dire de la zone plus lumineuse que le fond dégagée par la présence de la bulle) ou du contour (c'est-à-dire du ménisque plus sombre que le reste). Bien que la détection du ménisque permette de dégager un contour plus précis, elle est moins fiable car le programme ne parvient pas toujours à fermer ce contour, la bulle n'est donc pas détectée sur certaines images. Pour ces raisons j'ai opté pour une détection de l'intérieur de la bulle qui, couplé à l'ajout de colorant dans la suspension (partie 2.2) pour augmenter le contraste, permet une détection relativement précise et très fiable.

L'algorithme de détection comporte trois étapes principales représentées sur la figure 7 :

- **Traitement avant seuillage** : une image prise avant l'expérience (sans bulle) est retirée à l'image d'intérêt (avec bulle) et un filtre médian est appliqué. Cette étape permet d'obtenir un meilleur contraste et de réduire le bruit dû aux particules dans la suspension (figure 7(b)).
- **Binarisation** : le seuil est choisi après plusieurs essais, en fonction de l'ouverture et du temps d'exposition de la caméra (figure 7(c)).
- **Traitement après seuillage** : un opérateur morphologique (fonctions *strel* et *imclose* sous MATLAB) et un filtre par tailles (fonction *bwpropfilt* sous MATLAB) sont appliqués afin de ne conserver que les zones assez grandes pour correspondre à des bulles.

14. Thermomètre numérique Fluke 54 II B.

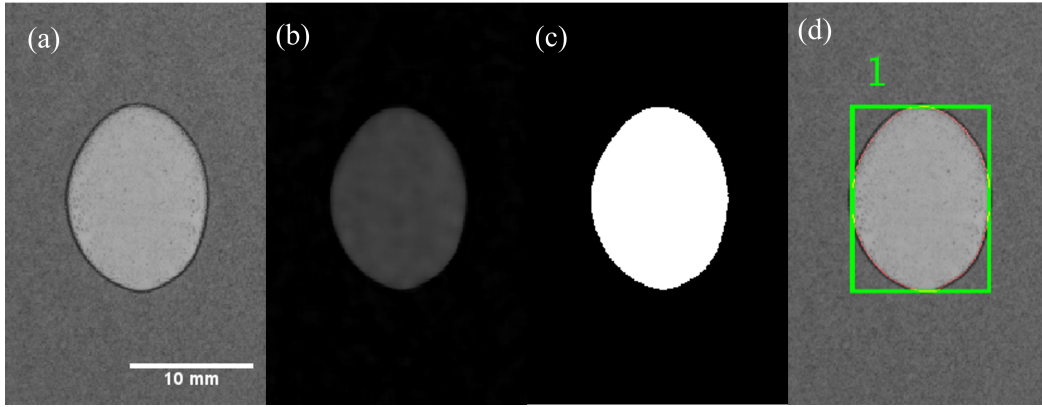


FIGURE 7 – Étapes de détection de la bulle : exemple pour une bulle de diamètre $d_b = 19.6$ mm dans wUs1*. (a) Image originale. (b) Image sans le fond et après filtre médian. (c) Image binarisée. (d) En rouge : contour de la bulle détectée superposé à l'image de départ, en vert : *bounding box* (boîte encapsulant la bulle et permettant un suivi dans le temps, incluant une possible fragmentation en bulle 1 et bulle 2).

Une fois cette détection réalisée, il est possible d'extraire de nombreuses informations (figure 7(d)). Celles qui nous seront les plus utiles par la suite sont la position du centre de masse pour déduire la vitesse de la bulle v_b , l'aire de la bulle A pour obtenir son diamètre apparent $d_b = 2\sqrt{A/\pi}$ et les dimensions des axes de l'ellipse suivant au mieux le ménisque pour connaître le rapport d'aspect χ .

3 Remontée sans obstacle

Avant de placer un obstacle sur le trajet de la bulle, nous allons étudier la remontée libre de la bulle. D'une part, cela permet de fixer une référence pour notre étude, en retrouvant certains résultats présentés dans la partie 1.1, obtenus notamment par Madec (2021) puis Monnet (2024) pendant leurs thèses. D'autre part, ce fut l'occasion pour moi de me familiariser avec le montage expérimental et le système de prise d'images, mais aussi d'adapter l'algorithme de détection à mes besoins (voir partie 2.4).

3.1 Vitesse des bulles

Dans nos différents fluides (voir partie 2.2), les bulles remontent sous l'effet de la poussée d'Archimède. L'écoulement visqueux généré dans le fluide par le passage de la bulle est la principale source de dissipation d'énergie. On souhaite vérifier que notre étude se place bien dans le cadre du régime visqueux prévu dans la partie 1.2. Pour l'écoulement généré par une bulle de diamètre $d_b = 2$ cm et de vitesse $v_b = 1.5$ cm \cdot s $^{-1}$, on calcule le nombre de Reynolds dont l'expression est donnée par l'équation (1). En prenant les caractéristiques physiques de wUs1 (tableau 1) :

$$Re = \frac{\rho v_b d_b}{\eta} \left(\frac{e}{d_b} \right)^2 = 1.4 \times 10^{-2} \ll 1 \quad (5)$$

Nous sommes donc bien dans le régime visqueux. Dans ce cadre, comme on l'a vu dans la partie 1.1, la vitesse des bulles suit la loi empirique (Eq. 3) proposée par Madec (2021). De plus, le taux de cisaillement caractéristique de l'écoulement v_b/d_b est compris entre 10^{-1} et 10 s $^{-1}$, régime dans lequel nos suspensions sont newtoniennes (cf. partie 2.2).

La remontée d'une bulle de diamètre 12.4 mm dans la suspension wUs1 est représentée sur la figure 8(c). Pour cette bulle, l'évolution temporelle de la vitesse et du rapport d'aspect est représentée sur la figure 8(a). On observe que la bulle remonte tranquillement, à vitesse et rapport d'aspect relativement constants.

