



HAL
open science

Rhéologie d'interface liquide/air chargées de grains : vers la consolidation d'un milieu aéré

Yousra Timounay

► **To cite this version:**

Yousra Timounay. Rhéologie d'interface liquide/air chargées de grains : vers la consolidation d'un milieu aéré. Structures. Université Paris-Est, 2016. Français. NNT : 2016PESC1156 . tel-01524556

HAL Id: tel-01524556

<https://theses.hal.science/tel-01524556>

Submitted on 18 May 2017

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

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

UNIVERSITÉ — — PARIS-EST

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS-EST

Spécialité : Science des matériaux

École doctorale Sciences Ingénierie et Environnement

Sujet de la thèse :

Rhéologie d'interfaces liquide/air chargées de grains Vers la consolidation d'un milieu aéré

Présentée par

Yousra Timounay

soutenue le 11 octobre 2016 devant le jury composé de :

Mme. Cécile MONTEUX	Rapporteur
M. Manouk ABKARIAN	Rapporteur
M. Hamid KELLAY	Examineur
M. Pierre-Yves LAGRÉE	Président
Mme. Florence ROUYER	Directrice de thèse
Mme. Elise LORENCEAU	co-Directrice de thèse



Cette thèse a bénéficié d'un financement de l'Institut Français des Sciences et Technologies des Transports, de l'Aménagement et des Réseaux.

Les mousses liquides sont dans un état métastable. Un moyen de les stabiliser est d'y incorporer des particules solides. Lorsqu'elles sont hydrophobes, ces particules s'attachent aux interfaces liquide-air de la mousse et changent radicalement la rhéologie des films séparant les bulles. L'objectif de cette thèse est d'étudier expérimentalement deux composants élémentaires des mousses chargées en particules, à savoir les films et les bulles.

La rhéologie des films particulaires est sondée grâce à des expériences d'éclatement et de compression alors que la résistance des bulles armurées est étudiée en faisant varier leur pression interne. En utilisant l'imagerie rapide, nous montrons d'abord que les particules qui pontent les deux interfaces du film peuvent inhiber l'ouverture d'un trou et que pour les autres configurations, la dynamique de rétraction peut être décrite par un équilibre inertio-capillaire pour des fractions surfaciques en particules < 0.6 environ. L'étude de la dynamique de rétraction des films particulaires par Particle Image Velocimetry a permis de les caractériser par une viscosité effective qui diverge à la transition de jamming. De plus, les films particulaires flambent à fraction surfacique en particules élevée indiquant une transition d'un comportement liquide vers un comportement solide. En ce qui concerne les bulles particulaires, nous avons montré l'existence de pressions critiques 10 fois plus grandes que la pression de Laplace avant que les bulles ne se déforment aussi bien en dépression qu'en surpression ; la tension effective dans le plan de la coque granulaire est donc 10 fois plus importante que la tension dans un film liquide. Une fracture, correspondant à l'étirement du film liquide, est par ailleurs observée sur les bulles particulaires en surpression. En adoptant une approche élastique, le critère de Griffith permet de retrouver le bon ordre de grandeur de la pression de fracture.

Mots clés : Film/bulle particulaire, éclatement, viscosité effective, flambement, collapse, fracture.

Liquid foams are in a metastable state. One way to stabilize them is incorporating solid particles. When hydrophobic, these particles attach to liquid-air interfaces of the particle-laden foam inducing a drastic change in the rheology of the films between bubbles. The aim of this thesis is to study experimentally two elementary components of particle-laden foams, namely soap films and bubbles.

The rheology of particulate films is probed through bursting and compression experiments while the resistance of armored bubbles is studied by inner pressure variations. Using high speed photography, we first show that particles bridging both liquid-air interfaces of a liquid film can resist hole opening and that the retraction dynamics for the other configurations can be described by a balance between inertia and capillarity for surface fractions of particles < 0.6 approximately. Then studying the retraction dynamics of particulate soap films by Particle Image Velocimetry, we characterized these systems by an effective viscosity that diverges at the jamming transition. Moreover, buckling is observed at high surface fraction of particles indicating a transition from liquid-like to solid-like behavior. Concerning particulate bubbles, we showed the existence of pressure thresholds 10 times greater than Laplace pressure that need to be exceeded in order to observe a deformation in depression and overpressure experiments ; the effective tension in the granular shell is thus 10 times greater than the tension in a liquid film. When inflated, a fracture corresponding to the stretching of the liquid film appears on particulate bubbles. Through an elastic approach, Griffith's criterion gives the right order of magnitude of fracture pressures.

Key words : Particulate film/bubble, bursting, effective viscosity, buckling, collapse, fracture.

Remerciements

Je remercie en premier lieu Florence. J'ai énormément appris pendant ces trois années grâce à elle. Merci à Elise avec qui j'ai eu un grand plaisir à travailler. Je suis très honorée d'avoir fait ma thèse sous leur direction. Je remercie également Olivier pour son implication et les nombreux échanges que nous avons eus ainsi que Yacine et Xavier.

Je remercie chaleureusement les membres du jury pour leur lecture attentive du manuscrit, leurs remarques, suggestions et encouragements.

Un grand merci à Even pour le travail qu'il a effectué pendant son stage et à José qui m'a accueillie dans son laboratoire et qui m'a aidée à trouver une suite à ma thèse.

J'ai passé trois précieuses années à Kepler grâce aux personnes que j'ai côtoyées au quotidien. Je remercie particulièrement Ilham, Jennifer, Alizée et Christophe pour leur amitié.

Je finis par remercier ma famille et Simon.

Table des matières

Table des figures	9
Liste des tableaux	19
Introduction	21
1 Notions clés et état de l'art	25
1.1 Généralités sur les interfaces liquide-gaz et les films liquides	27
1.2 Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement	35
1.3 Granulaires 2D et grains aux interfaces	43
1.4 Particules dans les milieux aérés	52
1.5 Objectifs de la thèse	54
2 Matériaux et méthodes	55
2.1 Solution moussante	56
2.2 Particules solides	57
2.3 Génération d'objets chargés en particules	57
2.4 Structure et caractérisation d'objets chargés en particules	59
3 Films chargés en particules	77
3.1 Expériences sur les films chargés	79
3.2 Observations expérimentales	80
3.3 Dynamique de rétraction des films chargés en particules	88
3.4 Viscosité effective d'un film chargé en monocouche	97
3.5 Flambement des films chargés	116
3.6 Bilan énergétique et prédiction de l'état final	125
3.7 Conclusion	128
4 Bulles chargées en particules solides	131
4.1 Mesure et variation de pression dans les bulles chargées en particules solides : méthodes expérimentales	132
4.2 Perméabilité des films chargés en particules solides	134
4.3 Pression intérieure d'une bulle chargée en particules- Caractérisation des interfaces liquide-air chargées	138

TABLE DES MATIÈRES

4.4	Bulles chargées en surpression	139
4.5	Bulles chargées en dépression	148
4.6	Forme finale d'une bulle percée	157
4.7	Conclusion	159
	Conclusion et perspectives	161
A	Mesure de l'épaisseur d'un film liquide mince par interférométrie	165
B	Particle Image Velocimetry	167
C	Viscosités de cisaillement de de dilatation	169
	Bibliographie	171

Table des figures

1.1	Une molécule au niveau de l'interface liquide-gaz perd la moitié de l'énergie d'interaction avec ses voisins par rapport à une molécule dans le volume liquide [22].	27
1.2	Augmentation du rayon d'une bulle de gaz dans un liquide.	28
1.3	Représentation de l'évolution de la tension de surface et de la position des tensioactifs quand leur concentration augmente dans le liquide.	29
1.4	Déformations d'une interface liquide-gaz de tension de surface γ_{LG} . (a) Dilatation d'une interface : l'aire passe de A_0 à A . (b) Cisaillement d'une interface liquide-gaz.	31
1.5	Évolution de la surface minimale d'un film tiré d'un bain de liquide[82].	32
1.6	Schéma représentant une coupe horizontale d'un film vertical tiré à vitesse constante [68].	33
1.7	Schéma représentant l'éclatement d'un film liquide. (a) Vue de côté où le bourrelet qui collecte le liquide est représenté (b) Vue de dessus de l'élargissement du trou dans un film liquide qui éclate.	34
1.8	Photos successives (150 Hertz) de l'éclatement d'un film liquide. Les ondulations au niveau du bourrelet sont visibles à partir de la troisième image alors que les digitations ainsi que le détachement de gouttelettes sont visibles sur la dernière image [54].	36
1.9	Photos d'une mousse liquide à différentes fractions de gaz. (a) Mousse sèche [25]. (b) Mousse humide (cliché Denis Terwagne)	36
1.10	Contrainte τ en fonction du taux de déformation $\dot{\gamma}$ pour un fluide à seuil et un fluide newtonien.	37
1.11	Mousse sèche et ses éléments de structure [25].	39
1.12	Une mousse à l'équilibre après drainage (cliché Arnaud Saint-Jalmes)	40
1.13	(a) Une mousse prise entre deux plaques de verre à l'instant $t = 0$. (b) La même mousse 10 minutes plus tard. Les bulles ont grossi et sont moins nombreuses (cliché Benjamin Haffner).	40
1.14	Coalescence de deux bulles (hemadscienceblog.com).	41
1.15	Étapes d'un échange de voisins lors d'un réarrangement T1 [18]	42
1.16	Disparition d'une bulle lors d'un réarrangement topologique de type T2.	43
1.17	Arrangement hexagonal de grains monodisperses.	44

TABLE DES FIGURES

1.18	(a) Gouttelette déposée sur une surface solide formant un angle de contact θ . (b) Déplacement de la ligne de contact où l'aire de l'interface solide-liquide est augmentée.	45
1.19	Une goutte accrochée à un plan incliné	45
1.20	Un liquide se raccorde à une paroi verticale en formant un ménisque. Il en résulte une perturbation de l'interface sur une distance L_c	46
1.21	(a) Particule piégée à l'interface liquide-gaz. (b) Particule baignant dans le gaz	47
1.22	Déformation de l'interface à cause de l'immersion de plaques qui sont hydrophiles dans (a) et hydrophobes dans (b).	48
1.23	Pression de surface Π en fonction de la surface par particule (le diamètre des particules est de $3 \mu\text{m}$). Les différents symboles correspondent à des couvertures en particules initiales différentes. Figure adaptée de [63].	49
1.24	Fracture dans des radeaux de particules par effet Marangoni. (a) Fractures dans un radeau de particules (diamètre de $50 \mu\text{m}$) où la fraction surfacique initiale en particules est faible (<0.64) [9]. (b) Fractures dans un radeau de particules dense (diamètre de $100 \mu\text{m}$) [99]	50
1.25	Positionnement de particules solides suivant leur degré d'hydrophobie dans un film liquide séparant deux bulles. (a) Particules hydrophiles dans le film liquide. (b) Particules hydrophobes attachées aux interfaces liquide-gaz.	53
1.26	Bulle de $50 \mu\text{m}$ stabilisée par des particules cylindriques de hauteur égale à $10 \mu\text{m}$ [103]	54
2.1	Tension de surface en fonction de la concentration massique en SDS. La droite bleue indique la valeur de la tension de surface de l'eau distillée. Les barres d'erreur représentées montrent une faible dispersion.	56
2.2	Angle de contact d'une particule de $250 \mu\text{m}$ avec une goutte de solution de SDS.	57
2.3	En plongeant un cadre horizontal (en rouge) dans un récipient avec un radeau de particules au niveau de l'interface liquide-air, des films et des bulles chargés en particules sont générés.	58
2.4	Génération de bulles chargées en particules. (a) Coupe verticale au niveau de l'interface déformée lors du retrait du cadre. (b) Le film, trop lourd, se détache du cadre et se referme sur lui-même créant une bulle chargée en particules.	59
2.5	Deux films liquides chargés en particules. (a) Configuration en monocouche. (b) Configuration en bicouche.	60

2.6	Positionnement des particules à l'interface liquide-air. Le schéma en (a) correspond au cas d'une particule peu enfoncée dans la phase liquide alors que (b) représente le cas d'une particule plus lourde dont le plan médian est plus bas que l'interface liquide-air au repos (trait bleu). Cette représentation ne tient pas compte des ménisques qui peuvent se former autour des particules afin de satisfaire la condition d'angle de contact. (c) et (d) correspondent à des photos prises de dessus d'interfaces liquide-air recouvertes de particules de 140 μm et 590 μm respectivement sur un volume de liquide. De la fluorescéine a été rajoutée à la solution de SDS (1% g/g) pour faciliter l'observation. À cette concentration, la fluorescéine n'a aucun effet sur la tension de surface liquide-air de la solution de SDS. Les lignes de contact visibles uniquement sur (d) indiquent que les particules de 590 μm sont plus enfoncées dans le liquide que les particules de 140 μm .	61
2.7	L'interface autour du cadre se déforme puis se détache du bain liquide. Elle constitue ainsi l'interface inférieure du film chargé formé dans le cadre (ou l'interface extérieure dans le cas des bulles chargées).	62
2.8	Photos de bulles chargées en particules prises par un microscope binoculaire. Les particules sur (a) et (b) ont un diamètre égal à 590 μm et les particules sur (c) et (d) ont un diamètre égal à 250 μm .	63
2.9	Photos de bulles chargées en particules de 140 μm prises par un microscope binoculaire.	64
2.10	Photos d'un film chargé en particules. (a) Vue de haut d'un film chargé de particules de 140 μm . (b) Photo prise avec un microscope binoculaire d'une région du film où les deux interfaces sont recouvertes de particules.	65
2.11	Vue de dessus d'une bulle chargée en particules de 590 μm . Les particules s'arrangent suivant l'empilement hexagonal.	66
2.12	Photos successives montrant l'amincissement d'un film liquide coloré qui finit par éclater (dernière photo).	67
2.13	(a) Variation d'épaisseur dans un film coloré chargé en particules de 250 μm . (b) et (c) sont des vues de côté schématiques de l'épaisseur du film liquide entre les particules en monocouche et en bicouche respectivement.	68
2.14	Photos successives de deux particules de 590 μm qui se rapprochent. Cette expérience est effectuée avec un film et les images sont enregistrées toutes les 30 ms.	70
2.15	Distance entre deux particules qui s'attirent en fonction du temps pour différentes tailles de particules. Les particules, de différentes tailles sont placées à l'interface liquide-air ou au niveau d'un film liquide. L'abscisse à l'origine $t = 0$ est choisie pour correspondre à l'instant où les particules se touchent. Les différentes courbes sur chaque graphique correspondent à différentes expériences.	71
2.16	Vitesse d'approche de particules de 590 μm en fonction de l/D_P avec l la distance qui sépare les particules et D_P le diamètre des particules.	72

TABLE DES FIGURES

2.17	La distante qui sépare la particule i des particules situées entre les cercles en pointillés est comprise entre r et $r + dr$. Figure adaptée de wikipedia.org	73
2.18	(a) et (b) présentent deux films chargés en particules de $250 \mu\text{m}$ à différentes fractions surfaciques φ et leur fonction de corrélation de paires $g(r)$ en fonction de la distance r normalisée par le diamètre D_P d'une particule. . .	74
3.1	Schéma d'une expérience d'éclatement (a) et d'une expérience de rétraction (b).	79
3.2	Photos successives de l'éclatement d'un film en monocouche chargé en particules de $250 \mu\text{m}$	80
3.3	L'énergie d'attachement d'une particule en monocouche est calculée en comparant les états énergétiques sur (a) et (b).	81
3.4	Empilement compact hexagonal des particules au niveau du bord de rétraction lors d'une expérience d'éclatement.	82
3.5	Photos successives de l'éclatement d'un film en bicouche chargé en particules de $140 \mu\text{m}$	83
3.6	Distance parcourue par un barreau x_b en fonction du temps dans un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$. Les lignes en pointillé délimitent trois régimes dynamiques différents. Cette courbe est obtenue grâce à l'enregistrement vidéo de l'expérience.	85
3.7	Photos de l'état initial et final de deux expériences. L'état final est bloqué dans la figure (a) où le film est chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ en monocouche à $\varphi = 0.73$ alors qu'il n'est pas bloqué dans (b) où le film est chargé en particules de $140 \mu\text{m}$ en bicouche à $\varphi = 0.43$	86
3.8	Représentation de l'état final en fonction de la fraction surfacique φ et du rapport de taille initial $\frac{b}{a}$ pour des films de différentes largeurs et chargés en particules de différents diamètres.	86
3.9	Superposition des contours du bord de rétraction toutes les 0.5 ms . La moitié gauche correspond à un film en monocouche chargé de particules de $250 \mu\text{m}$ avec $\varphi = 0.66$ et la partie droite correspond à un film en bicouche chargé de particules de $40 \mu\text{m}$ avec $\varphi = 0.55$	87
3.10	Photos d'une expérience de rétraction toutes les 4 ms . Le film en monocouche est chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ à $\varphi = 0.73$	89
3.11	Schéma d'un film hexagonal chargé. Les huit parties où la fraction surfacique et la vitesse de rétraction sont définies localement sont délimitées par les traits en pointillés.	90
3.12	Schéma d'un film chargé à deux instants successifs lors d'une expérience de rétraction montrant la portion du film accumulé au niveau du barreau. . .	90
3.13	Variation de $\frac{dm_P}{dt}$ et $\frac{dm_L}{dt}$ en fonction de φ	91
3.14	Schéma représentant les forces mises en jeu lors d'une expérience de rétraction.	92
3.15	Comparaison des vitesses expérimentales d'éclatement d'un film nu avec la vitesse théorique de Taylor-Culick pour $\gamma_{LG} = 36 \text{ mN/m}$, $e = 45 \mu\text{m}$ et $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$	93

TABLE DES FIGURES

3.16	Schéma du dispositif expérimental illustrant le bilan des forces appliquées au barreau dans le cas d'un cadre incliné.	93
3.17	Force résistante Fa en fonction de la vitesse de rétraction pour différentes largeurs de cadre a . Les traits en pointillés indiquent la valeur $\beta\gamma_{LG}a$	94
3.18	Graphiques représentant les vitesses normalisées $\frac{V}{V_0}$ en fonction de la fraction surfacique en particules φ pour différentes tailles de particules et différents cadres. L'équation 3.4 est représentée en trait continu pour $\varphi > 0.2$. Chaque point expérimental correspond à une moyenne d'au moins 3 points sur un intervalle de 0.1 en φ	96
3.19	Effet de la présence d'une inclusion rigide sur l'écoulement dans une suspension. Le profil des vitesses réel a une forme brisée (trait continu) et n'est pas linéaire (trait pointillé). Figure adaptée de [21].	98
3.20	Film chargé en particules de 250 μm en monocouche avec $\varphi = 0.48$. La couverture en particules est hétérogène car les particules attractives forment des agrégats.	99
3.21	(a) Exemple d'une mesure de PIV sur un film en rétraction. L'échelle de couleurs permet d'observer la décroissance de la vitesse à partir du barreau mobile. Les traits en pointillés délimitent la région centrale où le champ de vitesse est invariant par translation suivant \vec{e}_y des régions où le frottement aux fils induit un profil parabolique. (b) Profils de vitesse en fonction de l'ordonnée y à différentes distances du barreau à $t = 4$ ms ($t = 0$ correspondant au début de la rétraction du film particulaire) pour un film chargé en particules de 250 μm à $\varphi = 0.81$	100
3.22	(a) Profils de vitesse mesurés par PIV lors d'une expérience de rétraction d'un film chargé en particules de 250 μm à $\varphi = 0.72$ à différents instants. (b) Profils de vitesse lors de l'éclatement d'un film visqueux. r est le rayon, e l'épaisseur du film liquide et Oh est le nombre d'Ohnesorge $= \frac{\eta}{\sqrt{2e\rho\gamma_{LG}}}$ où η la viscosité de cisaillement dynamique, ρ sa masse volumique et γ_{LG} sa tension de surface liquide-air. L'ordre chronologique des profils de vitesses correspond à l'ordre alphabétique. Courbes extraites de [83].	101
3.23	(a) Schéma des sous-parties où φ a été mesurée. (b) Fractions surfaciques locales en fonction de la distance du barreau à différents instants pour un film chargé initialement à $\varphi = 0.72$ en particules de 250 μm	104
3.24	Distance parcourue par le barreau en fonction du temps pendant le régime d'accélération.	106
3.25	Profils de vitesse normalisés toutes les 0.5 ms en fonction de la distance au barreau pour un film chargé en particules de 250 μm avec $\varphi = 0.71$. Les symboles correspondent aux données expérimentales et les traits continus à la solution de l'équation 3.10 pour $\nu = 0.0025$ m^2/s	107