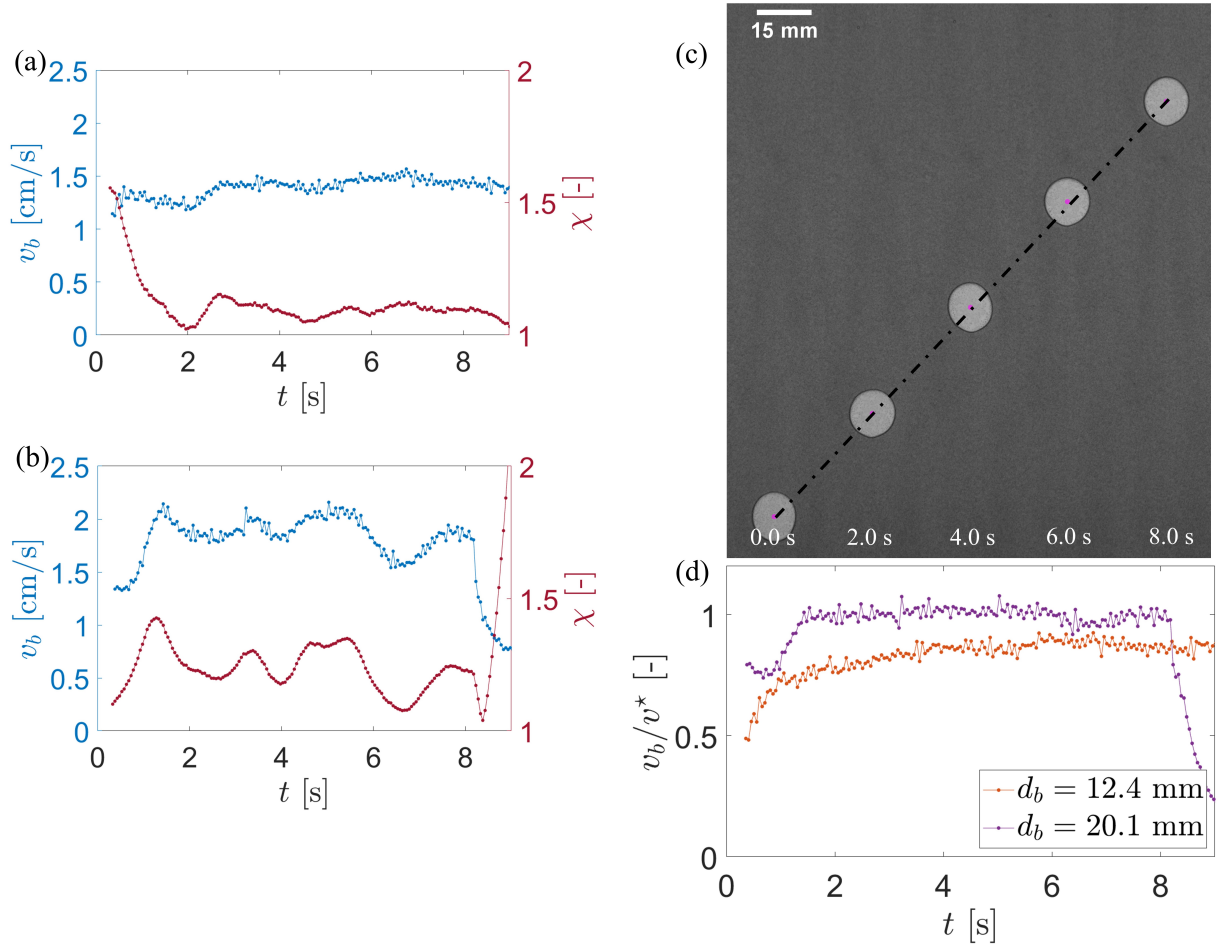


FIGURE 8 – (a) Évolution de la vitesse et du rapport d’aspect en fonction du temps pour la bulle représentée en (c). (b) Évolution des mêmes paramètres pour une bulle de diamètre 20.1 mm dans wUs1. (c) Remontée d’une bulle de diamètre 12.4 mm dans wUs1. La ligne tiretée est un guide visuel pour suivre la position du centre de masse (en magenta). (d) Comparaison de l’évolution de la vitesse normalisée v_b/v^* pour les deux bulles en (a) et (b).

La figure 8(b) montre l’évolution de ces mêmes paramètres pour une bulle plus grosse, de diamètre 20.1 mm. On observe des fluctuations en phase du rapport d’aspect et de la vitesse. Puisque la vitesse de Maxworthy (équation (2)) est proportionnelle au rapport d’aspect, cela nous conduit à analyser la vitesse normalisée v_b/v^* pour les deux tailles de bulles. Son évolution temporelle est représentée sur la figure 8(d). La vitesse normalisée est constante au cours de la trajectoire, à l’exception d’un régime transitoire où la bulle se forme, et des derniers instants, pendant lesquels la bulle sort du champ.

Ainsi nous pouvons définir une **zone d’intérêt**, à l’intérieur de laquelle la bulle semble avoir atteint un régime stationnaire. Pour chaque bulle, nous moyennons temporellement la vitesse normalisée v_b/v^* , en prenant soin d’exclure 1 seconde au début et à la fin de la dynamique.

On cherche à vérifier que nos bulles remontent selon la loi prévue par l’équation 3. Pour deux suspensions différentes, wUs1 et wUs1*, on ajuste les coefficients aux points expérimentaux. Les résultats expérimentaux et la courbe maîtresse sont reportés sur la figure 9. Certains points, représentés par un marqueur triangulaire plein (\blacktriangle) ont été exclus de l’ajustement car plusieurs bulles remontent en parallèle dans la cellule, cas dont nous reparlons un peu plus loin. Voici les résultats de l’ajustement :

$$\begin{cases} \mu_1 = 1.06 \pm 0.03, \mu_2 = 0.32 \pm 0.04 \text{ pour wUs1} \\ \mu_1 = 1.44 \pm 0.05, \mu_2 = 0.34 \pm 0.05 \text{ pour wUs1*} \end{cases} \quad (6)$$

L’incertitude sur les points expérimentaux peut être expliquée par des fluctuations spontanées de la

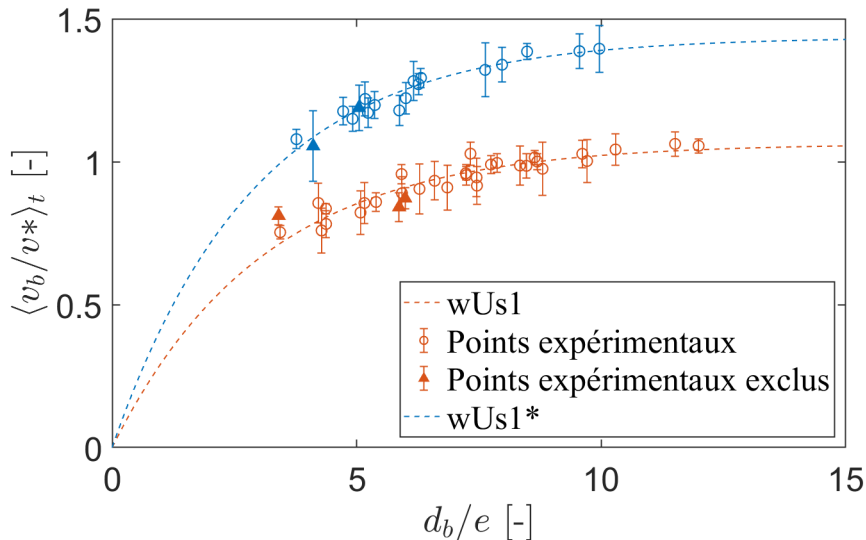


FIGURE 9 – Vitesse normalisée et moyennée en temps $\langle v_b/v^* \rangle_t$ en fonction du diamètre normalisé d_b/e pour deux suspensions (wUs1 et wUs1*). Les points de mesure sont en marqueurs creux (o), les points en marqueurs pleins (▲) sont exclus de l’ajustement (cf. texte pour plus détails), les lignes tiretées correspondent à l’équation (Eq. 3) ajustée à ces points pour chaque suspension.

trajectoire étudiées dans la partie 3.2. Concernant les coefficients, les incertitudes données sont celles renvoyées par la fonction *fit* de MATLAB. Elles sont probablement sous-estimées car les mesures sont rassemblées dans une zone où $3 < d_b/e < 12$. Par manque de temps, nous n’avons pas pu élargir cette zone, ce qui aurait permis de préciser la valeur de la pente à l’origine ($d_b/e \ll 1$) et du plateau ($d_b/e \gg 1$).