TABLE DES FIGURES

3.26	Viscosités cinématiques en fonction de la fraction surfacique en particules φ . (a) correspond à une échelle arithmétique alors qu'en (b) une échelle semi-logarithmique permet une meilleure représentation des faibles valeurs de ν . Le trait en pointillé vertical indique la fraction surfacique de jamming pour granulaire 2D $\simeq 0.84$ [102, 58, 20]	108
3.27	Nombre de contacts moyen par particule Z en fonction de la fraction surfacique en particules φ pour des films chargés en particules de différentes tailles.	109
3.28	Schéma d'une paire de disques en contact ou séparées par un une distance Δl une fois leurs diamètres réduits.	111
3.29	Viscosités dynamiques expérimentales μ_{2D} , l'équation 3.17 et le modèle de Krieger Dougherty en fonction de la fraction surfacique en particules φ . L'équation 3.17 est tracée pour un préfacteur = 0.5.	113
3.30	Forces visqueuses par unité de longueur F_v en fonction de la fraction surfacique en particules φ	114
3.31	Vitesses normalisés en fonction de la fraction surfacique en particules φ	115
3.32	Distance parcourue par le barreau x_b en fonction du temps dans un film chargé en particules de 250 μm . L'apparition du flambement et la fin du régime permanent sont simultanées.	118
3.33	Fraction surfacique moyenne à la fin du régime permanent et à l'apparition du flambement (dans les cas où les films flambent) en fonction du diamètre des particules pour une largeur de cadre = 5 mm. La figure en insert représente cette même fraction surfacique en fonction de la largeur de cadre pour les particules de 140 μm	119
3.34	Photos d'un film chargé en particules de 250 μm à $\varphi = 0.61$ à l'état initial et à l'instant où le flambement débute. Le profil de vitesse dans le film est représenté à $t_{flambement}$. La vitesse normalisée ne s'annule qu'à l'extrémité du cadre indiquant que la quantité de mouvement a diffusé sur toute la longueur du film à $t_{flambement}$	120
3.35	(a) Deux plis séparés par une distance égale à λ . Le film est chargé en particules de 250 μm et a une largeur $a = 5$ mm. (b) est un schéma représentant les plis vus de côté [76].	121
3.36	Comparaison qualitative entre l'évolution de la morphologie d'une membrane élastique reposant sur un substrat liquide (gauche) et un substrat élastique (droite) lorsque le confinement est augmentée (de a vers c). Figure de [14].	121
3.37	(a) Variation de la longueur d'onde avec le diamètre des particules pour $a = 5$ mm. (b) Variation de la longueur d'onde avec la largeur de cadre a pour $D_P = 140$ μm	122
3.38	$\beta\gamma_{LG} - F - F_P$ en fonction de φ pour les films chargés en particules de 80 μm pour lesquels le flambement a été observé. Le trait en pointillé correspond à la valeur minimale T_{min}	124

TABLE DES FIGURES

3.39	Module de rigidité à la flexion B pour différents diamètres de particules et largeurs de cadres.	126
3.40	Représentation de l'état final en fonction de la fraction de la fraction surfacique φ et du rapport de taille initial $\frac{b}{a}$ pour des films de différentes largeurs et chargés en particules de différents diamètres.	128
4.1	Schéma du montage expérimental permettant de faire varier la pression intérieure des bulles chargées en particules solides.	132
4.2	Vue de côté d'une bulle chargée en particules de 140 μm déposée sur le support qui maintient l'aiguille.	133
4.3	Photo du montage expérimental utilisé lors des expériences sur les bulles chargées en particules	135
4.4	Pression relative intérieure en fonction du temps pendant une expérience de diffusion d'une bulle chargée en particules de 140 μm . L'équation 4.3 montre un très bon accord avec la pression relative intérieure mesurée par le capteur de pression.	137
4.5	Évolution de la pression relative à l'intérieur d'une bulle chargée en particules de 250 μm en fonction de la variation de volume de la seringue $\Delta V = -Qt$ avec $Q = 0.06 \text{ mL/min}$ le débit imposé. La mise en marche du pousse seringue est prise comme origine du temps t . Le trait vertical en pointillé correspond à l'instant où la fracture apparaît alors que le trait plein correspond à l'éclatement de la bulle définis grâce aux enregistrements vidéo. Les images permettent de visualiser l'état de déformation de la bulle pendant l'expérience. La première photo (de gauche à droite) correspond à l'état non déformée de la bulle chargée pendant le premier régime. La seconde photo montre l'apparition de la fracture. La troisième photo prise juste avant l'éclatement montre l'évolution de la fracture. La quatrième photo montre l'état final de la bulle après qu'elle ait éclaté.	141
4.6	Schéma représentant deux particules qui s'attirent au niveau d'une bulle chargée soumise à une surpression.	142
4.7	Différents modes de déformation d'une bulle chargée en particules soumise à une surpression. (a) correspond à l'état non déformée de la bulle chargée. (b) montre une fracture au sommet de la bulle et correspond aux observations expérimentales. (c) illustre un éloignement uniforme des particules auquel s'oppose le poids des particules qui est à l'origine de leur écoulement vers le bas de la bulle chargée.	143
4.8	Pression relative critique de fracture P_{f*} en fonction du diamètre des bulles D_b pour différentes tailles de particules et P_{f*} en fonction du diamètre des particules D_P toutes tailles de bulles confondues en (a) et (b) respectivement.	145
4.9	Arrangement hexagonal de trois particules. La taille de la microfracture $l_{micro} = (\frac{2}{\sqrt{3}} - 1)D_P$ correspond au diamètre du disque inséré.	146

TABLE DES FIGURES

4.10	Pression relative lors de la fracture P_f en fonction de la pression de Laplace dans une bulle de solution de SDS de même rayon. La droite tracée est de pente 1.	147
4.11	La courbe bleue représente l'évolution de la pression relative à l'intérieur d'une bulle chargée en particules de 250 μm en fonction de la variation de volume de la seringue $\Delta V = Qt$ avec $Q = 0.06 \text{ mL/min}$ le débit imposé. La courbe noire quant à elle représente la variation de l'aire projetée de la bulle chargée en fonction de ΔV également. La mise en marche du pousse seringue est prise comme origine du temps t . Les traits non continus correspondent aux instants où la bulle se déforme légèrement alors que le trait plein correspond au collapse de la bulle défini grâce aux enregistrements vidéo. Les images permettent de visualiser l'état de déformation de la bulle pendant l'expérience. Les lettres permettent de faire correspondre les images aux pressions relatives.	149
4.12	Pression relative critique de collapse P_c en fonction du diamètre des bulles D_b pour différentes tailles de particules et P_c en fonction du diamètre des particules D_P toutes tailles de bulles confondues en (a) et (b) respectivement.	150
4.13	Photos successives (a vers c) d'une goutte recouverte de particules de 3 μm lors de la diminution de son volume [63].	151
4.14	(i) photos de trois bulles de rapport de taille différents : (a) 0.008, (b) 0.19 et (c) 0.22 où différents modes de déformation sont observées. L'échelle correspond à 8 μm . Les flèches blanches indiquent des défauts causés par des particules manquantes [2]. (ii) photos de trois gouttes de rapport de taille différents : (a) 0.02, (b) 0.12 et (c) 0.17 pour des pressions internes de plus en plus faibles (gauche vers droite) [72].	152
4.15	Pressions de collapse normalisées par la pression de Laplace de bulles et de gouttes recouvertes de particules en fonction du rapport entre la taille des particules et la taille des bulles/gouttes. Les carrés correspondent aux expériences effectuées par Pitois et al [72], les cercles aux simulations numériques effectuées par Abkarian et al [2] dans le régime facetté, les triangles aux expériences effectuées par Taccoen et al [90] et la zone colorée correspond aux pressions de collapse reportées par Monteux et al [63].	153
4.16	Pression relative lors de la première déformation observée P_{def} en fonction du rapport de taille entre les particules et les bulles D_P/D_b en (a) et en fonction du diamètre des bulles D_b en (b).	154
4.17	Pression relative critique de collapse P_c en fonction du rapport de taille entre les particules et les bulles D_P/D_b	155
4.18	Photos de profil et de dessus de bulles chargées en particules solides (140 μm en (a), 250 μm en (b) et 590 μm en (c)) avant et après que le film qui les délimite ait été percé. Les contours du trou sont surlignés sur la dernière photo pour chaque taille de particules.	158

TABLE DES FIGURES

A.1	Une onde lumineuse incidente perpendiculairement sur un film liquide peut être réfléchi par la première interface liquide-air (a), traverser la première interface liquide-air puis le film liquide et être réfléchi par la seconde interface liquide-air (b) ou bien traverser les deux interfaces du film liquide (c).	165
A.2	Intensité en fonction de la longueur d'onde.	166
B.1	Principe de la corrélation croisée [57]	168

TABLE DES FIGURES

Liste des tableaux

2.1	Résumé des principales caractéristiques de la solution de SDS utilisée, des particules hydrophobes ainsi que des cadres.	59
2.2	Résumé des configurations obtenues pour différentes particules solides.	60
2.3	Résumé des configurations obtenues pour différentes particules solides dans le cas des bulles chargées.	64
3.1	Résumé des paramètres expérimentaux lorsque les plis sont observés.	117
3.2	Valeurs approchées du module de rigidité à la flexion B pour différentes tailles de particules.	125
4.1	Perméabilités des bulles chargées en particules solides de différentes tailles.	137
4.2	Valeurs de la contrainte seuil de Griffith pour différentes tailles de particules.	144
4.3	Valeurs approchées de la pression critique de collapse P_{coque} d'une coque sphérique pour différentes tailles de particules et de bulles.	156

LISTE DES TABLEAUX

Introduction

Les matériaux avec des inclusions d'air, appelés matériaux aérés, interviennent dans des domaines très variés. Leur utilisation en génie civil est de plus en plus fréquente (plâtres et bétons moussés, mousses d'isolation thermique ou phonique ...). Ils sont également présents en cosmétique et détergence où ils sont appréciés pour leur adhérence et leur maintien aux parois [16]. Ces matériaux peuvent aussi être comestibles (pain, mousse au chocolat, boisson gazeuse...). Un autre exemple à citer est celui de la flottation par moussage. Ce procédé, utilisé notamment dans l'industrie de l'extraction minière et le traitement des eaux usées, permet de séparer les matières hydrophobes présentes dans une solution des matières hydrophiles.

Quand un matériau est aéré, cela a pour but d'améliorer une ou plusieurs de ses propriétés. Par exemple dans l'industrie agroalimentaire, l'air est introduit pour donner une texture en bouche plus appréciée par l'utilisateur. Un des avantages que peut présenter un matériau aéré est sa légèreté. Cet avantage revêt toute son importance sur un chantier où les ouvriers doivent manipuler des matériaux très denses ($\sim 2200 \text{ kg/m}^3$ pour un béton de ciment). Aérer un matériau permet également de modifier sa rhéologie (propriétés d'écoulement). Sans les bulles d'air, une mousse à raser s'écoulerait. En effet, au-delà d'un certain volume d'air incorporé, un liquide aéré se comporte comme un solide élastique tant que la contrainte appliquée ne dépasse pas une valeur critique, on dit qu'il présente un seuil d'écoulement. La quatrième propriété intéressante qu'un matériau aéré peut avoir est sa capacité à s'expanser et à combler tout le volume disponible comme c'est le cas des bombes anti-crevaison. Parallèlement à cela, les matériaux aérés sont de meilleurs isolants thermiques que leurs équivalents massifs. La conductivité thermique d'un béton cellulaire à $\sim 80\%$ d'air par exemple ($\lambda \approx 0.2 \text{ W/m/K}$) est 10 fois plus faible que celle d'un béton ordinaire. Finalement, l'incorporation d'air permet de faire des économies importantes de matières premières.

Malgré tous les avantages que les matériaux aérés peuvent présenter, les industries qui leur sont associées doivent faire face à deux grands problèmes : leur génération et leur stabilité. La problématique de la génération, principalement liée à la complexité de la phase continue à aérer, fait l'objet de plusieurs travaux qui visent à améliorer les procédés de moussage actuellement utilisés : le brassage d'air et l'ajout d'agents gonflants (physique ou chimiques) [48]. Le problème de la stabilité quant à lui n'intervient qu'une fois que le

INTRODUCTION

produit aéré est généré. Avant la prise d'un béton cellulaire ou le refroidissement d'une mousse au chocolat, ces matériaux passent par un état liquide où leur structure est celle d'une mousse liquide. Les mousses liquides correspondent à des empilements compacts de bulles séparées par des films très fins de liquide. Ces objets, dont l'épaisseur peut varier entre ~ 10 nm et $10 \mu\text{m}$ sont fragiles et limitent la durée de vie des mousses. La mousse est par ailleurs un dans état métastable car, étant pilotée par la tension de surface, l'état le plus stable d'une mousse est celui qui minimise la surface totale des interfaces liquides et correspondrait donc au cas d'une bulle unique.

Avant de totalement disparaître, la mousse est le siège des mécanismes dits de vieillissement pendant lesquels des réarrangements topologiques font évoluer sa structure. Lors du mûrissement, les petites bulles où la pression est la plus grande (pression de Laplace = $\frac{2\gamma_{LG}}{R}$ avec γ_{LG} la tension de surface liquide-gaz et R le rayon de la bulle) vont se vider dans les grosses générant des changements de voisins et des disparitions de bulles. Parallèlement à cela, la phase continue liquide, plus dense que l'air, s'écoule vers le bas (drainage). Il en résulte des films liquides entre bulles de plus en plus minces qui finissent par casser (coalescence). Il a été montré que les particules hydrophobes permettent de stabiliser durablement les émulsions [71] et les mousses liquides [88] en s'adsorbant aux interfaces fluide-fluide. L'objectif de ce travail est de comprendre cette stabilité, pour les matériaux aérés en particulier, à l'échelle du film liquide et de la bulle.

Plusieurs travaux ont mis en évidence les propriétés intéressantes d'une interface fluide-fluide chargée en particules solides. Entre une interface fluide et un granulaire 2D, les radeaux particulaires sont des systèmes hybrides qui peuvent avoir un comportement newtonien, élastique ou granulaire. En revanche, l'effet des particules sur les films, association de deux interfaces fluide-fluide, reste très peu étudié.

Les questions que nous nous posons sont les suivantes : comment se comportent les films et les bulles vis à vis des sollicitations induites par les mécanismes de vieillissement au sein d'une mousse quand ils sont chargés en particules ? Peut-on transposer les résultats concernant une interface unique chargée en particules à un film liquide chargé en particules ?

Pour apporter des éléments de réponse, nous avons mené des expériences où la réponse de films et de bulles chargés en particules microniques à ces sollicitations est étudiée. Au niveau du film, des expériences d'éclatement et de compression ont été effectuées afin de reproduire la coalescence d'un film entre deux bulles et la diminution d'aire que subissent les films lors des réarrangements topologiques. En ce qui concerne les bulles, leur volume a été modifié (augmenté ou diminué) pour évaluer leur résistance au mûrissement.

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante :

- Le premier chapitre présente le contexte de notre étude. Après une première partie consacrée à la définition d'une interface liquide-gaz et des lois physiques qui la gouvernent, la partie suivante explique les sollicitations qu'une interface subit lors du vieillissement d'une mousse. Ensuite, l'état des connaissances sur les radeaux de

particules, les gouttes et les bulles chargées en particules ainsi que les milieux aérés chargés en particules est fait. Les objectifs de cette thèse sont rappelés en dernière partie.

- Les matériaux utilisés, leur fabrication et caractérisation, ainsi que les méthodes expérimentales qui ont permis de générer des films et des bulles chargés en particules sont exposés dans le second chapitre. L'attraction entre deux particules dans un film et la structure de ces objets chargés sont également décrites.
- Le troisième chapitre, consacré aux films chargés en particules, est composé de six parties. Dans la première partie, les expériences réalisées sur les films chargés en particules et les principales observations qualitatives qui s'en dégagent sont présentées. La seconde partie s'intéresse à la dynamique macroscopique des films chargés en particules. Les vitesses de rétraction sont comparées au modèle de Taylor-Culick qui fait intervenir l'inertie et la tension de surface adapté aux différentes configurations expérimentales. Les désaccords observés sont discutés en termes de friction solide entre particules et de tension de surface équivalente. La troisième partie est dédiée à l'étude microscopique des films chargés en particules. Grâce à la mesure des champs de vitesse locaux par PIV, la diffusion de la quantité de mouvement dans les films est constatée. La modélisation des films chargés en particules par des fluides newtoniens visqueux 2D est expliquée et les viscosités équivalentes résultantes sont présentées. Leur divergence est discutée en termes de structure locale des films chargés vu comme des granulaires 2D. La quatrième partie s'intéresse au flambement des films chargés en particules lors d'expériences de rétraction. En mesurant la distance séparant deux plis consécutifs, un module de rigidité à la flexion est déduit. Dans la cinquième partie, un bilan énergétique faisant intervenir la viscosité et la rigidité à la flexion est effectué et les résultats sont comparés aux observations qualitatives présentées en début de chapitre. À la fin de cette partie, une conclusion est proposée.
- Le quatrième chapitre est dédié aux bulles chargées en particules. Après une présentation des méthodes de mesure, la perméabilité au gaz du film particulaire délimitant la bulle est caractérisée. La troisième et la quatrième partie s'intéressent aux résultats liés au gonflement des bulles chargées et à leur dépressurisation respectivement. Ces deux parties commencent par une description phénoménologique suivie des résultats de mesure des pressions de déformation. Une comparaison aux bulles de savon et aux coques élastiques est proposée.

INTRODUCTION

Chapitre 1

Notions clés et état de l'art

Ce premier chapitre présente le contexte et les objectifs de notre étude. L'interface fluide-gaz est définie et les lois physiques qui la gouvernent sont présentées. Une brève description de la mousse est ensuite proposée suivie d'une partie consacrée aux mécanismes de vieillissement responsables des sollicitations au niveau des interfaces liquide-gaz. Les résultats de la littérature sur les particules aux interfaces isolées et dans des milieux aérés sont ensuite rappelés. Enfin, les objectifs de cette thèse sont explicités.

Sommaire

1.1	Généralités sur les interfaces liquide-gaz et les films liquides	27
1.1.1	Tension de surface	27
1.1.2	La loi de Laplace	28
1.1.3	Les tensioactifs	29
1.1.4	Visco-élasticité interfaciale	29
1.1.4.1	Dilatation/Compression	30
1.1.4.2	Cisaillement	30
1.1.5	Films liquides	32
1.1.5.1	Généralités	32
1.1.5.2	Naissance d'un film liquide	32
1.1.5.3	Rupture d'un film liquide	33
1.2	Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement	35
1.2.1	Définitions et descriptions à différentes échelles de la mousse . . .	35
1.2.2	Vieillissement de la mousse et sollicitation des interfaces	38
1.2.2.1	Mécanismes de vieillissement	39
1.2.2.2	Réarrangements topologiques	42
1.3	Granulaires 2D et grains aux interfaces	43
1.3.1	Généralités sur les milieux granulaires	43
1.3.2	Particules à l'interface : mouillage et énergie d'attachement . . .	44
1.3.2.1	Loi de Young Dupré et longueur capillaire	44

Chapitre 1. Notions clés et état de l'art

1.3.2.2	Particules solides à l'interface : forces et énergie d'attachement	46
1.3.3	Radeaux de particules	47
1.3.3.1	Interactions interparticulaires	47
1.3.3.2	Tension de surface équivalente	48
1.3.3.3	Radeau de particules : Solide élastique et milieu granulaire 2D	49
1.3.4	Particules sur une interface courbée	51
1.4	Particules dans les milieux aérés	52
1.5	Objectifs de la thèse	54

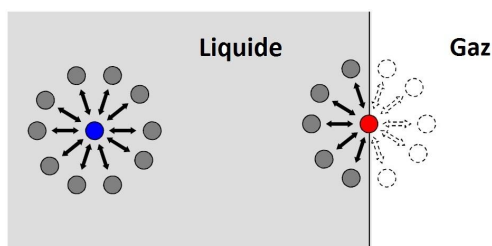


FIGURE 1.1 – Une molécule au niveau de l’interface liquide-gaz perd la moitié de l’énergie d’interaction avec ses voisins par rapport à une molécule dans le volume liquide [22].

1.1 Généralités sur les interfaces liquide-gaz et les films liquides

La couche limite qui sépare deux phases et dont l’épaisseur est de l’ordre de la dimension d’une molécule est appelée interface. Dans la suite, nous nous intéresserons aux interfaces liquide-gaz.

1.1.1 Tension de surface

Lors de la séparation d’un volume de liquide en deux parties, les forces de cohésion intermoléculaires (van der Waals) que les deux parties exercent l’une sur l’autre ont tendance à résister à cette action. Une molécule située le long de l’interface liquide-gaz a en moyenne deux fois moins de voisins qu’une molécule située dans le volume si on néglige les interactions avec les molécules du gaz qui est moins dense que le liquide [21] (voir figure 1.1). Son énergie d’interaction avec ses voisins est donc deux fois plus faible.

On appelle ainsi tension de surface le coefficient de proportionnalité correspondant à une énergie par unité de surface, notée γ_{LG} , qui relie l’augmentation de l’aire de l’interface liquide-gaz à l’augmentation d’énergie qui l’accompagne. Si dW est l’énergie nécessaire pour augmenter l’aire de l’interface de dA alors on peut écrire :

$$dW = \gamma_{LG}dA \tag{1.1}$$

La tension de surface peut également être vue comme une force par unité de longueur. Si on considère un segment dl dans le plan de l’interface liquide-gaz, un côté du segment exerce sur l’autre une force correspondant à $\gamma_{LG}dl\underline{n}$ avec \underline{n} la normale unitaire au segment dans le plan de l’interface. Plus les interactions d’attraction sont fortes, plus grande est la tension de surface. Si $\frac{U}{2}$ est l’énergie d’interaction d’une molécule sur l’interface et a sa taille alors $\gamma_{LG} \sim \frac{U}{2a^2}$. Dans les huiles où la taille des molécules est de l’ordre de 3 Å, les interactions sont du type van der Waals et l’énergie d’interaction est de l’ordre de l’agitation thermique $U \sim kT$ ce qui donne, à 25 °C, une tension de surface de l’ordre de 20 mN/m. Pour l’eau $\gamma \sim 72$ mN/m car les liaisons hydrogènes sont plus fortes [26].

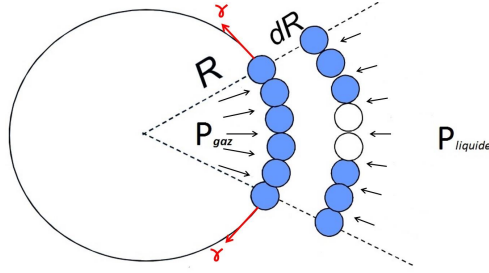


FIGURE 1.2 – Augmentation du rayon d'une bulle de gaz dans un liquide.

1.1.2 La loi de Laplace

À cause de la tension de surface, des forces normales se développent aux interfaces courbées. La différence de pression entre les deux côtés de l'interface permet de les équilibrer. Considérons une bulle de rayon R dont on augmente le rayon de dR (voir figure 1.2).

Si on suppose que $dR \ll R$, l'augmentation de volume dV s'écrit :

$$dV = 4\pi R^2 dR \quad (1.2)$$

La différence de pression produit un travail noté dW qui peut être écrit :

$$dW = (P_{gaz} - P_{liquide})dV = (P_{gaz} - P_{liquide})4\pi R^2 dR \quad (1.3)$$

Par ailleurs, augmenter le rayon de la bulle fait croître la surface de l'interface séparant les deux phases de dA avec :

$$dA = 8\pi R dR \quad (1.4)$$

Cette augmentation de l'interface est accompagnée d'une augmentation de l'énergie interfaciale de $\gamma_{LG}dA$. En écrivant le premier principe de la thermodynamique pour un système fermé on obtient la loi de Laplace :

$$P_{gaz} - P_{liquide} = \frac{2\gamma_{LG}}{R} \quad (1.5)$$

Dans le cas d'une bulle de gaz délimitée par un film liquide (deux interfaces liquide-gaz) dans un gaz à pression égale à P_{ext} , la pression à l'intérieur de la bulle s'écrit :

$$P_{int} = P_{ext} + \frac{4\gamma_{LG}}{R} \quad (1.6)$$

L'équation 1.6 peut être généralisée pour une interface courbée quelconque en faisant intervenir les deux rayons de courbure principaux.

1.1. Généralités sur les interfaces liquide-gaz et les films liquides

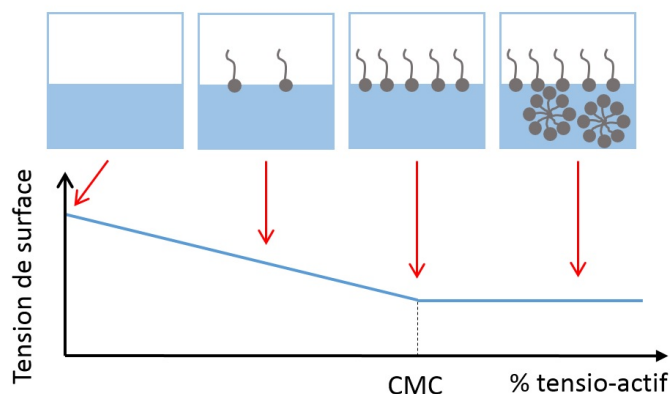


FIGURE 1.3 – Représentation de l'évolution de la tension de surface et de la position des tensioactifs quand leur concentration augmente dans le liquide.

1.1.3 Les tensioactifs

Comme nous venons de le voir, créer des interfaces liquide-gaz nécessite un apport énergétique. Les tensioactifs, qui sont des molécules amphiphiles présentant une partie hydrophile et une autre hydrophobe, permettent de réduire cet apport en se plaçant en monocouche sur l'interface liquide-gaz de sorte que la partie hydrophile soit immergée dans le liquide et la partie hydrophobe soit dans le gaz et facilitent ainsi la formation de mousses. Quand les tensioactifs sont insolubles, ils sont directement déposés sur l'interface liquide-gaz avec une pipette. L'interface obtenue, dite rigide, a généralement une grande élasticité interfaciale ou une grande viscosité. Ce type d'interfaces peut également être obtenu avec des molécules de grande masse moléculaires comme les protéines.

Lorsque des molécules de tensioactif sont solubles et donc présentes en solution, elles vont se placer à l'interface liquide-gaz. Au-delà d'une concentration critique appelée CMC (concentration micellaire critique), les tensioactifs restent dans l'eau créant des micelles qui ne jouent plus aucun rôle pour les propriétés de l'interface (voir figure 1.3).

Suivant la charge de la partie hydrophile, on distingue quatre familles de tensioactifs :

- Les tensioactifs anioniques : la partie hydrophile est chargée négativement
- Les tensioactifs cationiques : la partie hydrophile est chargée positivement
- les tensioactifs amphotères : la partie hydrophile comporte une charge positive et une charge négative
- les tensioactifs non ioniques : la partie hydrophile n'est pas chargée

1.1.4 Visco-élasticité interfaciale

Outre une modification de la valeur de la tension interfaciale, la présence de tensioactifs sur une interface liquide-gaz lui confère des propriétés rhéologiques radicalement différentes des propriétés d'une interface liquide-gaz nue [16]. La réponse des interfaces liquide-gaz

chargées en tensioactifs (en protéines, etc) peut être caractérisée par une viscoélasticité bidimensionnelle. En effet, à petites déformations, la rhéologie de ces interfaces est linéaire mais elle dépend du type d'écoulement aux grandes déformations.

1.1.4.1 Dilatation/Compression

La dilatation ou la compression sont des déformations où l'aire de l'interface est modifiée (voir figure 1.4-a). Si l'interface est purement élastique alors la contrainte notée σ_{dil} est reliée à la déformation $\epsilon_{dil} = \frac{\delta A}{A_0}$ par un module noté E_{dil} suivant la relation suivante :

$$\sigma_{dil} = E_{dil} \frac{\delta A}{A_0} \quad (1.7)$$

Si la quantité de tensioactifs adsorbée à l'interface liquide-gaz n'est pas modifiée, alors le module reliant la contrainte dilatationnelle (ou compressive) à la déformation est appelé module élastique de Gibbs-Marrangoni, noté E_{GM} avec :

$$E_{GM} = \frac{d\gamma_{LG}}{d \ln A} \quad (1.8)$$

De la même manière, une viscosité dilatationnelle (ou compressive) η_{dil} permet de relier la contrainte au taux de déformation pour une interface purement newtonienne :

$$\sigma_{dil} = \eta_{dil} \dot{\epsilon}_{dil} \quad (1.9)$$

En revanche, quand les tensioactifs présents à l'interface liquide-gaz sont solubles, la réponse à une dilatation ou à une compression dépend de la fréquence d'excitation mécanique. Le module complexe de dilatation E_{dil}^* s'écrit donc :

$$E_{dil}^* = E'_{dil}(w) + iE''_{dil}(w) \quad (1.10)$$

Avec w la fréquence d'excitation mécanique. La partie réelle E'_{dil} correspond au module élastique car elle caractérise la contrainte en phase avec la déformation. La partie imaginaire E''_{dil} quant à elle caractérise la contrainte déphasée et correspond donc à la viscosité de surface.

1.1.4.2 Cisaillement

Les déformations de cisaillement correspondent à des déformations sans changement d'aire (voir figure 1.4-b). Comme pour les déformations de dilatation/compression, un module complexe 2D noté G_{cis}^* est défini par :

$$G_{cis}^* = G'_{cis}(w) + iG''_{cis}(w) \quad (1.11)$$

La contrainte en phase avec la déformation est décrite par G'_{cis} et correspond à une élasticité de surface en cisaillement alors que celle déphasée par rapport à la déformation est

1.1. Généralités sur les interfaces liquide-gaz et les films liquides

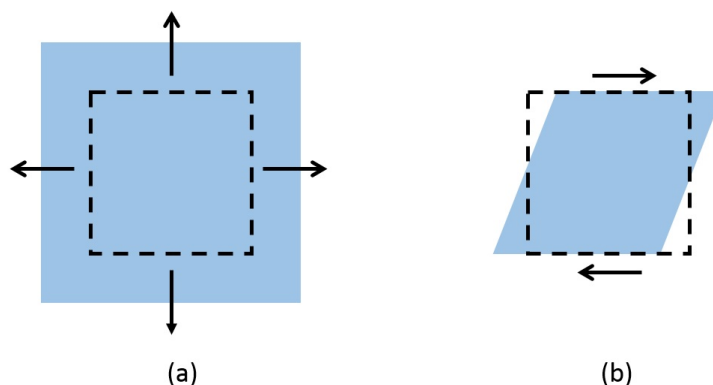


FIGURE 1.4 – Déformations d'une interface liquide-gaz de tension de surface γ_{LG} . (a) Dilatation d'une interface : l'aire passe de A_0 à A . (b) Cisaillement d'une interface liquide-gaz.

reliée à G''_{cis} et correspond à une viscosité de cisaillement.

Pour des tensioactifs solubles ou des tensioactifs de faible masse molaire, la partie élastique en cisaillement est généralement nulle et la viscosité en cisaillement est de l'ordre de 10^{-8} Pa · s · m. On parle dans ce cas d'interfaces mobiles. Quand les interfaces sont recouvertes de protéines ou de tensioactifs à masse molaire élevée, elles sont dites rigides et leur viscosité en cisaillement atteint 10^{-5} Pa · s · m. La viscosité dilatationnelle est par ailleurs généralement 10 à 100 fois plus élevée que la viscosité en cisaillement. Finalement les modules élastiques en compression sont de l'ordre du 1 mN/m [16].

Les modules présentés résultent de deux contributions des tensioactifs présents à l'interface liquide gaz [16]. La première contribution est liée aux interactions hydrodynamiques et au frottement entre les molécules présentes à l'interface. La seconde vient des échanges de tensioactifs entre le volume et l'interface liquide-gaz. La réponse à des contraintes de cisaillement (pour lesquelles l'aire ne varie pas) est dominée par les interactions intermoléculaires à l'interface. Par contre, quand une interface est dilatée ou comprimée, son comportement est fortement influencé par les deux contributions précitées. Les échanges de tensioactifs entre le volume de liquide et l'interface liquide-air, les mécanismes d'adsorption et de désorption des tensioactifs à l'interface et les interactions intermoléculaires au niveau de l'interface ont des temps caractéristiques différents. Lorsque la fréquence d'oscillation est suffisamment basse, l'interface a le temps de rééquilibrer sa tension de surface et une déformation de compression ne génère pas de contrainte. En revanche, quand la fréquence d'oscillation est élevée, l'interface répond comme une couche incompressible car les échanges de tensioactifs entre le volume et l'interface n'ont pas le temps de s'accomplir.



FIGURE 1.5 – Évolution de la surface minimale d'un film tiré d'un bain de liquide[82].

1.1.5 Films liquides

1.1.5.1 Généralités

Un film liquide est un volume de liquide piégé entre deux interfaces dont l'épaisseur peut varier entre la dizaine de micromètres et le nanomètre.

À l'échelle de 100 nm, le film tend à s'amincir sous l'effet des forces de van der Waals [26] et finit par casser. Si des tensioactifs sont présents sous forme de monocouche sur les interfaces liquide-gaz, leurs parties hydrophiles, généralement chargées, engendrent une répulsion électrostatique. La résultante de l'attraction de van der Waals et de la répulsion électrostatique induite par les tensioactifs est appelée pression de disjonction et peut, si la répulsion est plus grande que l'attraction, contribuer à la stabilité des films.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente, la création d'interfaces liquide-gaz augmente l'énergie du système. Un film, généralement créé en tirant un support d'une solution de tensioactifs, va donc essayer de réduire sa surface le plus possible tout en restant attaché au support, on parle de surface minimale. Dans le cas d'un support composé d'un cercle par exemple, le film adoptera la forme d'une caténoïde (voir figure 1.5).

1.1.5.2 Naissance d'un film liquide

Un film liquide est généralement créé en tirant un cadre d'un bain de solution moussante. Mysels et Frankel [66, 65] ont été l'un des premiers à s'intéresser à ce problème. En faisant une analogie avec la théorie de Landau-Levich-Dejarguin [26] qui permet de prédire l'épaisseur du film liquide entraîné quand une plaque solide est tiré d'un bain, Mysels et Frankel ont prédit l'épaisseur d'un film liquide tiré par un cadre en considérant que les deux interfaces liquide-gaz sont inextensibles et que le gradient de vitesse est nulle à l'intérieur du film. L'équation donnant cette épaisseur est appelée loi de Frankel et est la suivante :

$$2h_0 = 2.68R_c C_a^{2/3} \quad (1.12)$$

Avec h_0 la moitié de l'épaisseur du film, R_c le rayon de courbure du ménisque au point de contact (voir figure 1.6) et $C_a = \frac{\eta V}{\gamma_{LG}}$ le nombre capillaire où η est la viscosité dynamique du fluide, V la vitesse à laquelle est entraînée le cadre et γ_{LG} la tension de surface liquide-gaz.

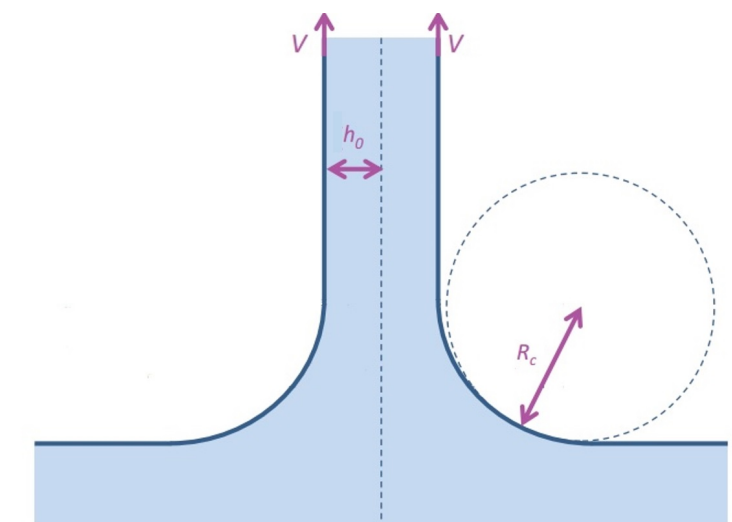


FIGURE 1.6 – Schéma représentant une coupe horizontale d'un film vertical tiré à vitesse constante [68].

Pour $\eta = 10^{-3}$ Pas, $V = 10^{-2}$ m/s, $\gamma_{LG} = 30$ mN/m et $R_C = 300$ μm on trouve $2h_0 \simeq 4$ μm .

Généralement, les interfaces liquide-gaz d'un film liquide ne sont pas rigides, tous les films liquides ne suivent donc pas la loi de Frankel (2.1). Van Nierop et al [97] ont traité le problème en supposant un écoulement extensionnel. L'épaisseur reste proportionnelle à $V^{2/3}$ comme c'est le cas pour la loi de Frankel mais le préfacteur est différent. Seiwert et al [84] ont également abordé le même problème mais en tenant compte des propriétés visco-élastiques des interfaces.

1.1.5.3 Rupture d'un film liquide

Vitesse d'ouverture

Dupré a été l'un des premiers à s'intéresser à l'éclatement d'un film de savon en 1867. Il a observé expérimentalement que juste après la nucléation du trou, le film se rétracte sous l'effet de la tension de surface à vitesse constante et que le liquide est collecté dans un bourrelet circulaire situé aux bords du trou qui s'élargit sans qu'aucun écoulement radial ne soit observé.

En faisant la supposition -erronée- que l'énergie de surface est entièrement convertie en énergie cinétique, Dupré conclut que la vitesse de rétraction V d'un film s'écrit :

$$V = \sqrt{\frac{4\gamma_{LG}}{\rho e}} \quad (1.13)$$

Avec ρ la masse volumique du film liquide et e son épaisseur (voir figure 2.12).