Ces résultats sont relativement cohérents avec ceux obtenus par Madec (2021) et Monnet (2024) dans leurs thèses respectives. On retrouve notamment le résultat présenté par Madec *et al.* (2020) vu dans la partie 1.1 : la valeur du plateau est supérieure à 1 et augmente avec la viscosité (donc la concentration). Les bulles remontent plus vite dans une suspension que dans un fluide sans particules de même viscosité effective.

Il faut toutefois nuancer ce résultat empirique, qui ne fonctionne que pour la remontée d’une bulle unique. Dans sa thèse, Madec (2021) a étudié plus en détail le cas de plusieurs bulles qui se suivent. Dans mes expériences, j’ai pu également observer le cas de plusieurs bulles remontant en parallèle. Deux bulles proches interagissent entre elles, comme le montre le champ de vitesse dans le fluide en $1/r^2$ étudié par Madec *et al.* (2020), donc leur vitesse est impactée. Pour connaître l’impact précis sur la vitesse, une étude plus systématique serait nécessaire.

3.2 Fluctuations spontanées de trajectoire

Observations

Malgré l’apparente quiétude de la remontée d’une bulle en régime visqueux (voir figure 8), on observe parfois des fluctuations surprenantes de la trajectoire. Cela se produit plus fréquemment pour les “grosses bulles”, bien qu’aucun seuil n’ait pu être dégagé. Deux exemples sont représentés sur la figure 10. Dans certains cas, la bulle se décale spontanément sur le côté puis poursuit sa remontée (figure 10 (I a-g)), dans d’autres, elle se fragmente en deux bulles plus petites (figure 10 (II a-g)). Ici le phénomène est observé dans wUs1 mais il a également été observé dans les autres suspensions.

Rien ne semble avertir de ce comportement : on n’observe à l’œil nu aucune inhomogénéité dans la suspension. Il peut se présenter à différentes hauteurs, de la sortie de l’injecteur à la surface du

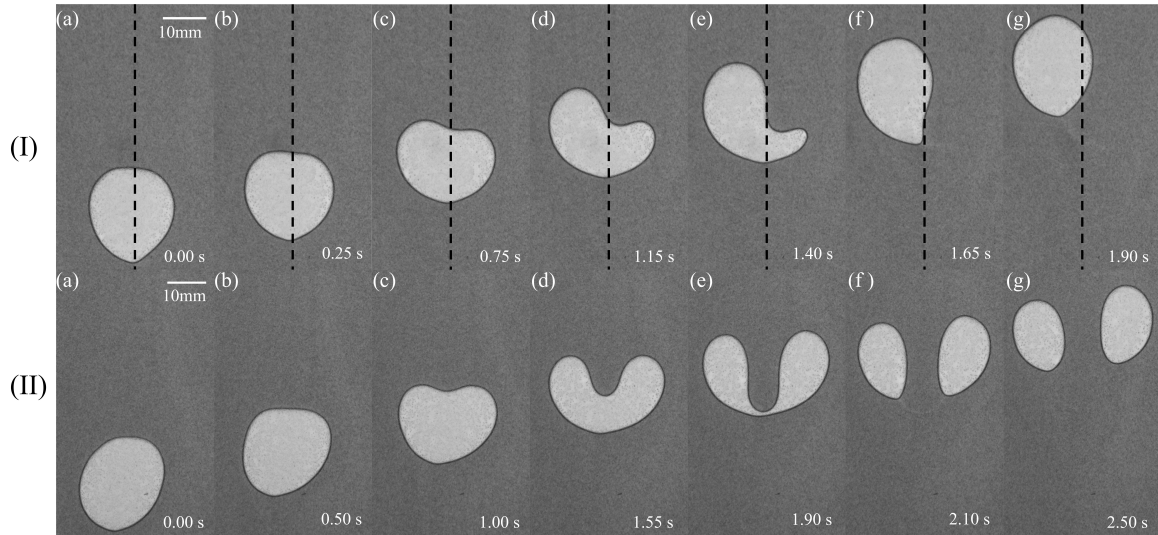


FIGURE 10 – Fluctuations spontanées de trajectoire de la bulle dans la suspension wUs1. (I a-g) Décalage sur la gauche d’une bulle de diamètre $d_b = 19.2$ mm, la ligne tiretée est un guide marquant le centre de l’image. (II a-g) Fragmentation d’une bulle de diamètre $d_b = 21.3$ mm.

fluide, sans corrélation apparente entre les bulles qui se suivent. C’est comme si la bulle rencontrait un obstacle “fantôme”. On observe de nombreuses variations de ces phénomènes : certaines bulles se décalent plusieurs fois de suite dans la même direction, parfois dans des directions différentes, certaines se décalent puis se fragmentent, etc. Il faut noter que la fragmentation a souvent lieu en sortie de l’injecteur. On a même observé des comportements similaires dans le fluide wU (sans particules), mais seulement lors des tous premiers instants de la remontée d’une “grosse bulle”, probablement lorsqu’elle n’est pas encore stabilisée.

Interprétation physique

Notre première hypothèse a été celle de la présence d’inhomogénéités locales dans la concentration des particules. C’est une explication tentante car une augmentation locale de concentration implique un changement de viscosité donc une dissipation très forte dans une zone restreinte, interdisant le passage de la bulle comme un obstacle.

Pendant, comme nous l’avons noté dans le paragraphe précédent, plusieurs observations vont à l’encontre de cette hypothèse :

- Aucune inhomogénéité n’est visible à l’œil nu.
- Le phénomène a lieu même après que l’on a mélangé le fluide dans la cellule à l’aide d’un réglet.
- Aucun chemin préférentiel ne se forme, il n’y a pas de corrélation entre les fluctuations de bulles qui se suivent.

Cela nous permet de conclure que les inhomogénéités, s’il y en a, sont localisées sur des tailles bien plus petites que la taille d’une bulle et correspondent à de faibles variations de la concentration (donc de la viscosité). De plus, elles sont rapidement effacées ou déplacées par le passage d’une bulle.

Une autre hypothèse est celle du développement d’une instabilité, qui pourrait être déclenché par une faible fluctuation locale de la concentration. En effet, un phénomène très similaire avait été observé par Poryles et Vidal (2017) dans un mélange d’eau et de polymère (PEO). Selon cet article le comportement rhéofluidifiant du mélange eau/PEO serait à l’origine de l’apparition de l’instabilité. Pourtant, nos suspensions sont *a priori* newtoniennes (voir partie 2.2, figure 6(a)). Au niveau local cependant, elles pourraient être non newtoniennes, éventuellement sous l’effet d’une petite variation de concentration.

Décrivons la dynamique de ces fluctuations (figure 10) : le haut de la bulle s’aplatit (fig 10, Ib et

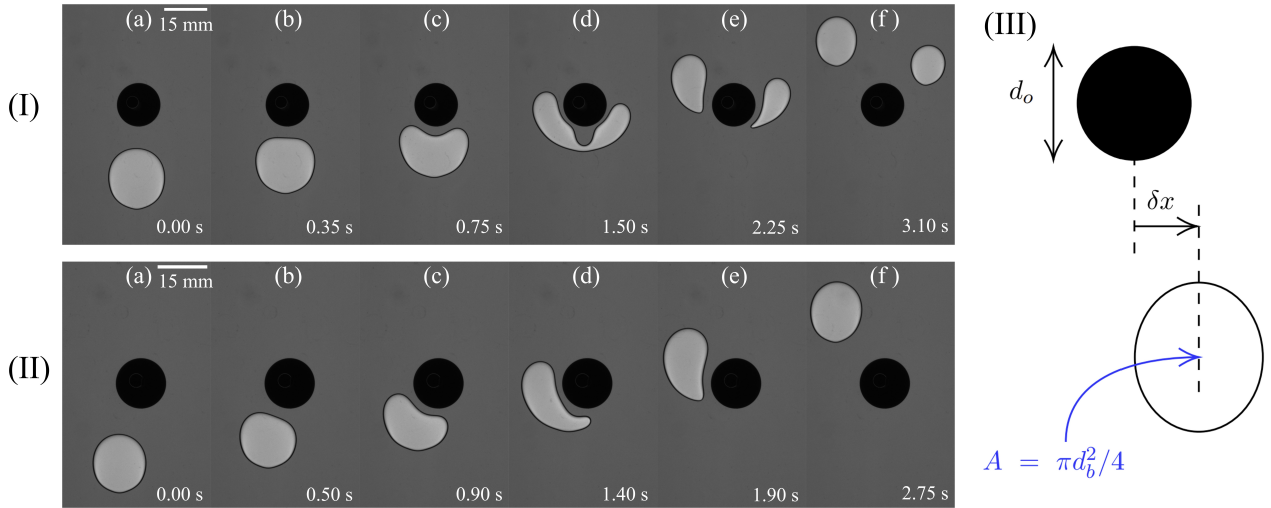


FIGURE 11 – Deux principaux comportements observés, ici dans wU avec un obstacle de diamètre $d_o = 15$ mm. (I a-f) Fragmentation d’une bulle de diamètre $d_b = 19.9$ mm arrivant avec un paramètre d’impact $\delta x = -0.7$ mm. (II a-f) Glissement vers la gauche d’une bulle de diamètre $d_b = 16.2$ mm arrivant avec un paramètre d’impact $\delta x = -6.5$ mm. (III) Définition des paramètres du problème : diamètres de la bulle d_b et de l’obstacle d_o , paramètre d’impact δx (positif sur le schéma, voir texte pour plus de détails).

IIb) puis la courbure s’inverse et un doigt se forme (fig. 10, Id et IId). Ensuite, soit le doigt est sur un bord et la bulle se décale (fig. 10, If), soit le doigt est centré et la bulle se fragmente (fig. 10, IIf). Ce processus évoque l’instabilité de Saffman-Taylor, phénomène bien connu en cellule de Hele-Shaw, où une interface entre deux fluides non miscibles est déplacée. Cela expliquerait notamment pourquoi on observe souvent une fragmentation de la bulle au moment où elle est injectée, même pour le liquide wU.

Enfin, le phénomène semble plus fréquent pour les grosses bulles et il n’est jamais observé pour les petites. On pourrait imaginer l’existence d’un seuil qui contrôlerait l’apparition de l’instabilité à partir d’une taille critique d_b^* . C’est ce qui avait été observé par Poryles et Vidal (2017), mais pour l’instant notre étude ne permet pas de dégager ce seuil.

L’existence de ces fluctuations pose de nombreuses questions sur la définition d’un régime “stationnaire” de la bulle, notamment pour l’étude qui suit (partie 4). Nous nous poserons la question dans la partie 4.2 dans le but de définir une référence avant l’interaction avec l’obstacle. De plus ces comportements qualitatifs ressemblent fortement à ce qu’on observe avec un obstacle fixe, d’où notre dénomination d’obstacle “fantôme”.

4 Remontée avec obstacle

4.1 Diagramme des régimes

Comportements

Lorsqu’on place un obstacle sur le chemin de la bulle, on s’attend à observer trois comportements qualitatifs :

- la bulle reste coincée sous l’obstacle (blocage),
- la bulle se décale entièrement sur un des cotés de l’obstacle (glissement à droite ou à gauche),
- la bulle se sépare en deux bulles plus petites (fragmentation), qui elles-mêmes peuvent suivre un de ces trois comportements.

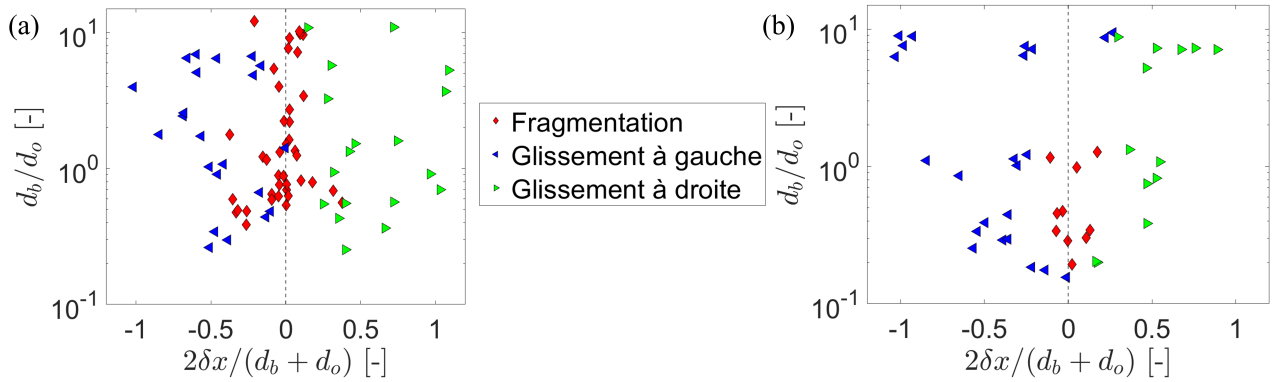


FIGURE 12 – Diagramme des régimes : rapport des diamètres de la bulle et de l’obstacle d_b/d_o en fonction du paramètre d’impact normalisé $2\delta x/(d_b + d_o)$ (a) dans le fluide wU. (b) dans le fluide wUs1.

Pour nos expériences, réalisées dans les fluides wU et wUs1, nous utilisons la plupart du temps des obstacles circulaires (voir partie 2.1, figure 4). Dans ces conditions, on observe que la bulle peut soit glisser sur un côté soit se fragmenter en deux bulles plus petites. Un exemple de chacun de ces deux comportements est montré sur la figure 11 (I) et (II), pour un obstacle de diamètre $d_o = 15$ mm et des bulles de diamètres respectifs 19.9 mm (I) et 16.2 mm (II).

Afin de quantifier les différentes situations, on s’appuie sur plusieurs paramètres présentés sur le schéma 11(III) : diamètre apparent de la bulle d_b , diamètre de l’obstacle d_o et un paramètre d’impact δx que nous définissons comme l’écart horizontal entre le centre de l’obstacle et le centre de masse de la bulle. δx est moyenné sur une zone de “régime stationnaire” qui sera définie plus précisément dans la partie 4.2.

Dans cette partie, sauf précision contraire, nous allons présenter les résultats de l’interaction entre une bulle et un disque. Dans ce cas, le blocage correspond à un équilibre métastable de la bulle, qui n’a jamais été observé, c’est pourquoi nous en faisons mention que de glissement et de fragmentation.