Taylor en 1959 [92] et Culick en 1960 [23] ont indépendamment corrigé la vitesse de

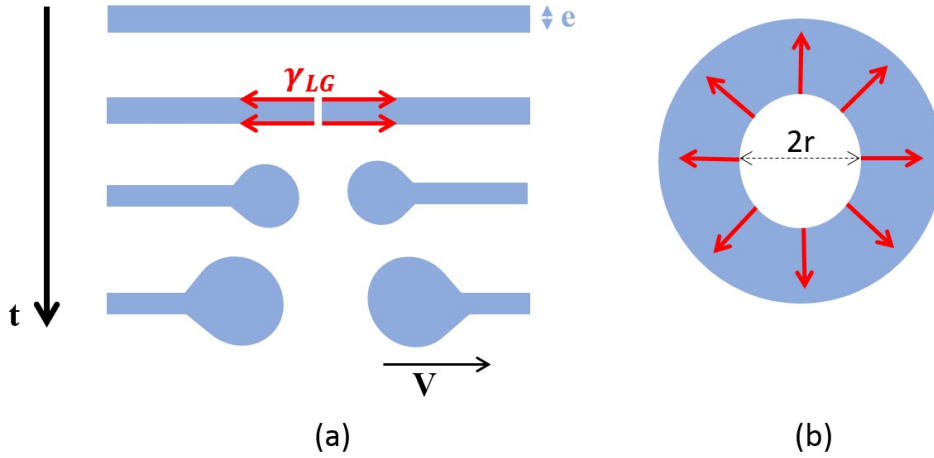


FIGURE 1.7 – Schéma représentant l'éclatement d'un film liquide. (a) Vue de côté où le bourrelet qui collecte le liquide est représenté (b) Vue de dessus de l'élargissement du trou dans un film liquide qui éclate.

rétraction du film en considérant la conservation de la quantité de mouvement au niveau du bourrelet :

$$2\gamma_{LG}r = V \frac{dm}{dt} = V^2 r e \rho \quad (1.14)$$

D'où

$$V = \sqrt{\frac{2\gamma_{LG}}{\rho e}} \quad (1.15)$$

Pour $\gamma_{LG} = 36 \text{ mN/m}$, $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ et $e = 10 \text{ }\mu\text{m}$ on obtient $V \simeq 2.7 \text{ m/s}$. Cette vitesse de rétraction a été confirmée expérimentalement en 1969 par McEntee et Mysels [61]. La vitesse prédite par Dupré surestime les vitesses de rétraction mesurée car elle néglige toute dissipation. Ces dissipations, notamment dues au choc mou du bourrelet en mouvement sur le film au repos, sont internes au système, et n'apparaissent donc pas dans le bilan des forces externes effectué par Taylor et Culick [26].

Mais dans le cas de fluides très visqueux, la vitesse de Taylor-Culick ne permet plus de décrire l'éclatement du film. En effet, Debregas et al [28] ont observé expérimentalement sur des films $6 \cdot 10^6$ fois plus visqueux que l'eau une absence de bourrelet et une vitesse de rétraction qui croît exponentiellement lors de l'éclatement de ces films. Un écoulement radial a été mis en évidence grâce à des traceurs placés sur le film visqueux et en équilibrant les forces capillaires et visqueuses tout en négligeant l'inertie, les auteurs suggèrent que le rayon du trou $r(t)$ augmente exponentiellement avec le temps de la manière suivante :

$$r(t) = r_0 e^{\frac{t}{\tau}} \quad (1.16)$$

Avec r_0 le rayon initial du trou, $\tau = \frac{\eta e}{2\gamma_{LG}}$ et η est la viscosité dynamique du fluide.

1.2. Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement

Savva et Bush [83] ont à leur tour étudié numériquement l'éclatement de films visqueux. En considérant l'inertie, la capillarité et les dissipations visqueuses, ils ont mis en évidence l'existence d'un régime transitoire où la vitesse du bord de rétraction croît différemment suivant sa géométrie (circulaire ou rectiligne) avant de finalement atteindre la vitesse prédite par Taylor-Culick.

Les films liquides avec des interfaces liquide-gaz à module élastique élevé présentent également une déviation du modèle de Taylor-Culick. Petit et al [69] ont étudié l'éclatement de ce genre de films et elles reportent une vitesse initiale d'ouverture constante mais inférieure à celle prédite par le modèle de Taylor-Culick. Pour une élasticité d'interface $\simeq 400$ mN/m, la vitesse d'ouverture est deux fois plus faible que la vitesse de Taylor-Culick. Après le régime constant, des ridules apparaissent entraînant la décélération de l'ouverture. L'origine de ce comportement est attribuée à l'élasticité des interfaces liquide-gaz non prises en compte dans le modèle de Taylor-Culick.

Instabilités lors de l'éclatement d'un film liquide

Lors de l'éclatement d'un film, la différence des vitesses tangentielles entre le liquide et le gaz environnant donne naissance à l'instabilité de Kelvin-Helmoltz. Pour un faible gradient de vitesse, le gaz et le liquide glissent l'un par rapport à l'autre et l'interface qui les sépare reste stable grâce à la gravité et à la tension de surface. Mais au-delà d'une différence de vitesse critique à l'interface (de l'ordre de 6 m/s), les interfaces liquide-gaz commencent à osciller autour du plan horizontal du film.

Par ailleurs, la différence des densités du film et du gaz environnant donne naissance à une seconde instabilité appelée instabilité de Rayleigh-Taylor qui est responsable de l'apparition d'ondulation au niveau de l'ouverture. Il résulte du couplage de ces deux instabilités l'apparition de digitation et le détachement de gouttelettes au niveau du bourrelet (voir figure 1.8). Ces instabilités, dont les effets n'apparaissent pas dès les premiers instants de l'éclatement, n'influencent pas la dynamique d'ouverture du trou.

Après cette partie consacrée aux interfaces liquide-gaz et aux films liquides, nous allons passer aux mousses liquides dans lesquelles la surface totale de ces interfaces est très importante. Elle peut atteindre des milliers de m^2 pour 1 L de mousse [16] .

1.2 Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement

1.2.1 Définitions et descriptions à différentes échelles de la mousse

Une mousse liquide est une suspension très concentrée de bulles de gaz dans un fluide. La fraction de gaz, définie comme le rapport du volume du gaz sur le volume total de la mousse, modifie l'aspect de la mousse (voir figure 1.9). Dans les moments qui suivent sa génération, la fraction de gaz dans une mousse est généralement comprise entre 90 et 99%. Cette fraction diminue suite aux écoulements gravitaires de la phase liquide.

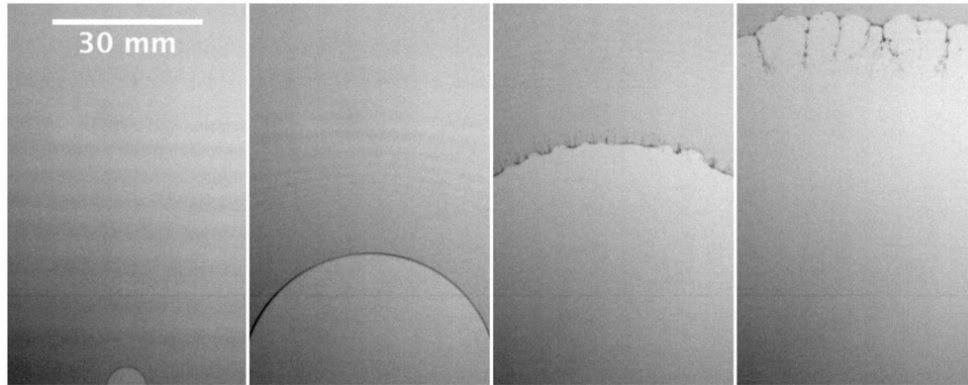


FIGURE 1.8 – Photos successives (150 Hertz) de l'éclatement d'un film liquide. Les ondulations au niveau du bourrelet sont visibles à partir de la troisième image alors que les digitations ainsi que le détachement de gouttelettes sont visibles sur la dernière image [54].

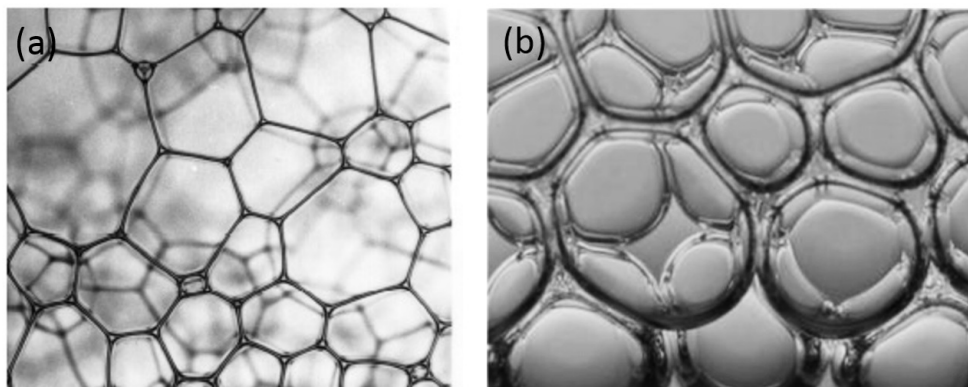


FIGURE 1.9 – Photos d'une mousse liquide à différentes fractions de gaz. (a) Mousse sèche [25]. (b) Mousse humide (cliché Denis Terwagne)

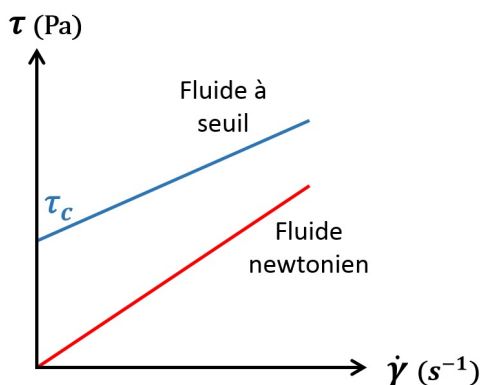


FIGURE 1.10 – Contrainte τ en fonction du taux de déformation $\dot{\gamma}$ pour un fluide à seuil et un fluide newtonien.

La mousse a des propriétés différentes de celles du liquide et du gaz qui la composent. En ce qui concerne sa rhéologie, il s'agit d'un fluide à seuil. Quand la contrainte appliquée est inférieure à une contrainte seuil τ_c , le matériau est élastique. Au-delà de cette valeur critique le matériau coule (voir figure 1.10). Cela peut être expliqué par la microstructure du matériau : quand cette dernière forme un réseau avec des contacts, les contraintes génèrent des déformations élastiques. Mais quand la contrainte devient trop importante, la microstructure se désorganise et le réseau se rompt ce qui entraîne l'écoulement du matériau.

La deuxième propriété remarquable d'une mousse est sa conductivité thermique très faible par rapport à la phase continue qui la compose. La conductivité thermique, notée λ caractérise le comportement d'un matériau quand il est soumis à un gradient de température. Elle correspond à l'énergie transférée par unité de surface et de temps sous un gradient de température de 1 kelvin par mètre. Pour une mousse de verre à 95% d'air, la conductivité thermique est à peu près 20 fois moins élevée que pour un verre massif ($\lambda_{\text{verre}} = 1.1 \text{ W/m/K}$ et $\lambda_{\text{mousse de verre}} = 0.05 \text{ W/m/K}$) [34].

Après cette brève description des mousses à grande échelle, nous allons nous intéresser aux éléments qui la composent.

Bulles

Une bulle est un volume de gaz délimité par une interface liquide-gaz. Si elle n'est pas contrainte, elle adoptera une forme sphérique minimisant ainsi l'aire (l'énergie interfaciale) pour un volume donné. Dans une mousse liquide, les bulles de gaz ne sont pas parfaitement sphériques. La présence de voisines à une distance inférieure à leur diamètre les facette et leur donne une forme polyédrique.

Films

Dans une mousse liquide, les bulles sont séparées par des films liquides. Ces films sont généralement courbés du fait des différences de pression entre bulles voisines. L'épaisseur des films peut varier entre le μm et le nm suivant la fraction de gaz dans la mousse.

Bords de Plateau

Les films qui séparent les bulles dans une mousse à l'équilibre s'intersectent trois par trois créant un canal liquide appelé bord de Plateau. La section quasi-triangulaire d'un bord de Plateau dépend de la fraction en gaz : plus la mousse est sèche, plus petite est cette section.

Nœuds

Un nœud correspond à l'intersection de quatre bords de Plateau.

La forme géométrique exacte des bulles, le raccord des films liquides, le nombre de voisins par bulle et la structure locale d'une mousse à l'équilibre peuvent être prédits grâce à des minimisations d'énergie à l'échelle locale et globale [16] et aux lois de Plateau [75] qui sont au nombre de trois :

- Les films liquides ont une courbure moyenne constante pilotée par l'équilibre des pressions au niveau des bulles.
- Les films se rencontrent toujours par trois en formant des angles de 120° . Le bord de Plateau où les films s'intersectent est soumis à trois forces superficielles et n'est à l'équilibre que si l'angle entre deux films est de 120° .
- Les bords de Plateau se rencontrent toujours par quatre en formant des angles de $\approx 109.5^\circ$, cette valeur étant la seule permettant de respecter la seconde loi de Plateau.

Une mousse liquide est un système à structure complexe où plusieurs phénomènes physiques interviennent. Une figure rappelant les éléments constitutifs d'une mousse est proposée dans 1.11. Ces constituants, dont l'épaisseur peut atteindre l'échelle du nanomètre, sont très fragiles et peuvent facilement se percer ou se casser entraînant la déstabilisation de la mousse.

1.2.2 Vieillessement de la mousse et sollicitation des interfaces

Les mousses liquides ont une durée de vie limitée. En effet, étant pilotée par la tension de surface, l'état le plus stable d'une mousse est celui qui minimise la surface totale des interfaces liquides qui la composent et correspondrait donc au cas d'une bulle unique géante. Mais avant de totalement disparaître, la mousse est le siège de mécanismes dits de vieillissement et de réarrangement qui font évoluer sa structure. La partie suivante s'y intéressera.

1.2. Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement

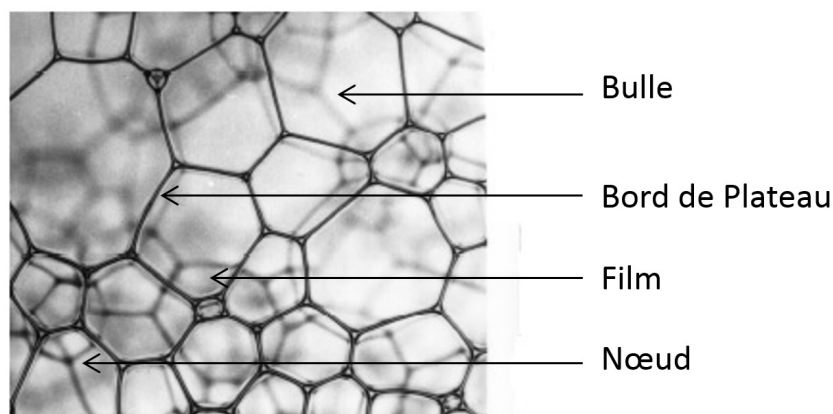


FIGURE 1.11 – Mousse sèche et ses éléments de structure [25].

1.2.2.1 Mécanismes de vieillissement

Le drainage

Le liquide, plus dense que la phase gazeuse, s'écoule à travers la mousse vers le bas sous l'effet la gravité. Lors du drainage, la fraction liquide dans la mousse évolue. À une hauteur donnée, elle décroît en fonction du temps. Le haut de la mousse devient rapidement sec (voir figure 1.12). Dans les émulsions, où une phase liquide est dispersée dans une autre (des gouttelettes d'huile dans de l'eau par exemple) cet effet, appelé crémage, est moins important car la différence de densités est plus faible. Le drainage peut être comparé à l'écoulement d'un liquide dans un milieu poreux, mais dans une mousse le réseau est déformable et dépend de la fraction de gaz qui varie pendant le drainage.

Le mûrissement

Dans une mousse, les bulles n'ont généralement pas toutes la même taille. La pression de Laplace s'écrivant en $\frac{1}{R}$, le gaz contenu dans les plus petites bulles aura tendance à migrer vers les plus grosses bulles où la pression est moins élevée. Cela est rendu possible grâce à la perméabilité au gaz des films liquides qui séparent les bulles. Ce mécanisme intervient également à la surface libre de la mousse où l'air ambiant peut être considéré comme une bulle infiniment grande. Il est à noter que le drainage et le mûrissement sont deux mécanismes qui peuvent être couplés [81]. En effet l'épaisseur des films liquides dans une mousse, directement affectée par le drainage, est l'un des paramètres qui intervient lors du mûrissement (voir figure 1.13). Le mûrissement est également couplé aux propriétés interfaciales de la mousse. Ce couplage est expliqué en 1.4.

La coalescence

La coalescence correspond à la rupture d'un film liquide qui sépare deux bulles voisines (voir figure 1.14). La coalescence peut être causée par les réarrangements entre les bulles

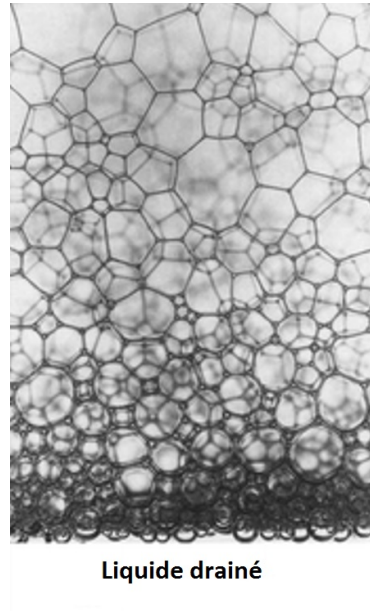


FIGURE 1.12 – Une mousse à l'équilibre après drainage (cliché Arnaud Saint-Jalmes)

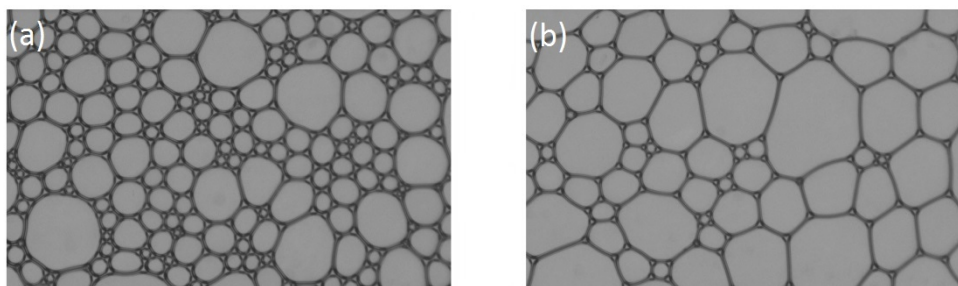


FIGURE 1.13 – (a) Une mousse prise entre deux plaques de verre à l'instant $t = 0$. (b) La même mousse 10 minutes plus tard. Les bulles ont grossi et sont moins nombreuses (cliché Benjamin Haffner).

1.2. Mousses et sollicitation des films liquides lors du vieillissement

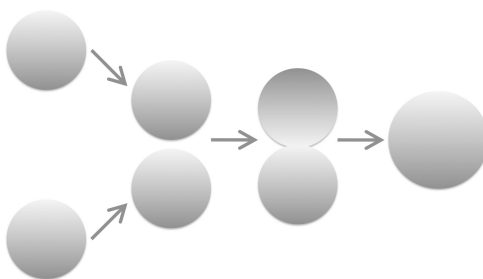


FIGURE 1.14 – Coalescence de deux bulles (hemadscienceblog.com).

et est également fortement couplée au drainage [17]. Rio et Bianco [80] se sont intéressées aux temps caractéristiques du drainage, de la rupture d'un film dans une mousse et de la coalescence en avalanche. Pour une mousse d'eau de hauteur totale égale à 30 cm, où les bulles ont un rayon $\sim 50 \mu\text{m}$ et où les films liquides ont une épaisseur $\sim 1 \mu\text{m}$, la durée caractéristique du drainage est de l'ordre d'une heure si les interfaces sont mobiles et de l'ordre de quatre heures pour une mousse à interfaces rigides. En ce qui concerne la rupture des films dans une mousse, quatre étapes ont été identifiées :

1. L'amincissement ou le drainage du film liquide dont la durée est de l'ordre de $1 \mu\text{s}$ pour des interfaces mobiles et de quelques dizaines de μs pour des interfaces rigides
2. Le développement d'une instabilité dont résulte l'apparition d'une portion d'interface sans tensioactifs. La durée de cette étape est de l'ordre de quelques centaines de μs pour les interfaces mobiles et tend vers l'infini pour les interfaces rigides
3. La déstabilisation de la portion d'interface sans tensioactifs qui dure $\sim 300 \text{ms}$ pour les deux types d'interfaces
4. L'ouverture du trou et le détachement de gouttelettes qui dure quelques μs

Finalement, la propagation de la ruptures de films sous forme d'avalanche est caractérisée par deux durées différentes suivant la nature des interfaces : pour les interfaces rigides cela peut durer $\sim 80 \text{s}$ alors que cette durée ne dépasse pas 1s pour les interfaces mobiles. Il est à noter que les temps caractéristiques présentés plus haut ne sont plus pertinents si la mousse est sollicitée macroscopiquement.