Transitions entre les comportements

On souhaite placer les différents comportements dans un diagramme, afin de discuter les transitions entre eux. Les paramètres qui nous semblent pertinents sont la taille de la bulle d_b et le paramètre d’impact δx . Puisque l’on étudie le comportement de plusieurs bulles face à des obstacles de tailles différentes, nous allons nous intéresser au rapport des diamètres de la bulle et de l’obstacle. S’agissant du paramètre d’impact, on veut le comparer à une distance caractéristique au delà de laquelle il n’y a plus d’interaction. On prend pour cela le cas limite de contact entre une bulle circulaire et un obstacle : $\delta x = \frac{d_b + d_o}{2}$. Nous discutons plus loin de la pertinence de ces facteurs de normalisation. Une version non normalisée de ces diagrammes est présentée en appendice B.

Les points expérimentaux sont représentés sur la figure 12 dans un digramme donnant le rapport des diamètres de la bulle et de l’obstacle d_b/d_o en fonction du paramètre d’impact normalisé $2\delta x/(d_b + d_o)$. La figure (a) correspond au fluide wU tandis que la figure (b) correspond à la suspension wUs1. La forme et la couleur des marqueurs distingue les différents comportements. On constate bien la présence des deux comportements : fragmentation et glissement. La fragmentation a lieu principalement au centre du diagramme, pour $|\delta x| \lesssim \frac{d_b + d_o}{2}$. En effet, pour les bulles de taille comparable à l’obstacle ($d_b/d_o \sim 1$), il existe une transition entre les régimes de fragmentation et de glissement gouvernée par le paramètre d’impact δx . Pour le cas du fluide homogène wU (fig. 12(a)), cette transition s’étend aux bulles de grande taille devant l’obstacle, comme l’avaient étudié en détail Zhang *et al.* (2016). Cette transition est nécessaire pour satisfaire aux cas limites $\delta x \ll \frac{d_b + d_o}{2}$, pour lequel on observe une fragmentation, et $\delta x \gg \frac{d_b + d_o}{2}$, pour lequel la bulle passe loin de l’obstacle sans interagir.

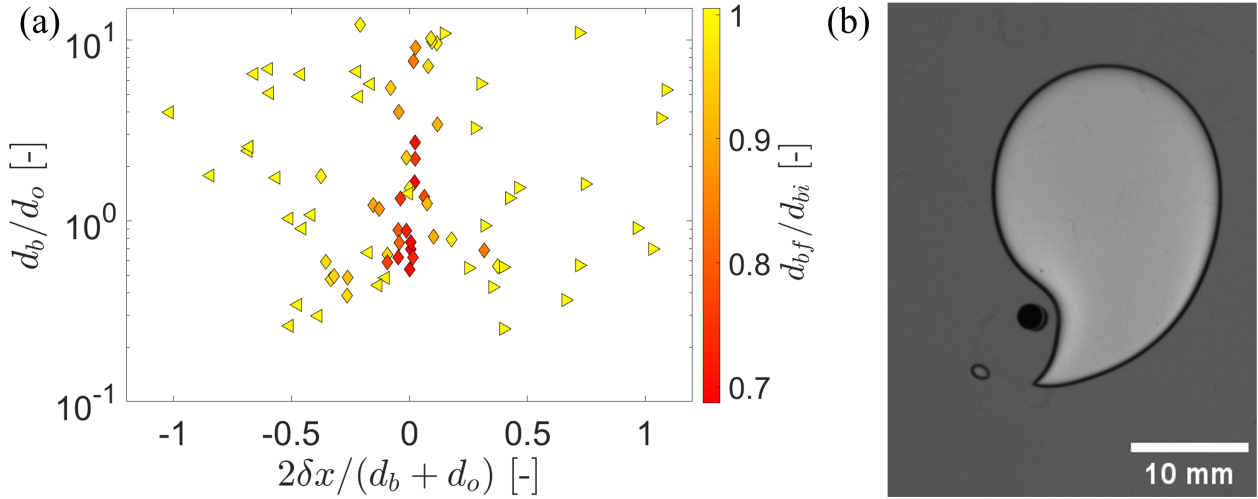


FIGURE 13 – (a) Diagramme des régimes dans wU : d_b/d_o en fonction de $2\delta x/(d_b + d_o)$. L'échelle de couleurs correspond au rapport entre le diamètre de la bulle après interaction d_{bf} et avant interaction d_{bi} . (b) Cas limite de fragmentation pour une bulle de diamètre $d_b = 21.1$ mm et un obstacle de diamètre $d_o = 2.2$ mm dans wU.

Pour mieux quantifier le régime de fragmentation, on définit la taille de la bulle avant et après fragmentation : d_{bi} (diamètre initial) et d_{bf} (diamètre final¹⁵). La figure 13(a) représente le diagramme des régimes dans wU auquel on a superposé une échelle de couleurs correspondant au rapport d_{bf}/d_{bi} . Il semblerait qu'il existe une continuité entre une bulle qui glisse et une bulle qui fragmente : on observe que certaines bulles se fragmentent non pas en deux autres de volume comparable, mais plutôt en une bulle quasi-identique à l'originale et une micro-bulle indétectable par notre algorithme (voir figure 13(b)). Les fragmentations en deux bulles de tailles comparables ($d_{bf}/d_{bi} < 0.9$) sont limitées à une zone au centre du diagramme.

On note également que le rapport d_b/d_o joue un rôle dans l'interaction bulle-obstacle. D'une part, il semble exister une transition pour $d_b/d_o \ll 1$: les petites bulles se fragmentent moins facilement. Nous pensons que ce phénomène est dû à des effets de tension de surface résistants à l'inversion de courbure nécessaire à la fragmentation (voir figure 11(I a-c)). La comparaison entre d_b et d_o ne semble pas très pertinente pour caractériser cette transition, comme le montre la frontière floue entre les régimes dans cette zone de la figure 12(a).

D'autre part, on n'observe pas de fragmentation pour le plus petit obstacle ($d_o = 2.2$ mm) dans la suspension wUs1. Cela correspond à la zone supérieure de la figure 12(b). Les particules jouent ici un rôle non négligeable : elles empêchent la fragmentation !

Nous étudierons plus en détail le film de lubrification entre la bulle et l'obstacle dans la partie 4.3, mais il faut comprendre que le fluide circule dans ce film pour former une "poche" que l'on voit sur la figure 11(I d), rendant ainsi possible la fragmentation. Pour un très petit obstacle comme celui utilisé pour les mesures dans la zone supérieure du diagramme 12(b), l'épaisseur du film peut devenir assez faible pour ne plus négliger le diamètre des particules. Une hypothèse expliquant l'absence de fragmentation serait alors un phénomène de *clogging*¹⁶ dans le film, empêchant la circulation du fluide et donc la formation d'une "poche".

15. Le diamètre final est celui de la plus grosse des deux bulles issues de la fragmentation.

16. Accumulation de grains empêchant l'écoulement.

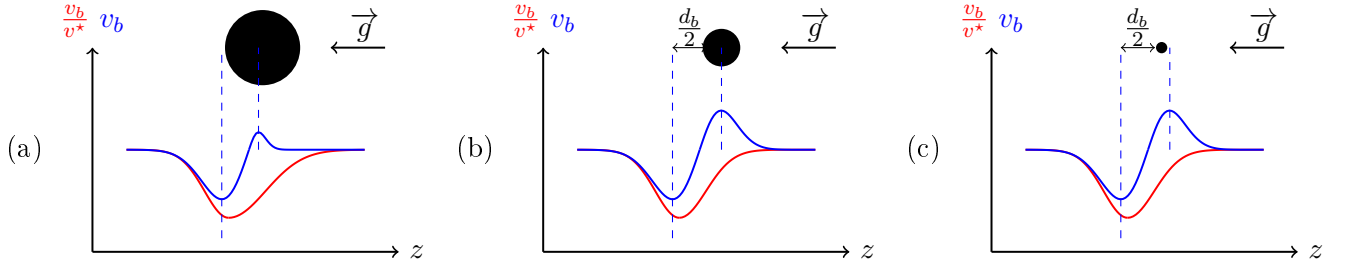


FIGURE 14 – Evolution typique de v_b (en bleu) et v_b/v^* (en rouge) en fonction de l'altitude z du centre de masse de la bulle autour de trois obstacles : (a) $d_o = 40.0$ mm, (b) $d_o = 15.0$ mm, (c) $d_o = 2.2$ mm.

4.2 Vitesse des bulles et zone d'interaction

On s'intéresse maintenant à l'influence de l'obstacle sur la vitesse de remontée de la bulle. On souhaite définir une "zone d'interaction" correspondant à une variation quantitative de la vitesse lorsque la bulle se trouve dans cette zone. Pour cela, nous avons comparé l'évolution de la norme de la vitesse v_b ¹⁷ et de la vitesse normalisée v_b/v^* en fonction de l'altitude de la bulle dans la cellule, pour obstacles de diamètre 2.2, 15.0 et 40.0 mm. Ces observations permettent de dégager des comportements typiques représentés sur la figure 14. Pour simplifier, on assimile dans toute cette partie la bulle à son centre de masse, de position verticale z .

Avant l'interaction, la bulle est dans un régime stationnaire où sa vitesse est constante. Celle-ci est moyennée sur une zone de largeur $d_b/2$ située à une distance d_b en dessous de l'obstacle, comme présenté sur la figure 15(a). On obtient alors une valeur de référence de la vitesse $v_{b,ref}$. Dans cette zone, l'interaction entre la bulle et l'obstacle est encore imperceptible, et on s'assure qu'il n'y a aucune fluctuation spontanée de trajectoire (cf. partie 3.2). C'est également dans cette zone que l'on définit la valeur du paramètre d'impact δx (cf. partie 4.1).

Une fois cette zone stationnaire passée, on constate que la bulle est tout d'abord ralentie par l'obstacle : la vitesse totale chute brusquement car la bulle doit modifier sensiblement sa trajectoire pour contourner l'obstacle. La position du minimum de vitesse varie en fonction de la taille de l'obstacle, mais il se situe toujours sous l'obstacle, dans ce qu'on appellera la "zone d'interaction" (voir figure 15(a)). Ensuite la bulle accélère jusqu'à passer un maximum de vitesse, supérieur à $v_{b,ref}$, à peu près à l'horizontale du centre de l'obstacle. Cela est probablement dû à une forte augmentation du rapport d'aspect χ , comme le montre l'évolution de v_b/v^* . La vitesse normalisée est en effet toujours en dessous de sa valeur de référence lors de l'interaction avec l'obstacle, résultat de la chute de v_b puis de l'augmentation de χ . D'après ces observations, les variations majeures de vitesse se font dans une zone allant d'une distance d_b sous l'obstacle à l'extrémité supérieure de celui-ci (voir figure 15(a)). C'est ce que l'on appelle la zone d'interaction.

L'intensité des variations de v_b dépend non seulement de la taille de l'obstacle d_o , mais aussi de la taille de la bulle d_b et du paramètre d'impact δx . On souhaite connaître la perte de vitesse de la bulle due au contournement de l'obstacle, c'est-à-dire dans la zone d'interaction, dans différents cas. On moyenne v_b dans cette zone pour obtenir $v_{b,inter}$, que l'on compare à la vitesse de référence du régime stationnaire. On représente le rapport de ces deux vitesses en échelle de couleurs sur la figure 15(b) pour les différents points du diagramme dans la suspension wUs1. Le contour des marqueurs est blanc pour les bulles ralenties par l'obstacle ($v_{b,inter}/v_{b,ref} < 1$), noir pour les autres ($v_{b,inter}/v_{b,ref} > 1$). De nombreuses bulles sont accélérées par la présence de l'obstacle ! Ce phénomène est d'autant plus présent que l'obstacle est petit et que la bulle passe loin de celui-ci. En effet, dans ces deux cas, l'obstacle n'est qu'une perturbation mineure dans la trajectoire de la bulle. Au lieu de déplacer horizontalement son centre de masse, la bulle peut simplement s'allonger verticalement (χ augmente), ce qui accélère sa

17. Ici v_b représente bien la vitesse totale, prenant en compte les composantes horizontale et verticale de la vitesse.

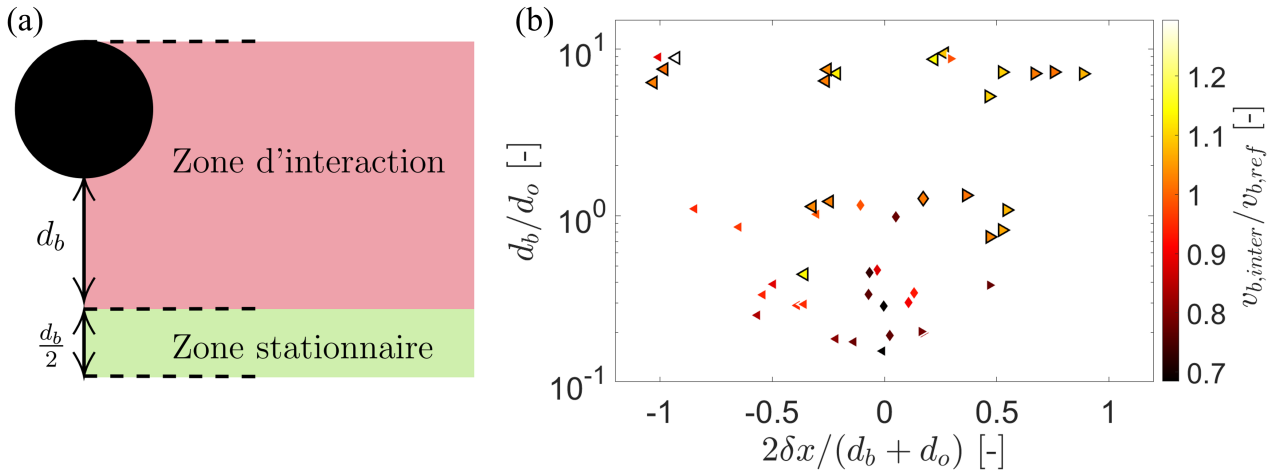


FIGURE 15 – (a) Définition des différentes zones. (b) Diagramme des régimes dans wUs1 : d_b/d_o en fonction de $2\delta x/(d_b + d_o)$. L'échelle de couleurs correspond au rapport entre la vitesse de la bulle dans la zone d'interaction $v_{b,inter}$ et dans la zone stationnaire $v_{b,ref}$.

remontée (cf. partie 1.1, Eq. 2). Il faut toutefois se rappeler que si la bulle fragmente, les deux nouvelles bulles sont plus petites, donc remontent moins vite (cf. partie 3.1). La présence d'un obstacle est donc toujours susceptible de ralentir la remontée d'une bulle.