Des interfaces rigides semblent favoriser la stabilité des mousses. Cette rigidité liée à l'immobilité des tensioactifs sur l'interface liquide-gaz, pourrait être assurée par la présence de particules solides aux interfaces liquide-gaz. Les milieux aérés stabilisés à l'aide de particules solides ont effectivement une grande longévité comme discuté dans le paragraphe 1.4. L'étude du comportement des ces interfaces chargées en particules solides revêt donc un grand intérêt.

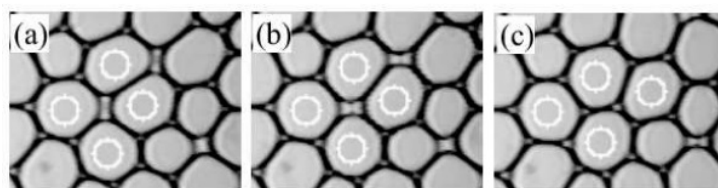


FIGURE 1.15 – Étapes d'un échange de voisins lors d'un réarrangement T1 [18]

1.2.2.2 Réarrangements topologiques

Lors des mécanismes de vieillissement, des réarrangements locaux ont lieu dans la mousse qui font évoluer sa structure. Ces réarrangements, qui peuvent également résulter de l'écoulement de la mousse, sont au nombre de deux.

T1

Des bulles peuvent se déplacer lors du cisaillement ou du mûrissement d'une mousse. Le réarrangement T1 correspond au cas où deux paires de bulles s'échangent leurs plus proches voisins. Un bord de Plateau rétrécit au point de disparaître. Cette situation où quatre bords de Plateau s'intersectent est instable car défavorable énergétiquement. En conséquence, un nouveau bord de Plateau est créé (voir figure 1.15). Si les films sont très fins, ils peuvent se rompre durant des réarrangements de ce type.

Bianche et al [11] ont étudié ce réarrangement topologique à l'échelle de quatre bulles. En s'intéressant au développement du nouveau film lors d'expériences de cisaillement à vitesse constante, deux régimes ont été mis en évidence. Dans le régime quasi-statique, le temps de relaxation dépend uniquement de la tension de surface et des forces de frottement qui résultent de la viscosité d'interface alors que dans le régime dynamique, qui correspond aux taux de cisaillement élevés, le temps de relaxation décroît avec ce taux de cisaillement. La vitesse critique pour passer d'un régime à l'autre est de l'ordre de ~ 1 mm/s pour des bulles de rayon égal à 2.5 mm.

T2

Le deuxième réarrangement topologique que peut subir une mousse est le T2. Il s'agit de la disparition d'une bulle (voir figure 1.16). Ce réarrangement est fortement couplé au mécanisme de mûrissement.

Comme nous venons de le voir, les interfaces liquide-gaz et les films sont constamment sollicités durant les mécanismes de vieillissement et les écoulements du fait des réarrangements topologiques. Ils sont étirés ou voient leur aire diminuer jusqu'à disparaître déstabilisant ainsi la mousse. L'un des moyens de rendre ces interfaces et films liquides plus résilients est de les renforcer avec des particules solides. Les particules aux interfaces feront ainsi l'objet de la partie suivante.

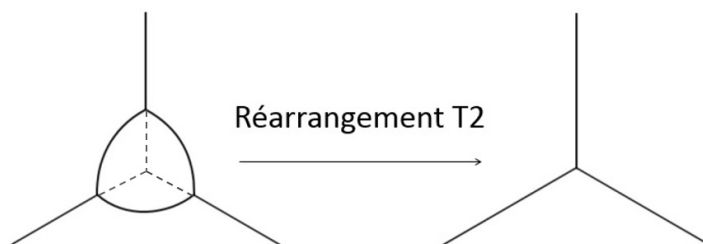


FIGURE 1.16 – Disparition d’une bulle lors d’un réarrangement topologique de type T2.

1.3 Granulaires 2D et grains aux interfaces

Dans cette partie, nous allons discuter des grains à l’état sec et quand ils s’attachent à une interface liquide-gaz pour former un radeau, une bulle ou une goutte enrobée ou bien pour tapisser les interfaces d’une mousse. Quelques définitions seront rappelées et les résultats de la littérature seront présentés.

1.3.1 Généralités sur les milieux granulaires

Un milieu granulaire est un milieu qui se compose d’un grand nombre de grains solides athermiques, non browniens et qui, en interagissant, dissipent de l’énergie par friction ou par choc [30]. L’exemple le plus connu est le sable. Le comportement macroscopique d’un matériau granulaire dépend de l’énergie qui lui est fournie : quand l’énergie par grain est faible, le mouvement des grains les uns par rapport aux autres est faible et le milieu granulaire se comporte comme un solide. Mais quand l’énergie par grain est élevée les contacts inter-granulaires deviennent rares, on parle dans ce cas de gaz granulaire.

Un matériau granulaire peut être caractérisé par sa compacité qui correspond au rapport entre le volume de l’ensemble des grains et le volume total du matériau granulaire. Pour des grains sphériques de même taille, dit monodisperses, les valeurs maximales que peut atteindre la compacité sont de 0.64 et 0.74 dans les cas d’un empilement compact aléatoire et dans le cas d’un empilement ordonné respectivement.

Quand la densité d’un matériau granulaire augmente, il subit un état de blocage appelé "jamming" qui peut être comparé à une transition de phase [40]. Cette transition entre un état "mou" et un état "rigide" dépend de la compacité et de l’état de contrainte dans le système [96, 56].

Un granulaire 2D correspond à une monocouche de grains. Pour ces systèmes, l’empilement compact aléatoire est mal défini et son existence pour les systèmes monodisperses est remise en question par O’Hern et al [67]. En effet, les systèmes numériques et expérimentaux utilisés ont tendance à produire des systèmes très ordonnés. Atkinson et al [6] expliquent que l’empilement le plus probable correspond à des systèmes très ordonnés et

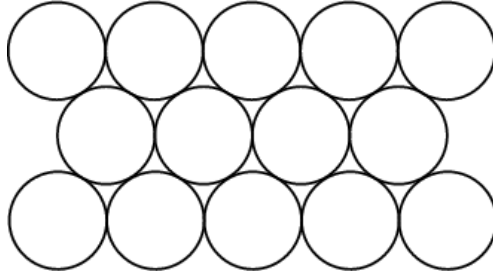


FIGURE 1.17 – Arrangement hexagonal de grains monodisperses.

ne permet donc pas de définir l'empilement compact aléatoire. Ils proposent de définir l'empilement compact aléatoire comme étant l'état qui correspond à l'état de jamming le plus désordonné. Cet état correspond à une fraction surfacique $\varphi_{MRJ} = 0.826$ (maximally random jammed), définie comme le rapport entre la surface projetée des sphères et la surface totale du milieu granulaire 2D.

La fraction surfacique de jamming pour les milieux granulaires 2D est encore étudiée. Elle est généralement identifiée grâce au point de discontinuité de la croissance du nombre moyen de voisins par particule noté Z . Les valeurs de la fraction surfacique de jamming rapportées dans la littérature varient entre ~ 0.825 et 0.843 [102, 58, 20].

László Fejes Tóth a par ailleurs prouvé en 1940 que l'arrangement hexagonal (voir figure 1.17) permet d'atteindre la densité la plus élevée pour des systèmes monodisperses en 2D. La densité de cet arrangement est de $\frac{\pi}{2\sqrt{3}} \simeq 0.9069$. En ce qui concerne les systèmes polydisperses, des densités plus élevées peuvent être atteintes dans certaines conditions [39].

Après cette brève description des milieux granulaires à l'état sec, nous allons nous intéresser aux grains déposés sur une interface liquide-gaz.

1.3.2 Particules à l'interface : mouillage et énergie d'attachement

1.3.2.1 Loi de Young Dupré et longueur capillaire

Une goutte déposée sur une surface solide plate va s'étaler différemment suivant son affinité avec le substrat. Cette affinité peut être caractérisée par l'angle de contact noté θ dans la figure 1.18. Plus la surface sera hydrophile, plus la goutte s'étalera et θ sera petit. La valeur de θ correspond à l'état le plus favorable en termes d'énergie de surface du système notée $E_{surface}$. L'équilibre est ainsi atteint quand $E_{surface}$ est minimale. La variation $dE_{surface}$ doit être nulle pour tout déplacement de la ligne triple, où les trois phases se rencontrent, sur la surface solide. Si l'aire de l'interface liquide-gaz est augmentée, on peut écrire :

$$dE_{surface} = (\gamma_{SL} - \gamma_{SG})dA_{SL} + \gamma_{LG}dA_{LG} \quad (1.17)$$

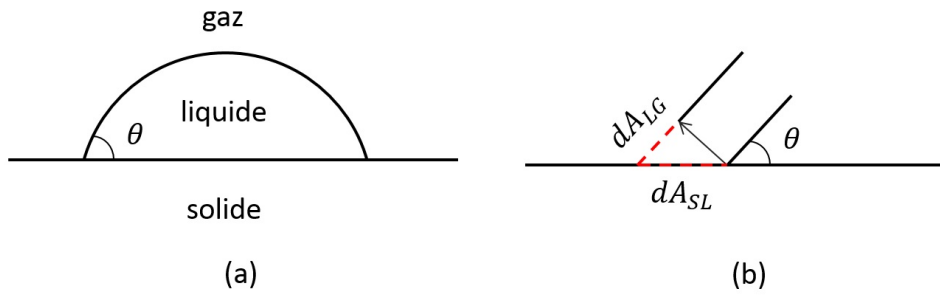


FIGURE 1.18 – (a) Gouttelette déposée sur une surface solide formant un angle de contact θ . (b) Déplacement de la ligne de contact où l’aire de l’interface solide-liquide est augmentée.

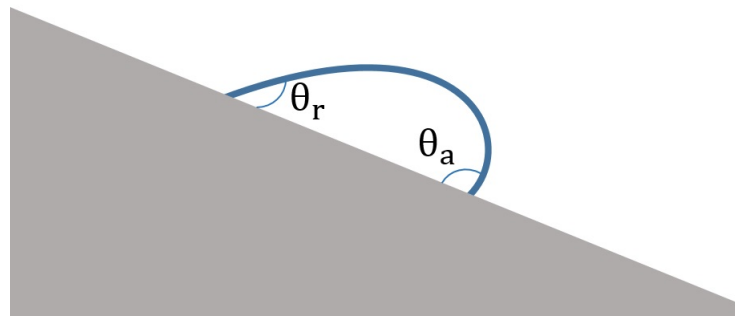


FIGURE 1.19 – Une goutte accrochée à un plan incliné

En remplaçant dA_{LG} par $\cos\theta dA_{SL}$ dans l’équation 1.17, nous obtenons la loi de Young-Dupré :

$$\gamma_{SG} = \gamma_{SL} + \gamma_{LG}\cos\theta \quad (1.18)$$

Si le volume de la goutte déposée sur une surface plane est légèrement augmenté, l’angle de contact apparent va croître sans que la ligne triple ne se déplace, elle est dite ancrée. L’angle de contact est ainsi compris entre une valeur maximale notée θ_a et appelée angle d’avancée et une valeur minimale θ_r correspondant à l’angle de contact de reculée. La ligne de contact n’avance que si l’angle de contact dépasse θ_a et ne recule que si l’angle de contact devient inférieur à θ_r . C’est ainsi qu’une goutte déposée sur un plan incliné se déforme et reste accrochée tant que l’angle à l’avant est inférieur à θ_a et l’angle à l’arrière supérieur à θ_r (voir figure 1.19). Une fois ces valeurs dépassées, elle s’écoule en gardant l’angle maximal à l’avant et l’angle minimal à l’arrière. Le même phénomène est observé quand un liquide se déplace à grande vitesse sur une surface plane.

Par ailleurs, la capillarité dans un liquide est dominante par rapport aux forces gravitationnelles dans la limite d’une échelle de longueur appelée longueur capillaire. Au-delà

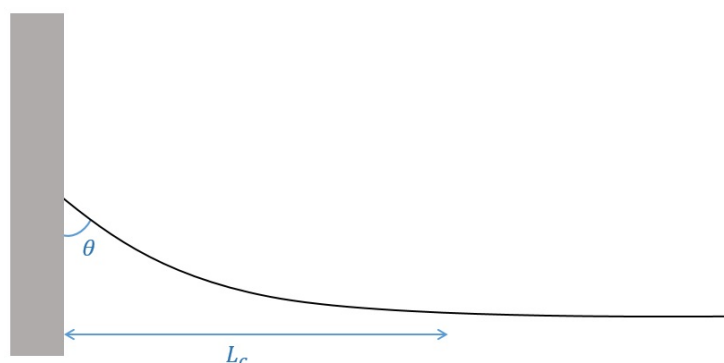


FIGURE 1.20 – Un liquide se raccorde à une paroi verticale en formant un ménisque. Il en résulte une perturbation de l'interface sur une distance L_c

de cette longueur, notée L_C , la gravité devient importante. L_C est estimée en comparant la pression Laplace donnée par $\frac{\gamma_{LG}}{L_C}$ à la pression hydrostatique $\rho g L_C$. L'égalité de ces deux pressions permet d'écrire :

$$L_C = \sqrt{\frac{\gamma_{LG}}{\rho g}} \quad (1.19)$$

Pour une interface eau-air, $L_C \simeq 2.7$ mm. Un liquide va ainsi se raccorder à la paroi verticale du récipient qui le contient en formant un ménisque d'une distance comparable à L_C pour satisfaire la condition d'angle de contact θ (voir figure 1.20).

1.3.2.2 Particules solides à l'interface : forces et énergie d'attachement

Une particule à l'équilibre au niveau d'une interface liquide-gaz engendre également une perturbation. Elle est soumise à trois forces : son poids, la poussée d'Archimède et la force capillaire intégrée sur la ligne triple. Les ménisques autour de la particule étant déformés, la résultante verticale de la force capillaire n'est pas nulle. Son sens dépend de l'angle de contact entre la particule et le liquide : la force capillaire agit contre le poids si la particule est hydrophobe et dans le sens contraire si elle est hydrophile.

Si nous considérons une particule de rayon R_p à une interface liquide-gaz, l'énergie de surface du système va dépendre de l'aire de chaque interface qui est déterminée par la position de la particule. Si nous négligeons la déformation de l'interface liquide-gaz au niveau des ménisques, l'énergie de surface E_{Sp} du système représenté dans la figure 1.21-b s'écrit :

$$E_{Sp} = \gamma_{LG}A_{LG} + \gamma_{SL}A_{SL} + \gamma_{SG}A_{SG} \quad (1.20)$$

La différence entre l'énergie de surface du système E_{S0} représenté dans la figure 1.21-a et E_{Sp} , appelée énergie d'attachement et notée ΔE_a correspond à l'énergie nécessaire pour

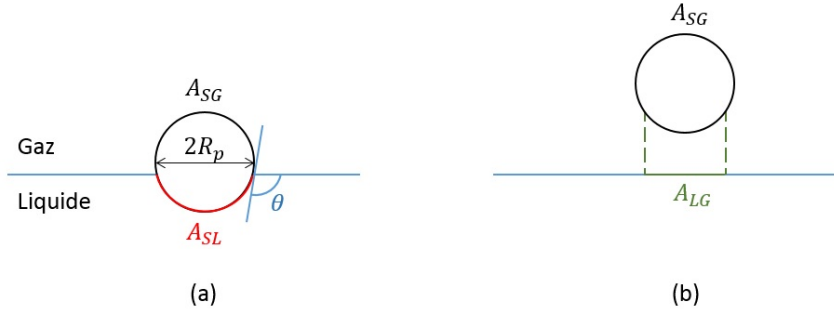


FIGURE 1.21 – (a) Particule piégée à l'interface liquide-gaz. (b) Particule baignant dans le gaz

désorber la particule de l'interface. À partir de l'équation 1.20 et de la loi de Young-Dupré présentée dans l'équation 1.18, on peut écrire :

$$\Delta E_a = \gamma_{LG} \Pi R_p^2 (1 + \cos\theta)^2 \quad (1.21)$$

Il est à noter que si la particule était immergée dans le liquide dans la figure 1.21-b alors l'énergie d'attachement s'écrirait $\Delta E_a = \gamma_{LG} \Pi R_p^2 (1 - \cos\theta)^2$. Dans les deux cas, cette énergie est positive. Pour $\theta = 90^\circ$, $\gamma_{LG} = 72 \text{ mN/m}$ et $R_p = 100 \mu\text{m}$, $\Delta E_a \simeq 6 \cdot 10^{-10} \text{ J}$ alors que l'énergie thermique est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$. Pour des particules partiellement mouillantes ($60^\circ < \theta < 120^\circ$) l'adsorption à l'interface est donc irréversible.

1.3.3 Radeaux de particules

Après avoir introduit les éléments physiques qui permettent de comprendre la position et l'état d'une particule isolée sur une interface liquide-gaz, nous allons présenter les résultats de la littérature concernant les propriétés d'un ensemble de particules piégées au niveau d'une interface, appelé radeau de particules.

1.3.3.1 Interactions interparticulaires

Des particules de même type placées sur une interface liquide-gaz auront tendance à se rapprocher et à s'agglomérer, ce phénomène est connu sous le nom d'effet Cheerios. Poynting et Thomson [78] ont été les premiers à dériver la force d'attraction entre deux plaques semi-immergées dans un bain liquide. À cause des ménisques, le niveau de liquide entre les deux plaques est soit élevé si les plaques sont hydrophiles ou bien abaissé si elles sont hydrophobes. Dans les deux cas, la pression hydrostatique est modifiée entre les plaques car l'interface est courbée. L'attraction entre les plaques est due à cette pression hydrostatique intérieure qui devient dominante par rapport à la pression sur les bords extérieurs des plaques.

Plus tard, Allain et Cloitre [4] ont dérivé la force d'attraction entre deux cylindres, où la

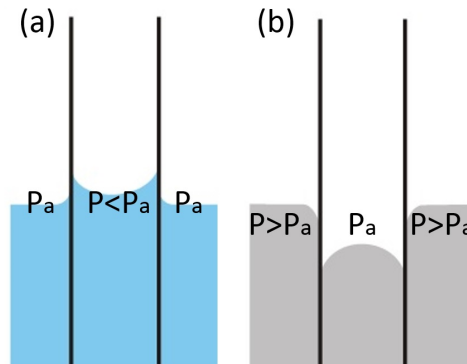


FIGURE 1.22 – Déformation de l'interface à cause de l'immersion de plaques qui sont hydrophiles dans (a) et hydrophobes dans (b).

forme des ménisques est plus compliquée que les plaques traitées auparavant. L'attraction entre des particules sphériques a par la suite été abordée par Kralchevsky et Nagayama[46] ainsi que Vella et Mahadevan [100] qui ont souligné le rôle prédominant du poids effectif des petites particules par rapport à la succion capillaire. Dalbe et al [24] se sont également intéressés à la dynamique d'attraction entre deux particules sphériques et à la formation de clusters de trois particules frottantes.

Comme nous venons de le voir, la formation d'agrégats est due aux forces d'attraction entre les particules à l'interface. Les propriétés du fluide, la nature ainsi que la taille des particules sont des paramètres qui déterminent la structure finale du radeau de particules qui peut être compact ou ramifié. Les parties suivantes sont consacrées à l'étude des propriétés macroscopiques des radeaux de particules.