4.3 Film de lubrification entre la bulle et l'obstacle

On observe aussi bien dans le fluide newtonien wU que dans la suspension wUs1 que la bulle n'entre jamais directement en contact avec l'obstacle. De fait, un film de lubrification d'épaisseur variable se forme entre la bulle et l'obstacle. Afin de comparer l'influence de différents paramètres, on définit l'épaisseur du film ξ comme la plus courte distance entre la bulle et l'obstacle au moment où la bulle s'aplatit, c'est-à-dire juste avant que la courbure de l'interface s'inverse. Par manque de temps, on limite l'étude quantitative qui suit au fluide newtonien wU.

À l'aide du logiciel IMAGEJ, on mesure l'épaisseur du film lors de l'interaction de chaque obstacle circulaire avec 4 bulles différentes. La figure 16(a) représente une bulle de diamètre $d_b = 19.6$ mm dans le fluide wU rencontrant un obstacle de diamètre $d_o = 40.0$ mm. La mesure de $\xi = 4.7$ mm est superposée à l'image. Sur la figure 16(b) on trace en échelle logarithmique l'évolution de ξ en fonction du produit $d_b^2 \cdot d_o$. La ligne tiretée noire repère la valeur de l'épaisseur du gap $e = 2.3$ mm et la droite rouge est un guide visuel de pente 1/3. On conjecture une expression empirique de la valeur de ξ :

$$\xi = k \cdot (d_b^2 d_o)^{1/3} \quad (7)$$

où k est une constante adimensionnée valant 0.22 dans notre cas. On constate un bon ajustement de ce modèle pour le domaine exploré.

Aucune justification théorique solide de ce modèle n'a été trouvée. De nombreuses questions subsistent, notamment concernant l'interface de la bulle. À ce jour, on ne sait pas ce qu'il advient de la courbure du ménisque dans l'épaisseur du gap. L'écoulement dans le film de lubrification est lui aussi encore mal connu. On sait que la géométrie change radicalement puisque l'écoulement devient également confiné dans une direction perpendiculaire au gap, avec une épaisseur de confinement comparable ($\xi/e < 3$ dans nos expériences).

Dans nos dernières expériences, nous avons observé l'écoulement dans le film se formant sous l'obstacle carré (voir figure 4), dans wU, lors de la fragmentation d'une bulle. Cette observation a été rendue possible par la présence d'une micro-bulle dans le film bougeant sous l'effet de l'écoulement. La bulle arrivant sur l'obstacle pousse le fluide vers l'extérieur. Ensuite, lorsque le front s'aplatit, l'écoulement

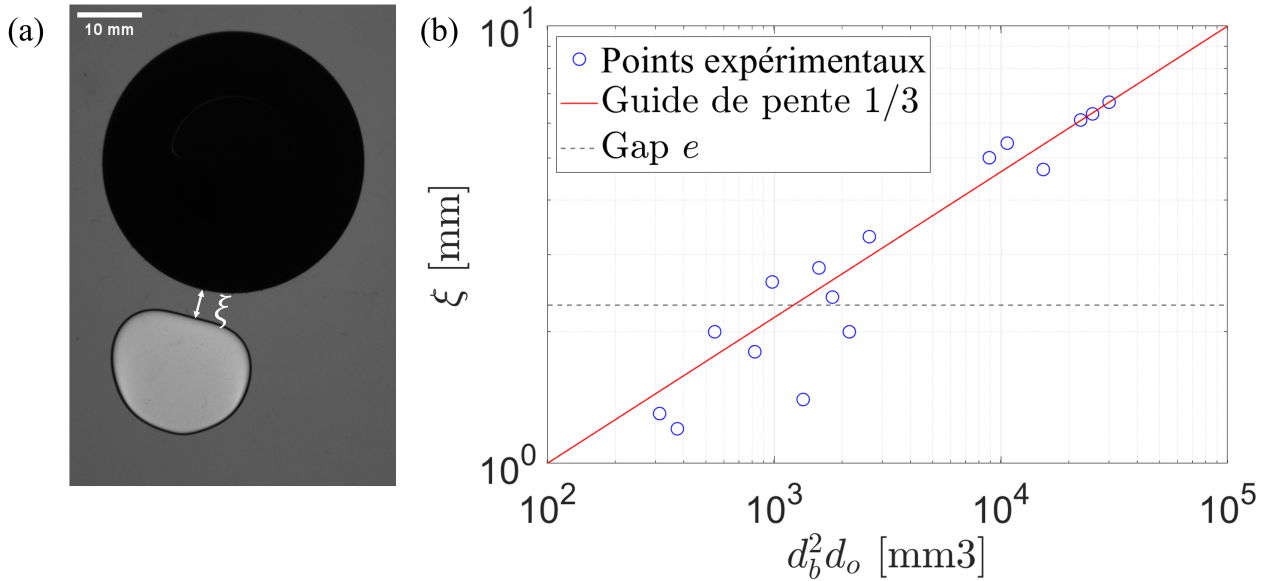


FIGURE 16 – (a) Image du film de lubrification d’épaisseur $\xi = 4.7$ mm pour une bulle de diamètre $d_b = 19.6$ mm interagissant avec un obstacle de diamètre $d_o = 40.0$ mm dans wU. (b) Évolution de l’épaisseur ξ du film de lubrification en fonction de $d_b^2 d_o$ dans le fluide wU. Les barres d’erreur sur les points de mesure sont plus petites que la taille des marqueurs. La ligne tiretée noire correspond à l’épaisseur du gap $e = 2.3$ mm, la ligne rouge est un guide visuel de pente 1/3.

dans le film s’arrête et change de sens. C’est à partir de ce moment là que l’on constate la formation d’une “poche”, mentionnée dans la partie 4.1 et visible sur la figure 11(I d), qui se remplit du fluide coulant vers l’intérieur. Malgré le manque d’informations, nous pensons que la compréhension de l’écoulement dans ce film est cruciale pour expliquer les différents comportements observés dans la partie 4.1.

Conclusion et perspectives

Les expériences réalisées au cours de ce stage ont permis d’étudier sous plusieurs angles l’interaction entre une bulle et un obstacle fixe dans une cellule de Hele-Shaw. Tout d’abord Nous nous sommes intéressé à la remontée sans obstacle. Nous avons ensuite comparé les phénomènes observés dans un fluide newtonien et dans des suspensions lorsqu’on ajoute des obstacles de différentes tailles.

La vitesse des bulles remontant dans une suspension suit à priori bien le modèle empirique proposé par Madec (2021). On a observé des fluctuations spontanées de la trajectoire de la bulle qui pourraient être dues à une instabilité de type Saffman-Taylor. Face à un obstacle circulaire, nous avons constaté que la bulle glissait sur le côté ou se fragmentait. Les transitions entre ces deux régimes semblent contrôlées par de nombreux paramètres, certains étant spécifiques aux suspensions. Nous montrons que certaines bulles sont accélérées par la présence de l’obstacle, notamment dans le cas où l’obstacle est petit devant la bulle. Enfin, nous nous intéressons à l’épaisseur du film de lubrification entre la bulle et l’obstacle et nous proposons un modèle empirique pour caractériser sa dépendance en d_b et d_o , diamètres de la bulle et de l’obstacle.