1.3.3.2 Tension de surface équivalente

Les interfaces recouvertes de particules solides voient leur tension de surface diminuer dans certaines conditions. En effet, Stocco et al [87] ainsi que Garbin et al [32] ont reporté la décroissance de la tension équivalente d'interfaces chargées en nanoparticules et l'ont attribuée à la pression osmotique 2D entre les grains du radeau de particules. En mesurant le volume et la pression dans une goutte d'eau recouverte de nanoparticules immergée dans un bain d'huile, Monteux et al [63] ont de leur côté déduit la tension de surface équivalente γ_{eq} d'une interface huile-eau chargée en particules grâce à la loi de Laplace (équation 1.5). Les résultats de leurs mesures, présentées dans la figure 1.23, mettent en évidence la décroissance de $\gamma_{eq} = \gamma_0 - \Pi$ (avec γ_0 la pression de l'interface nue) dès que la surface par particule devient inférieure à une valeur seuil. En termes de fraction surfacique en particules, la valeur de ce seuil est de l'ordre de ~ 0.5 . Stocco et al [88] expliquent cette faible valeur par l'existence de forces répulsives d'origine électrostatique entre les nanoparticules.

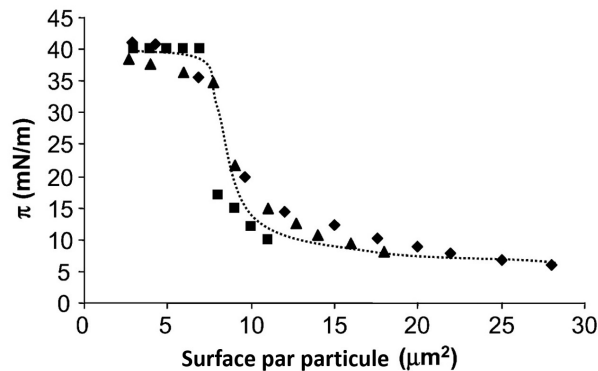


FIGURE 1.23 – Pression de surface Π en fonction de la surface par particule (le diamètre des particules est de $3 \mu\text{m}$). Les différents symboles correspondent à des couvertures en particules initiales différentes. Figure adaptée de [63].

Il est à noter que les particules nanométriques ont tendance à s'agréger. La définition d'une fraction surfacique en particules sur une interface peut donc s'avérer compliquée à cause de la superposition de ces agrégats.

Lagubeau [49] a également mesuré la tension équivalente de l'interface d'une goutte recouverte de microparticules ($40 \mu\text{m}$). Ces résultats rejoignent ce qui a été précité en ce qui concerne la décroissance de la tension équivalente. Par contre, la couverture en particules seuil à partir de laquelle la tension de l'interface commence à décroître, est de l'ordre de 0.85. Cette valeur, plus élevée que la valeur reportée pour les nanoparticules, semble correspondre à la fraction surfacique de jamming d'un granulaire athermique 2D [102, 58, 20].

Les particules placées au niveau d'une interface jouent un rôle similaire à celui des tensioactifs en abaissant la tension de surface équivalente. Elles pourraient en conséquence être comparées à des "tensioactifs solides". Mais le rôle des particules solides ne se limitent pas à ça : les interfaces chargées se comportent comme un solide qui peut flamber, se fracturer et vieillir. Ces propriétés feront l'objet de la partie suivante.

1.3.3.3 Radeau de particules : Solide élastique et milieu granulaire 2D

Les radeaux de particules présentent des propriétés intéressantes et différentes de celles observées pour une interface nue ou un milieu granulaire 2D sec. Soumis à de faibles tensions, un radeau de particules va se fracturer. Vella et al [99] ainsi que Bandi et al [9] se sont intéressés à la fracture qu'engendre l'introduction de surfactants dans un radeau de particules microniques. Le gradient de tension de surface induit un écoulement entre les zones de faibles tensions de surface, contaminées de tensioactifs, vers les zones à fortes tensions de surface. Ce phénomène, appelé effet Marangoni, est à l'origine des fractures dans les radeaux de particules. Suivant les concentrations initiales en particules solides, différents modes de fractures peuvent être observés (voir figure 1.24).

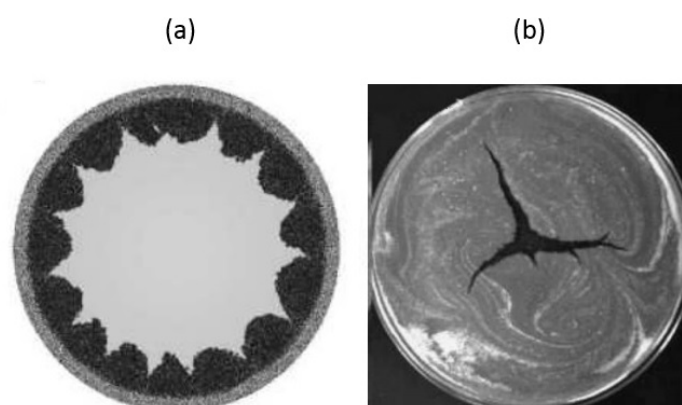


FIGURE 1.24 – Fracture dans des radeaux de particules par effet Marangoni. (a) Fractures dans un radeau de particules (diamètre de 50 μm) où la fraction surfacique initiale en particules est faible (<0.64) [9]. (b) Fractures dans un radeau de particules dense (diamètre de 100 μm) [99]

Aveyard et al [8] ont étudié de leur côté le comportement d'un radeau de particules de diamètre égale à 2.6 μm soumis à une pression latérale. Ils observent que sous l'effet de la compression, le radeau de particules devient de plus en plus dense et finit par flamber dès que la tension de surface équivalente du radeau de particules s'annule. Cette étude met en évidence le caractère solide des radeaux de particules. Vella et al [98] a par la suite caractérisé ces systèmes en déduisant leurs modules de Young E et leur coefficient de Poisson à partir du modèle d'un solide élastique 2D. Les résultats théoriques où $E \sim \frac{\gamma LG}{D_P}$ avec D_P le diamètre des particules ont été confirmées par des expériences de compression de radeaux de particules microniques (diamètre entre 40 μm et 2 mm) où la longueur d'onde associée au flambement est mesurée.

Contrairement à Aveyard et al [8] et Vella et al [98], Planchette et al [74] ont sollicité dynamiquement des radeaux de particules. En propageant une onde de surface dans un radeau de particules microniques (diamètre entre 35 μm et 139 μm) à l'interface liquide-air, le module de rigidité à la flexion et la tension de surface équivalente ont été déduits.

Au-delà du caractère solide caractérisé par différents modules, Cicuta et Vella [19] ont mis en évidence le caractère granulaire des radeaux de particules. Grâce à des expériences de compression d'un radeau de particules microniques (diamètre entre 12 μm et 200 μm), cette étude a montré que la pression de surface du radeau devient anisotrope au commencement du flambement, qu'elle dépend de la largeur du radeau, et qu'elle décroît exponentiellement en fonction de la distance aux bords mobiles. Ces observations, toutes cohérentes avec l'effet Janssen (dans un silo à grains, une partie des contraintes normales sont transmises aux parois latérales et ces contraintes saturent à une profondeur qui varie

suivant la largeur du silo) mettent en évidence le caractère granulaire des radeaux de particules.

Abkarian et al [1] ont par ailleurs étudié la déstabilisation d'un radeau de particules à l'interface huile-eau. Ils ont observé que des gouttelettes d'huile recouvertes de particules solides se détachaient du radeau de particules et sédimentaient au fond du récipient lorsque les particules sont assez grandes/denses. La déstabilisation du radeau de particules peut également être observée pour des particules petites ou peu denses si l'accélération (g) est augmentée grâce à une centrifugeuse.

Les interfaces chargées en particules acquièrent des propriétés intéressantes. Elles peuvent se comporter comme un liquide, un solide élastique ou un milieu granulaire 2D. Quand ces interfaces hybrides délimitent une goutte ou une bulle, un comportement radicalement différent de celui des gouttes et des bulles simples est observé. Les bulles et les gouttes à interfaces chargées en particules feront l'objet de la partie suivante.

1.3.4 Particules sur une interface courbée

Aussillous et Quéré [7] ont été parmi les premiers à s'intéresser aux propriétés des gouttelettes recouvertes de particules solides. Ils ont reporté que la présence des particules (diamètre de 20 μm) au niveau de l'interface liquide-gaz réduisait considérablement leur adhésion aux surfaces solides facilitant ainsi leurs déplacements.

Subramaniam et al [89] ont de leur côté développé une méthode expérimentale microfluidique permettant de générer des gouttelettes stables recouvertes de particules colloïdales. Cela est rendu possible grâce aux conditions d'écoulement des particules qui ont la possibilité de franchir les barrières d'énergie d'adsorption aux interfaces.

Des bulles avec des particules solides adsorbées aux interfaces liquide-air ont également fait l'objet de plusieurs travaux. Abkarian et al [2] reporte que la dissolution de bulles recouvertes en particules colloïdales peut être arrêtée augmentant ainsi leur durée de vie. La déformation de ces bulles recouvertes de particules solides lors de leur dissolution a également été étudiée. Grâce à des simulations numériques, Abkarian et al [2] ont montré par ailleurs que l'état où les facettes sont observées correspond un à un minimum local d'énergie lors de la réduction du volume de la goutte.

Ata [5] s'est intéressée à la coalescence de bulles chargées en particules solides microniques. Elle a montré que le temps nécessaire au collapse de deux bulles mises en contact et chargées en particules croît avec la fraction surfacique en particules. Pour des bulles couvertes à 90%, le collapse a eu lieu dans moins de 2% des cas. Cette résistance a été attribuée à l'énergie d'interaction entre les particules, dont l'origine dominante est la capillarité.

Laborie et al [47] ont étudié de leur côté le séchage de gouttelettes recouvertes de particules solides (diamètre entre 40 μm et 500 μm). Quand les particules sont organisées en monocouche au niveau de l'interface liquide-air, le taux de séchage des gouttelettes enrobées est plus rapide que celui de gouttelettes simples car l'aire de la surface de la goutte enrobée est conservée durant le séchage alors que le taux d'évaporation est fixé par le gradient de

vapeur autour de la goutte. En revanche, quand les particules s'organisent sous plusieurs couches à l'interface liquide-gaz, le taux de séchage est considérablement ralenti. Cet effet est expliqué en considérant la diffusion de la vapeur d'eau à travers le milieu poreux que forme les couches de particules à l'interface liquide-air.

Lagubeau et al [50] se sont également intéressés à des gouttelettes recouvertes de particules hydrophobes qui sèchent (diamètre de 40 μm). Sous l'effet du séchage, l'interface chargée est comprimée. Il en résulte une augmentation de rigidité de l'interface de manière discrète. La première transition a lieu quand l'interface de la goutte ne peut plus être caractérisée par une tension de surface équivalente isotrope. La seconde transition correspond à une évolution vers un état plus ordonné de la monocouche de particules. La dernière transition correspond à l'apparition de plis et ne dépend pas de l'état initial de la monocouche.

En diminuant le volume de gouttes enrobées millimétriques, Pitois et al [72] ont étudié leur collapse. Les modes de collapse observés varient suivant le rapport entre la taille des particules et la taille des bulles. On passe d'une interface froissée à une interface facettée lorsque le rapport entre la taille des particules et la taille des bulles augmente. Les modes de déformations observées sont en accord avec les résultats précités de Abkarian et al [2]. Le collapse, qui intervient à des pressions de plus en plus élevées quand le rapport de taille est augmenté, est attribué aux défauts géométriques au niveau de l'interface chargée et à la formation d'arches.

Les interfaces, les gouttes et les bulles chargées en particules ont des propriétés intéressantes. Quand ces objets hybrides sont présents dans un milieu aéré, sa durée de vie est fortement augmentée. Les milieux aérés chargés en particules solides feront l'objet de la partie suivante.

1.4 Particules dans les milieux aérés

Les particules solides incorporées à un milieu aéré se placent à différents emplacements suivant leur nature physico-chimique. Lorsqu'elles sont hydrophiles, les particules sont présentes dans toute la matrice liquide (voir figure 1.25-a). Dans ce cas, les particules hydrophiles assurent une répulsion stérique entre les bulles inhibant la coalescence. Ces mêmes particules limitent le drainage car elles augmentent la viscosité de la solution interstitielle [41, 38].

Mais quand les particules solides sont hydrophobes, elles vont plutôt se placer aux interfaces liquide-gaz (voir figure 1.25-b). Ces systèmes, que Pickering a été l'un des premiers à étudier dans le cas des émulsions [71], ont une durée de vie significativement plus élevée (de l'ordre de quelques mois) que leurs équivalents non chargés en particules. En effet, Alargova et al [3], Binks et Horozov [13] ainsi que Gonzenbach et al [35] ont reporté la stabilité remarquable des mousses liquides chargées en particules colloïdales hydrophobes. Afin d'expliquer cette stabilité, Stocco et al [87, 88] se sont intéressés aux propriétés des interfaces composant un milieu aéré stabilisé par des particules hydrophobes. À partir d'une quantité de nanoparticules (0.7 % massique dans le liquide interstitiel), le module

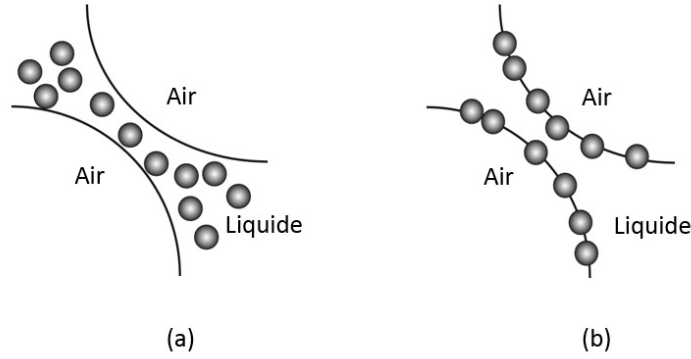


FIGURE 1.25 – Positionnement de particules solides suivant leur degré d’hydrophobie dans un film liquide séparant deux bulles. (a) Particules hydrophiles dans le film liquide. (b) Particules hydrophobes attachées aux interfaces liquide-gaz.

de compression élastique E des interfaces liquide-gaz chargées en nanoparticules devient supérieur à $\frac{\gamma_{LG}}{2}$. Le critère de Gibbs étant satisfait [59, 33], le mûrissement est stoppé et la mousse est ainsi stabilisée. En effet, si $\frac{dP}{dR} > 0$ où P est la pression dans une bulle et R son rayon, le mûrissement est inhibé. En utilisant la loi de Laplace, cette variation s’écrit :

$$\frac{dP}{dR} = \frac{2}{R} \frac{d\gamma_{LG}}{dR} - \frac{2\gamma_{LG}}{R^2} \quad (1.22)$$

Les particules étant irréversiblement attachées aux interfaces liquide-gaz, une variation du rayon R entraîne une variation de la fraction surfacique en particules. Or, comme nous l’avons vu précédemment, la tension de surface dépend de cette fraction surfacique donc le terme $\frac{d\gamma_{LG}}{dR}$ n’est pas nul. Sachant que le module de compression élastique $E = \frac{d\gamma_{LG}}{dnA}$, $\frac{dP}{dR}$ s’écrit :

$$\frac{dP}{dR} = \frac{4E}{R^2} - \frac{2\gamma_{LG}}{R^2} \quad (1.23)$$

Donc si $E > \frac{\gamma_{LG}}{2}$, alors $\frac{dP}{dR} > 0$. Dans ce cas, le mûrissement est empêché et la mousse est ainsi stabilisée.

Le rôle joué par les films chargés en particules dans la stabilité des mousses et des émulsions a par ailleurs fait l’objet de plusieurs travaux ([42, 43, 41]). Cette stabilité a été expliquée en termes de pression capillaire maximale qui assure une certaine résistance au film. La pression capillaire maximale dépend, entre autres, de l’angle de contact des particules solides présentes dans le film et de leur arrangement.

En plus de la quantité de particules présentes dans la phase interstitielle d’un milieu aéré, la forme des particules et leur angle de contact sont des paramètres qui gouvernent la stabilité de la mousse. Des particules sphériques sont le plus souvent utilisées mais une bonne stabilité peut également être obtenue avec des particules cylindriques [3, 103] (voir

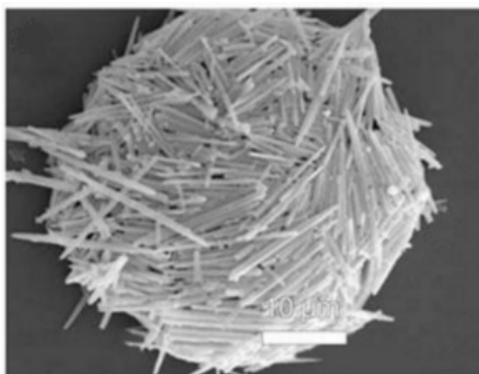


FIGURE 1.26 – Bulle de 50 μm stabilisée par des particules cylindriques de hauteur égale à 10 μm [103]

figure 1.26). Les particules non sphériques permettent également d'obtenir des interfaces anisotropes et d'atteindre des fractions surfaciques plus élevées. L'hydrophobie des particules doit par ailleurs être modérée pour bien stabiliser les mousses. En effet, des particules sphériques avec un angle de contact supérieur à 90° auront tendance à percer les films liquides suffisamment fins en s'attachant aux deux interfaces liquide-gaz [29].

1.5 Objectifs de la thèse

Les particules solides permettent d'augmenter la durée de vie des mousses liquides. La stabilité des mousses chargées est particulièrement remarquable quand les particules sont hydrophobes. En effet, les interfaces chargées en particules satisfont le critère de stabilité de Gibbs [59, 33] au-delà d'une couverture minimale inhibant ainsi le mûrissement [87, 88]. Les caractères élastique et granulaire des radeaux de particules ont par ailleurs été reportés dans plusieurs articles [8, 98, 19]. Au vu de ces travaux, nous pouvons nous demander si ces propriétés mécaniques intéressantes des interfaces chargées en particules contribuent à ralentir les autres phénomènes déstabilisants auxquels la mousse est sujette (coalescence, réarrangements topologiques). La réponse est d'autant moins évidente que dans une mousse, ce sont les films liquides qui sont sollicités. L'effet du couplage de deux interfaces liquide-gaz séparées par une faible épaisseur de liquide (de l'ordre du μm) est encore inconnu .

En conséquence, l'objectif de notre travail est d'étudier les propriétés des films chargés en particules. Nous nous sommes intéressées plus particulièrement à leur réponse à des sollicitations présentes dans une mousse qui vieillit : des expériences d'éclatement et de compression ont été effectuées sur des films plans et le comportement des bulles chargées en particules a été caractérisé. Deux configurations de particules, qui dans le cas de films chargés peuvent soit "ponter" le film en ayant leur plan médian dans la phase liquide soit l'enrober en n'étant attachées qu'à une unique interface, ont été considérées.

Chapitre 2

Matériaux et méthodes

Ce chapitre est consacré à la présentation des matériaux utilisés (solution et particules hydrophobes) ainsi que des techniques mises en place pour la génération des films et des bulles chargés en particules. Les propriétés de ces objets chargés en particules sont présentées en fin de chapitre.

Sommaire

2.1	Solution moussante	56
2.2	Particules solides	57
2.3	Génération d'objets chargés en particules	57
2.4	Structure et caractérisation d'objets chargés en particules	59
2.4.1	Configuration des particules : positionnement aux interfaces	59
2.4.1.1	Film liquide chargé en particules	59
2.4.1.2	Bulles chargées en particules	63
2.4.2	Fraction surfacique des particules	64
2.4.3	Épaisseur du film liquide entre les grains	67
2.4.3.1	Film liquide chargé en particules	67
2.4.3.2	Bulles chargées en particules	68
2.4.4	Attraction entre particules	68
2.4.5	Structure locale d'un film chargé en particules : fonction de corrélation de paires	73

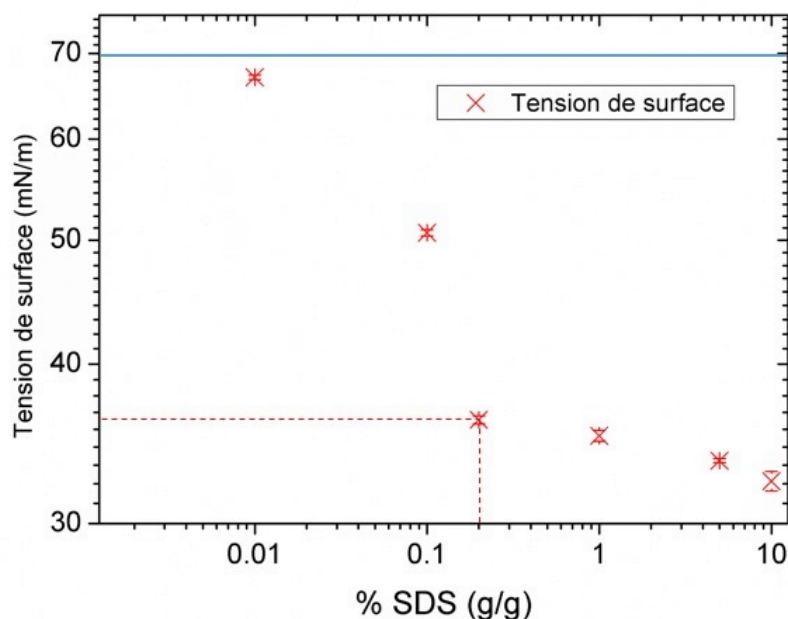


FIGURE 2.1 – Tension de surface en fonction de la concentration massique en SDS. La droite bleue indique la valeur de la tension de surface de l’eau distillée. Les barres d’erreur représentées montrent une faible dispersion.

2.1 Solution moussante

Le liquide utilisé pour la génération de la totalité des films et des bulles chargés en particules est une solution aqueuse de dodécylsulfate de sodium (SDS) (tensioactif anionique produit par Sigma, 98.5%) à 0.2% g/g de masse volumique ρ_L égale à 1000 kg/m^3 . Cette concentration, correspondant à la concentration micellaire critique [64], a été choisie car elle permet un bon compromis entre la stabilité des films et l’hydrophobie des particules. En effet, une concentration plus élevée en SDS aurait un meilleur effet stabilisant sur les films liquides mais entraînerait également une baisse de l’hydrophobie des particules en contact avec la solution.

La tension de surface de la solution de SDS utilisée est de 36 mN/m . Elle a été mesurée par la méthode de la goutte pendante qui permet de calculer la valeur de la tension de surface en équilibrant la pression hydrostatique dans une goutte qui pend au bout d’un capillaire à la pression de Laplace. La courbure, nécessaire au calcul de la pression de Laplace est extraite à partir des images de la goutte. Les résultats de ces mesures, pour différentes concentrations massiques en SDS, sont présentées dans la figure 2.1.

Il est à noter de la tension de surface de l’eau ($\%SDS = 0$) que nous mesurons est légèrement inférieure à la valeur de 72 mN/m reportée dans la littérature [52]. L’erreur sur la mesure, qui est de l’ordre de 2%, ainsi que la présence de polluants (poussière, etc) à

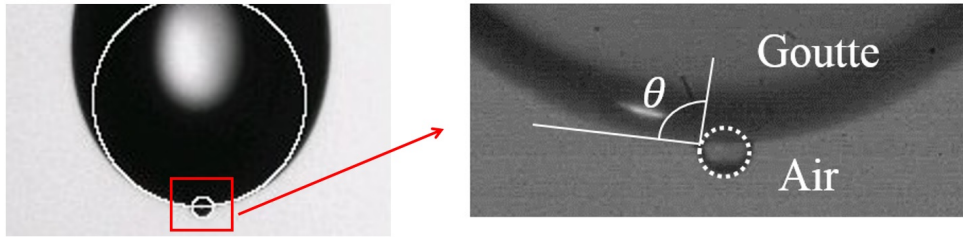


FIGURE 2.2 – Angle de contact d’une particule de $250\ \mu\text{m}$ avec une goutte de solution de SDS.

l’interface liquide-air pendant nos mesures peut expliquer cet écart.

2.2 Particules solides

Les particules utilisées sont des billes monodisperses de différentes tailles en polystyrène (Dynoseeds de Microbeads). Leurs diamètres sont les suivants : $D_P = 40\ \mu\text{m}$, $80\ \mu\text{m}$, $140\ \mu\text{m}$, $250\ \mu\text{m}$, $315\ \mu\text{m}$ et $590\ \mu\text{m}$. Leur masse volumique ρ_P est plus élevée que celle de la solution de SDS et est égale à $1050\ \text{kg/m}^3$.

Les particules de polystyrène sont rendues hydrophobes par silanisation. Ce traitement consiste en la greffe de chaînes hydrophobes sur les particules par auto-assemblage. En pratique, les particules sont plongées dans une solution d’octane (98% produit par Sigma) et de silane dissous (1H,1H,2H,2H-Perfluorododecyltrichlorosilane, 97% par Sigma) à $1\ \text{g/L}$ pendant 45 min. Les particules sont par la suite séparées de la solution puis rincées plusieurs fois à l’éthanol et finalement mises à sécher dans une étuve à $60\ ^\circ\text{C}$.

En déposant les particules sur l’interface d’une goutte pendante de la solution de SDS, elles se retrouvent accrochées et entraînées vers sa partie inférieure par gravité. L’angle de contact θ des particules de diamètre supérieur à $80\ \mu\text{m}$ avec la solution est obtenu en traitant les images à l’aide du logiciel ImageJ. La première étape consiste à ajuster un cercle à la bille et un arc de cercle à la goutte. Connaissant les centres des cercles, les tangentes au point d’ancrage de la bille sont définies. L’angle entre la tangente de la particule et celle de la goutte à la ligne triple correspond à l’angle de contact θ (voir 2.2).

La valeur de l’angle de contact $\theta = 95^\circ \pm 10$ est obtenue sur cinq mesures pour une taille de particules et est indépendante d’un lot à l’autre (d’une silanisation à l’autre).

2.3 Génération d’objets chargés en particules

Les films et les bulles chargés en particules sont créés en tirant manuellement (vitesse $\sim 10\ \text{cm/s}$) un cadre horizontal initialement plongé dans un récipient où un radeau de particules tapisse l’interface entre la solution de SDS et l’air (voir figure 2.3).

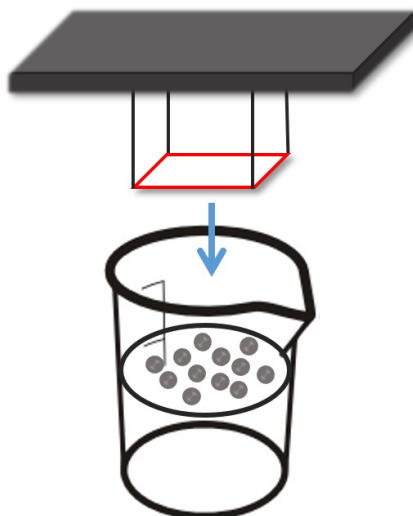


FIGURE 2.3 – En plongeant un cadre horizontal (en rouge) dans un récipient avec un radeau de particules au niveau de l'interface liquide-air, des films et des bulles chargés en particules sont générés.

Le cadre, en rouge sur le schéma 2.3, est composé d'un fil en chrome de $60\ \mu\text{m}$ de diamètre. Suivant la géométrie de film souhaitée, le cadre peut être rectangulaire, carré ou hexagonal. Pour les cadres rectangulaires, trois tailles différentes ont été utilisées. La valeur de la longueur $b = 15\ \text{mm}$ ne varie pas alors que les valeurs de la largeur, notée a , peuvent être les suivantes : $2\ \text{mm}$, $5\ \text{mm}$ ou $9\ \text{mm}$. Pour la géométrie carrée, un seul cadre, de côté $= 16\ \text{mm}$, a été utilisé. Finalement, la longueur de l'arête du cadre hexagonal est de $5\ \text{mm}$.

Le radeau de particules à l'interface liquide-air est créé en "saupoudrant" délicatement les particules. Bien que plus denses que le liquide, les particules s'adsorbent à l'interface grâce à leur hydrophobie en créant une monocouche.

Les films et les bulles chargés en particules sont générés grâce au même dispositif expérimental (2.3). En effet, si la masse de la portion du radeau de particules entraînée par le cadre lors de sa sortie du bain liquide est assez faible alors un film est créé. En revanche, si cette masse est élevée, une déstabilisation est observée. Elle consiste en un détachement de l'interface initialement entraînée par le cadre qui se referme sur elle-même créant ainsi une bulle chargée en particules (voir figure 2.4-b). Les paramètres qui font varier la masse du radeau de particules entraîné sont l'aire du cadre utilisé et la taille des particules. Pour une taille de particules par exemple, les films chargés sont créés en utilisant un petit cadre alors qu'un cadre plus grand sera nécessaire pour générer des bulles chargées. Les cadres ainsi utilisés pour créer les bulles chargées sont les suivants : les cadres rectangulaires de longueur $b = 15\ \text{mm}$ et de largeur $a = 5\ \text{mm}$ ou $a = 9\ \text{mm}$ et le cadre carré de côté égal à $16\ \text{mm}$. Le diamètre des bulles chargées obtenues par cette méthode est compris entre

2.4. Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

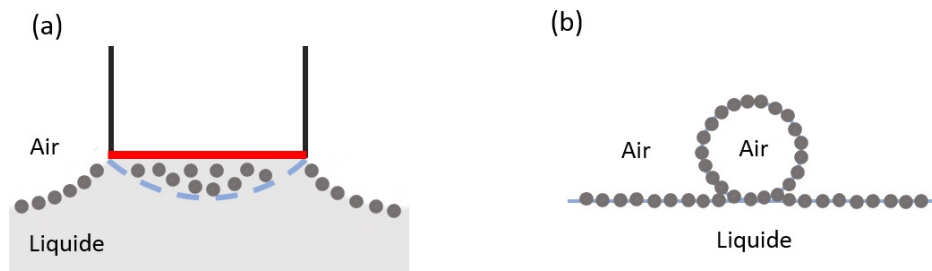


FIGURE 2.4 – Génération de bulles chargées en particules. (a) Coupe verticale au niveau de l'interface déformée lors du retrait du cadre. (b) Le film, trop lourd, se détache du cadre et se referme sur lui-même créant une bulle chargée en particules.

Solution de SDS	0.2% SDS g/g $\rho_L = 1000 \text{ kg/m}^3$ $\gamma \simeq 36 \text{ mN/m}$
Particules solides	Polystyrène $D_P = 40 \text{ }\mu\text{m}, 80 \text{ }\mu\text{m}, 140 \text{ }\mu\text{m}, 250 \text{ }\mu\text{m}, 315 \text{ }\mu\text{m} \text{ et } 590 \text{ }\mu\text{m}$ $\rho_P = 1050 \text{ kg/m}^3$ $\theta = 95^\circ \pm 10$
Cadres	Rectangulaire (longueur $b = 15 \text{ mm}$ et largeur $a = 2 \text{ mm}, 5 \text{ mm}$ ou 9 mm) Carré (côté=16 mm) Hexagonal (côté=5 mm)

TABLE 2.1 – Résumé des principales caractéristiques de la solution de SDS utilisée, des particules hydrophobes ainsi que des cadres.

$\sim 5 \text{ mm}$ et $\sim 10 \text{ mm}$ suivant le cadre utilisé. Après la description des matériaux utilisés et des méthodes de génération des films et des bulles chargées en particules, la partie suivante sera consacrée à leur structure.

2.4 Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

2.4.1 Configuration des particules : positionnement aux interfaces

2.4.1.1 Film liquide chargé en particules

Le montage expérimental présenté dans la figure 2.3 permet de générer des films de deux configurations différentes. La première configuration correspond au cas où le plan médian des particules solides se situe dans la phase liquide. Dans cette configuration,

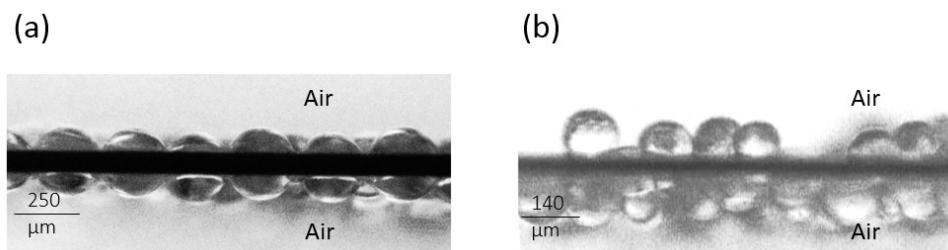


FIGURE 2.5 – Deux films liquides chargés en particules. (a) Configuration en monocouche. (b) Configuration en bicouche.

Diamètre (μm)	ρ (kg/m^3)	Masse (kg)	Configuration
40	1050	3.5210^{-8}	Bicouche
80	1050	2.8210^{-7}	Bicouche
140	1050	1.510^{-6}	Bicouche
125	2500	2.5610^{-6}	Monocouche
250	1050	8.610^{-6}	Monocouche
200	2500	1.0510^{-5}	Monocouche
315	1050	1.7210^{-5}	Monocouche
590	1050	1.1310^{-4}	Monocouche

TABLE 2.2 – Résumé des configurations obtenues pour différentes particules solides.

appelée monocouche, les particules sont liées aux deux interfaces liquide-air du film liquide (figure 2.5-a). Dans la seconde configuration, appelée bicouche, une particule ne peut être attachée qu'à une unique interface. Les particules tapissent ainsi le film liquide (figure 2.5-b). Pour une taille de particules, les films chargés ont toujours la même configuration quelle que soit la taille et la géométrie du cadre utilisé. D'après nos observations expérimentales, la configuration des particules ne dépend que de leur masse. Le tableau 2.2 présente la configuration dans des films chargés de particules en polystyrène ou en verre de différentes tailles.

Les grains qui composent le radeau de particules impactent l'interface liquide-air avant de s'y adsorber. Suivant leur masse, ils peuvent plus ou moins s'enfoncer dans la phase liquide. En conséquence, des particules ayant le même angle de contact peuvent se positionner différemment par rapport à l'interface liquide-air au repos si la ligne triple est ancrée au moment de l'impact. Ainsi, une fois adsorbée à l'interface, le plan médian des particules les moins pesantes sera surélevé par rapport au plan médian des particules les plus pesantes (voir figure 2.6). La ligne de contact étant supposée ancrée, le même positionnement par rapport aux interfaces est retrouvé au niveau du film liquide.

Par ailleurs, lors de la génération de films chargés en particules, l'interface autour du

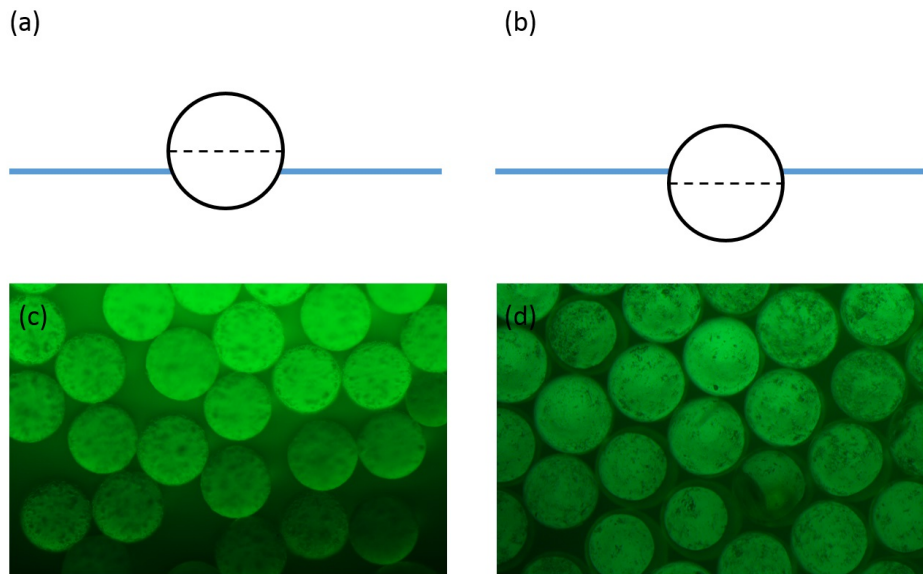


FIGURE 2.6 – Positionnement des particules à l'interface liquide-air. Le schéma en (a) correspond au cas d'une particule peu enfoncée dans la phase liquide alors que (b) représente le cas d'une particule plus lourde dont le plan médian est plus bas que l'interface liquide-air au repos (trait bleu). Cette représentation ne tient pas compte des ménisques qui peuvent se former autour des particules afin de satisfaire la condition d'angle de contact. (c) et (d) correspondent à des photos prises de dessus d'interfaces liquide-air recouvertes de particules de $140\ \mu\text{m}$ et $590\ \mu\text{m}$ respectivement sur un volume de liquide. De la fluorescéine a été rajoutée à la solution de SDS (1% g/g) pour faciliter l'observation. À cette concentration, la fluorescéine n'a aucun effet sur la tension de surface liquide-air de la solution de SDS. Les lignes de contact visibles uniquement sur (d) indiquent que les particules de $590\ \mu\text{m}$ sont plus enfoncées dans le liquide que les particules de $140\ \mu\text{m}$.

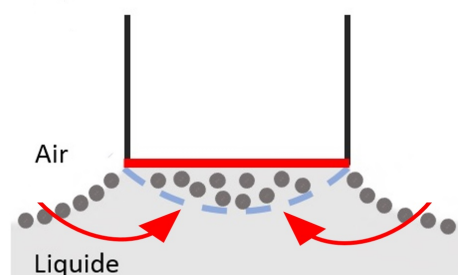


FIGURE 2.7 – L’interface autour du cadre se déforme puis se détache du bain liquide. Elle constitue ainsi l’interface inférieure du film chargé formé dans le cadre (ou l’interface extérieure dans le cas des bulles chargées).

cadre est également déformée (voir figure 2.4-(a)). Les films chargés peuvent donc être chargés en particules sur les deux interfaces liquide-air (supérieure et inférieure) car ils résultent de la fusion de tous les films déformés qui finissent par se détacher du bain liquide (voir figure 2.7).

Il est à signaler que la couverture en particules des deux interfaces liquide-air d’un film chargé en configuration bicouche n’est pas homogène. En effet, nous avons observé que la couverture en particules était plus importante au niveau de l’interface liquide-air supérieure. Il est possible que l’interface inférieure soit moins chargée car elle correspond à la partie périphérique de l’interface autour du cadre qui est étirée avant de fusionner avec la partie centrale pour créer le film liquide finale. L’étirement ayant pour conséquence une augmentation de l’aire de l’interface liquide-air dans cette zone, la couverture en particules y est donc plus faible.

Finalement, les arguments présentés pour expliquer les différentes configurations dans les films chargés en particules se basent sur des observations et restent qualitatifs. La masse d’une unique particule semble être le critère discriminant quant à la configuration des particules dans un film liquide. D’autres nombres adimensionnels peuvent être plus pertinents pour expliquer la transition entre la configuration monocouche vers la configuration bicouche. Le nombre de Bond qui correspond au rapport entre les forces gravitationnelles et la tension de surface ou bien le nombre d’Ohnesorge qui correspond au rapport entre les forces visqueuses et la tension superficielle couplée aux forces d’inertie peuvent être plus adéquats que la masse d’une particule unique. Une étude plus poussée où la tension de surface de l’interface liquide-air et la viscosité du liquide sont variées est nécessaire pour avoir une meilleure compréhension des phénomènes qui pilotent la position des particules dans un film liquide chargé.