De nombreuses perspectives s’ouvrent pour poursuivre notre étude. Concernant les fluctuations spontanées de trajectoire, une étude statistique serait nécessaire pour mieux comprendre ce phénomène. On peut effectivement questionner le lien entre ces fluctuations spontanées et celles “induites” par un obstacle, puisque les comportements observés sont qualitativement les mêmes.

Concernant l’interaction bulle-obstacle, de nombreuses configurations et géométries d’obstacle pourraient être comparées. Par exemple, lors des dernières expériences, nous avons utilisé un obstacle carré

(figure 4) en position horizontale (\square). On observe alors d'autres comportements comme par exemple le blocage d'une bulle sous l'obstacle. On peut aussi observer des variations du mécanisme de fragmentation. Sauf dans de très rares cas, les deux bulles issues de la fragmentation glissent chacune d'un côté du disque. Mais pour un carré, l'une des bulles peut rester coincée, passer du même côté que l'autre ou encore se refragmenter. Il serait également intéressant d'étudier plus en détail le film de lubrification entre la bulle et l'obstacle. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, l'écoulement à l'intérieur de ce film semble essentiel au mécanisme de fragmentation.

Références

- AHMED, H. et PUNKKI, J. (2024). Surface Bubbles Emergence as an Indicator for Optimal Concrete Compaction. *Materials (Basel, Switzerland)*, 17(10):2306.
- CLIFT, R., GRACE, J. R. et WEBER, M. E. (2005). *Bubbles, Drops, and Particles*. Dover Civil and Mechanical Engineering. Dover Publications, Mineola, N.Y.
- GUAZZELLI, É. et POULIQUEN, O. (2018). Rheology of dense granular suspensions. *Journal of Fluid Mechanics*, 852:P1.
- HOOSHYAR, N., VAN OMMEN, J. R., HAMERSMA, P. J., SUNDARESAN, S. et MUDDÉ, R. F. (2013). Dynamics of Single Rising Bubbles in Neutrally Buoyant Liquid-Solid Suspensions. *Physical Review Letters*, 110(24):244501.
- HOSEN, H. F., SHAHMARDI, A., BRANDT, L. et SOLSVIK, J. (2024). Dynamics of a single bubble in Newtonian and non-Newtonian fluids : Experimental and simulation approaches. *International Journal of Multiphase Flow*, 174:104789.
- MADEC, C. (2021). *Dynamique de bulles isolées et interactions de bulles multiples dans des suspensions granulaires confinées entre deux plaques*. Thèse de doctorat, Université de Lyon.
- MADEC, C., COLLIN, B., JOHN SOUNDAR JEROME, J. et JOUBAUD, S. (2020). Puzzling Bubble Rise Speed Increase in Dense Granular Suspensions. *Physical Review Letters*, 125(7):078004.
- MAXWORTHY, T. (1986). Bubble formation, motion and interaction in a Hele-Shaw cell. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:95–114.
- MAXWORTHY, T., GNANN, C., KÜRTEEN, M. et DURST, F. (1996). Experiments on the rise of air bubbles in clean viscous liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 321:421–441.
- MONNET, B. (2024). *Fluides newtoniens et suspensions : bulle unique et vidange*. Thèse de doctorat, Ecole Normale Supérieure de Lyon.
- PORYLES, R., VARAS, G. et VIDAL, V. (2017). Stability of gas channels in a dense suspension in the presence of obstacles. *Physical Review E*, 95(6):062905.
- PORYLES, R. et VIDAL, V. (2017). Rising bubble instabilities and fragmentation in a confined polymer solution. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 241.
- STRYBNY, B., LINK, J., COENEN, M., ZUBER, M., VIDAL, V. et HAIST, M. (2024). X-ray analysis of air bubble rise in cement suspension. (*in preparation*).
- TAYLOR, G. et SAFFMAN, P. G. (1959). A note on the motion of bubbles in a Hele-Shaw cell and porous medium. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 12(3):265–279.
- XIA, H., ZHANG, Z., LIU, J., AO, X., LIN, S. et YANG, Y. (2023). Modeling and numerical study of particle-bubble-liquid flows using a front-tracking and discrete-element method. *Applied Mathematical Modelling*, 114:525–543.

ZENG, X., LAN, X., ZHU, H., LIU, H., UMAR, H. A., XIE, Y., LONG, G. et MA, C. (2020). A Review on Bubble Stability in Fresh Concrete : Mechanisms and Main Factors. *Materials (Basel, Switzerland)*, 13(8):1820.

ZHANG, P., MINES, J. M., LEE, S. et JUNG, S. (2016). Particle-bubble interaction inside a Hele-Shaw cell. *Physical Review E*, 94(2):023112.

ZHANG, X., ZHANG, H., GAO, H., HE, Y. et JIANG, M. (2019). Effect of bubble feature parameters on rheological properties of fresh concrete. *Construction and Building Materials*, 196:245–255.

Appendices

A Vitesse de Stokes

Dans une suspension, la vitesse de sédimentation d'une particule sphérique peut être trouvée en équilibrant la force de gravité et la force de Stokes s'exerçant sur elle :

$$V_{sed} = \frac{d_p^2 g \Delta \rho}{18 \eta} \quad (8)$$

où d_p est le diamètre de la particule, g l'intensité de la pesanteur, η la viscosité du fluide suspendant et $\Delta \rho$ la différence de densité entre la particule et le fluide environnant.

B Diagramme dimensionné

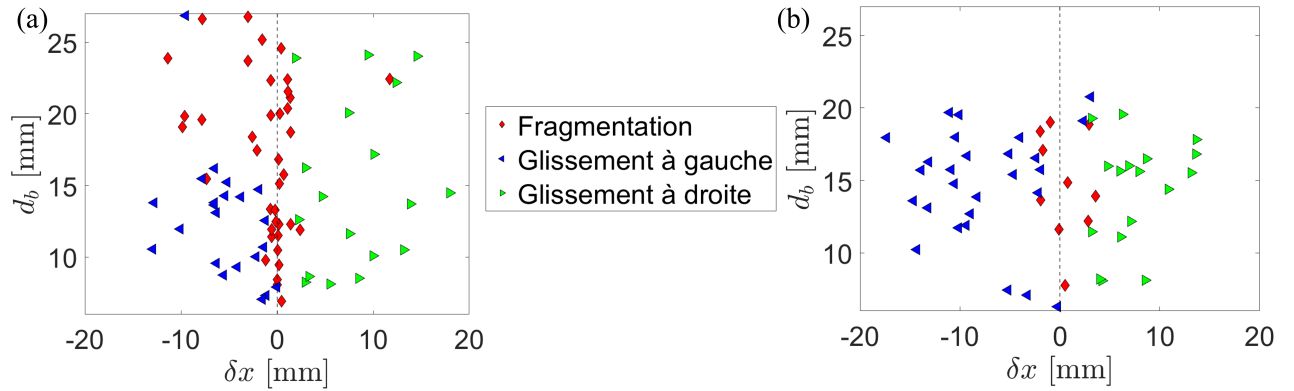


FIGURE 17 – Diagramme des régimes : diamètre de la bulle d_b en fonction de δx (a) dans le fluide wU. (b) dans le fluide wUs1. La légende est commune aux deux figures.