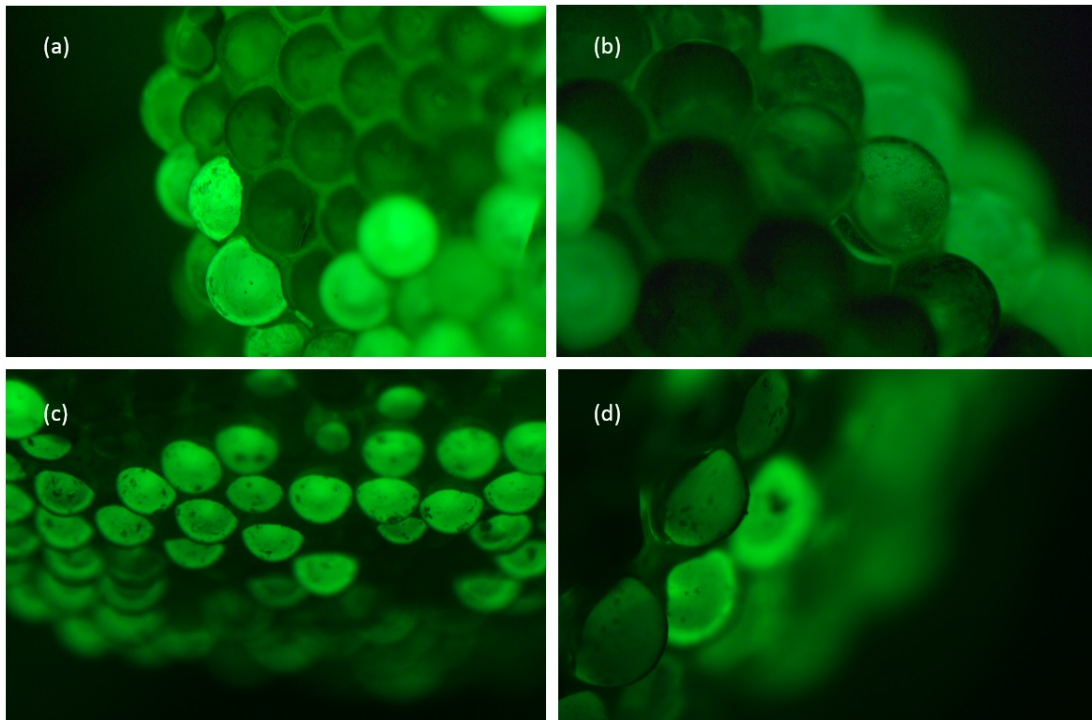


FIGURE 2.8 – Photos de bulles chargées en particules prises par un microscope binoculaire. Les particules sur (a) et (b) ont un diamètre égal à $590\ \mu\text{m}$ et les particules sur (c) et (d) ont un diamètre égal à $250\ \mu\text{m}$.

2.4.1.2 Bulles chargées en particules

Des bulles chargées en particules solides ont été observées à l'aide d'un microscope binoculaire afin de définir la position des particules dans le film liquide délimitant la bulle. De la fluorescéine a été rajoutée à la solution de SDS (1% g/g) pour faciliter l'observation des bulles chargées. À cette concentration, la fluorescéine utilisée n'a aucun effet sur la tension de surface liquide-air de la solution de SDS.

La position de la ligne de contact visible et proche du plan médian sur les particules solides de $250\ \mu\text{m}$, $315\ \mu\text{m}$ et $590\ \mu\text{m}$ indique que les particules sont organisées en monocouche. Quelques exemples de photos sont présentés dans la figure 2.8.

En revanche, l'observation au microscope des bulles chargées en particules de $140\ \mu\text{m}$ ne permet pas de trancher quant au positionnement des particules. La photo de gauche de la figure 2.9 montrent des particules plus ou moins nettes qui se superposent. Il est possible que cette photo corresponde à deux couches de particules l'une au-dessus de l'autre. Les lignes de contact proches du plan médian des particules suggèrent quant à elles une configuration en monocouche. L'observation des bulles chargées en particules de $140\ \mu\text{m}$ au microscope

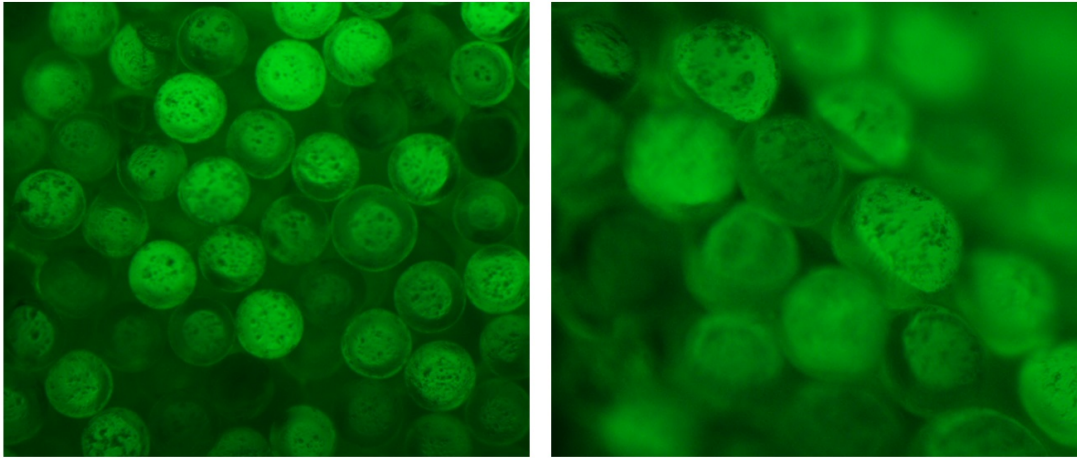


FIGURE 2.9 – Photos de bulles chargées en particules de 140 μm prises par un microscope binoculaire.

Diamètre des particules (μm)	Configuration des particules
140	Non définie
250	Monocouche
315	Monocouche
590	Monocouche

TABLE 2.3 – Résumé des configurations obtenues pour différentes particules solides dans le cas des bulles chargées.

binoculaire ne nous permet donc pas de définir la configuration des particules. Un récapitulatif des configurations des particules dans les bulles chargées est présenté dans le tableau 2.3.

2.4.2 Fraction surfacique des particules

Films chargés en particules

La couverture en particules des films est caractérisée par la fraction surfacique en particules notée φ . Elle s'écrit :

$$\varphi = \frac{\alpha N_p S_p}{2S_f} \quad (2.1)$$

Avec N_p le nombre de particules, S_p l'aire projetée d'une particule, S_f l'aire du film chargé et $\alpha = 2$ pour les films en monocouche et $\alpha = 1$ pour les films en bicouche. φ caractérise la couverture en particules des deux interfaces liquide-air qui composent le film chargé en particules. Dans le cas des films en monocouche, N_p est multiplié par deux car les particules pontent le film liquide et sont attachées aux deux interfaces liquide-air du film alors qu'en

2.4. Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

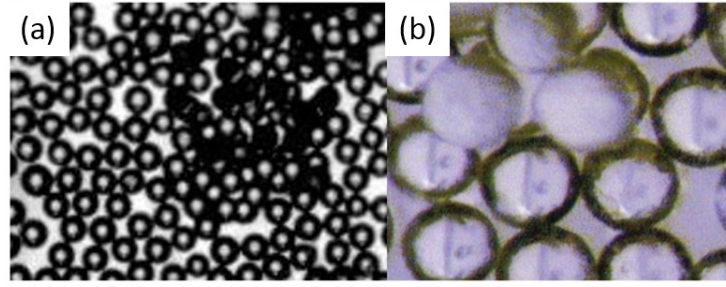


FIGURE 2.10 – Photos d'un film chargé en particules. (a) Vue de haut d'un film chargé de particules de $140\ \mu\text{m}$. (b) Photo prise avec un microscope binoculaire d'une région du film où les deux interfaces sont recouvertes de particules.

bicouche, chaque particule est attachée à une unique interface.

En exploitant les images prises avant d'effectuer les expériences, le nombre de particules présentes sur un film chargé peut être obtenu. Pour les films en monocouche, les critères permettant d'obtenir ce nombre sont le seuillage du niveau de gris et la circularité. La même méthode est utilisée pour les films en bicouche dans les parties où les particules ne sont présentes que sur une unique interface. Dans les parties où les deux interfaces liquide-air sont recouvertes en particules, les observations expérimentales (voir figure 2.10) laisse supposer qu'un empilement maximal est atteint. Finalement, le nombre total de particules dans un film en bicouche peut être écrit :

$$N_p = N_{pmono} + \frac{2S_{bi}\varphi_c}{S_p} \quad (2.2)$$

Avec N_{pmono} le nombre de particules dans les parties où une seule interface est recouverte, S_{bi} l'aire de la partie où les deux interfaces sont recouvertes de particules, $S_p = \frac{\pi D_p^2}{4}$ l'aire projetée d'une particule et $\varphi_c = 0.84$ la fraction surfacique maximale en particules que nous avons mesuré sur nos expériences et qui coïncide avec la fraction surfacique de jamming dans le cas d'un granulaire 2D [102, 58, 20].

Bulles chargées en particules

Contrairement aux films chargés, les bulles chargées en particules n'ont pas été systématiquement caractérisées par une fraction surfacique en particules. D'une part, leur géométrie sphérique ne permet pas de déduire le nombre exact de particules présentes sur une bulle à partir des photos prises de côté et de dessus. D'autre part, les photos des bulles chargées en particules montrent que la couverture en particules varie peu d'une bulle à l'autre. En effet, les particules qui tapissent les bulles semblent s'arranger suivant l'empilement hexagonal (voir 2.11).

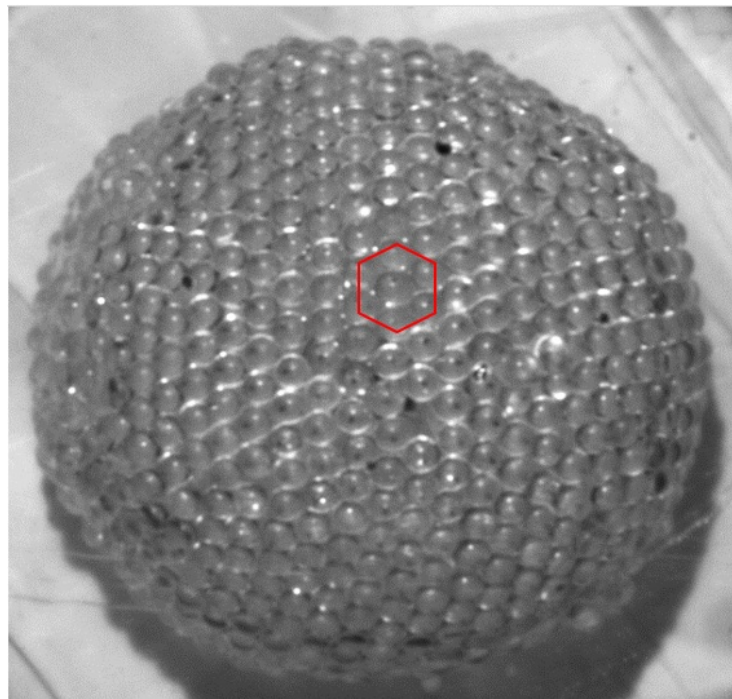


FIGURE 2.11 – Vue de dessus d’une bulle chargée en particules de $590\ \mu\text{m}$. Les particules s’arrangent suivant l’empilement hexagonal.

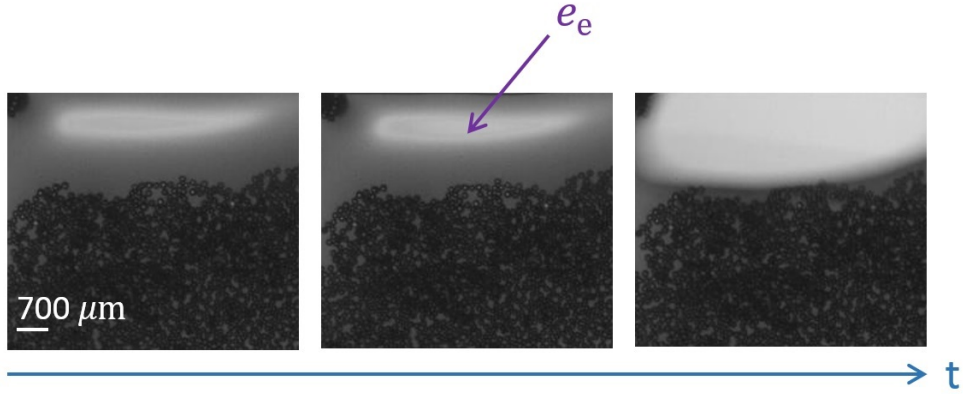


FIGURE 2.12 – Photos successives montrant l’amincissement d’un film liquide coloré qui finit par éclater (dernière photo).

2.4.3 Épaisseur du film liquide entre les grains

2.4.3.1 Film liquide chargé en particules

L’épaisseur du film liquide entre les grains a été mesurée grâce à deux techniques : l’interférométrie optique et l’absorbance de la lumière.

Dans un premier temps, un spectromètre en réflexion (Ocean Optics USB2000+) a été utilisé. En plaçant une source de lumière blanche sous un film liquide horizontal, l’intensité en fonction de la longueur d’onde est obtenue toute les secondes. L’épaisseur du film liquide étant proportionnelle aux longueurs d’ondes pour lesquelles les intensités sont maximales, elle est calculée à partir des courbes d’intensité (voir Annexe A). Il a été observé expérimentalement que les films liquides (solution de SDS à la CMC) éclatent spontanément dès que leur épaisseur atteint une valeur critique notée e_e . La valeur mesurée $e_e = 440 \text{ nm} \pm 43$ est indépendante de la taille et de la géométrie des cadres utilisés.

Par la suite, une seconde technique est utilisée. Elle est basée sur l’absorption de la lumière. Pour un film liquide coloré, le niveau de gris, exprimé en terme d’intensité I s’écrit grâce à la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 e^{-\alpha e} \quad (2.3)$$

Avec I_0 l’intensité de la lumière incidente sans film liquide présent, α le coefficient d’absorption en m^{-1} et e l’épaisseur du film liquide. En enregistrant l’éclatement d’un film liquide coloré, le niveau de gris correspondant à e_e est obtenu permettant ainsi de déduire la valeur de α (voir figure 2.12). La concentration du colorant (Bleu brillant FCF, Fluo-technik) ajouté à la solution de SDS est de 0.5 g/L. Aucun effet du colorant sur la tension de surface liquide-air ni sur l’angle de contact des particules n’a été observé.

En combinant l’interférométrie et la technique basée sur l’absorbance de la lumière, l’épaisseur des films liquides a été déduite. Pour des films liquide nus (sans particules),

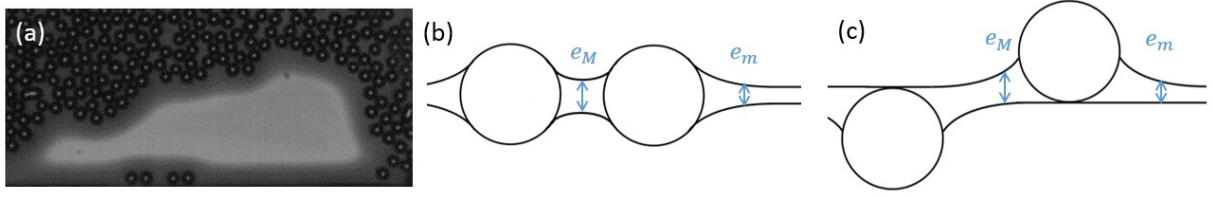


FIGURE 2.13 – (a) Variation d'épaisseur dans un film coloré chargé en particules de $250 \mu\text{m}$. (b) et (c) sont des vues de côté schématiques de l'épaisseur du film liquide entre les particules en monocouche et en bicouche respectivement.

l'épaisseur, qui ne varie pas d'un cadre à l'autre, est de $e = 45 \mu\text{m} \pm 5$. Cette épaisseur est constante sur la durée expérimentale ~ 10 s. En revanche, l'épaisseur des films chargés en particules solides est hétérogène (voir figure 2.13-a). Au voisinage des régions recouvertes de particules, l'épaisseur du film liquide est $e_M \simeq 45 \mu\text{m}$ alors qu'elle ne vaut que $e_m \simeq 5 \mu\text{m}$ ailleurs. Cette hétérogénéité pourrait être attribuée aux ménisques autour des particules. En effet pour tenter de satisfaire la condition d'angle de contact dans le cas d'un réservoir fini de liquide, le fluide est pompé des zones sans particules vers les zones avec particules (voir figure 2.13-b et c). Stocco et al [87] ont également observé que la présence de particules (nanométriques) dans un film liquide augmentait considérablement son épaisseur.

2.4.3.2 Bulles chargées en particules

La méthode présentée dans la partie précédente ne peut pas être utilisée pour estimer l'épaisseur du film liquide entre les particules solides dans le cas des bulles chargées à cause de la courbure non nulle des films. Étant générées à l'aide du même dispositif expérimental, nous considérerons dans la suite que l'épaisseur du film liquide entre les particules dans une bulle chargée est du même ordre de grandeur ($\sim 45 \mu\text{m}$) que l'épaisseur de liquide dans le cas des films chargés plans.

2.4.4 Attraction entre particules

Des particules qui flottent au niveau d'une interface liquide-air auront tendance à se rapprocher sous l'effet de la capillarité (voir 1.3.3.1). Lors de nos expériences, nous observons que les particules s'attirent et forment des agrégats lorsqu'elles sont présentes à l'interface liquide-air du récipient mais également lorsqu'elles sont au niveau du film liquide. À cause du nombre différent d'interfaces liquide-air, les forces interparticulaires mises en jeu dans le cas de particules faisant partie d'un film liquide devraient être différentes de celles qui interviennent dans le cas de particules qui flottent à une interface liquide-air. Le positionnement des particules au niveau du film liquide (attachement à 1 ou à 2 interfaces liquide-air) est également un autre paramètre dont doivent dépendre ces forces d'interaction.

2.4. Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

Nous présentons dans cette partie les résultats d'expériences qui ont consisté à filmer le rapprochement de deux particules présentes au niveau d'une interface liquide-air ou au niveau d'un film liquide. Un récipient cylindrique de rayon = 47 mm et de hauteur = 30 mm a été utilisé dans le cas d'une expérience à interface unique. Pour le reste des expériences, le film est rectangulaire de dimensions $a = 5$ mm et $b = 15$ mm. Les particules de diamètre = 140 μm , 250 μm et 590 μm ont été utilisées. Il est à noter que pour les expériences sur le film, les particules ne sont pas placées sur le film liquide après sa création. Nous commençons par déposer deux particules sur l'interface liquide-air et nous utilisons par la suite la méthode présentée dans 2.3 pour générer un film chargé (de deux particules). Cette méthode permet aux deux particules d'avoir la même position par rapport aux interfaces liquide-air que dans les films plus couverts en particules créés dans des conditions similaires (même taille de particules et de cadre). La figure 2.14 montre un exemple des images que nous obtenons.

En traitant les enregistrements vidéo à l'aide du logiciel ImageJ, nous extrayons la distance qui sépare les deux particules en fonction du temps. Les résultats expérimentaux pour les trois tailles de particules (140, 250 et 590 μm) sont présentés dans la figure 2.15 dans le cas de l'interface liquide-air unique et du film liquide.

Les courbes présentées sur chacun des graphiques de la figure 2.15 font intervenir les mêmes ordres de grandeur en termes de distance et de temps mais ne se confondent pas. Cette dispersion est probablement due au fait que les expériences d'attraction sont très sensibles à la circulation de l'air environnant, aux vibrations et à la convection thermique [24]. Dans le cas du film, les écoulements de fluide peuvent également être responsables de la non-reproductibilité des expériences. En conséquence, l'exploitation de ces courbes se limitera à identifier les paramètres dont dépend l'attraction entre les particules et à dégager les tendances majeures.

La forme des courbes et la comparaison de l'ordre de grandeur des distances et des temps expérimentaux de la figure 2.15 pour les différentes tailles de particules dans le cas d'une interface liquide-air unique et du film liquide permettent de dégager trois tendances principales :

- La vitesse de rapprochement augmente lorsque la distance entre les particules diminue. Cet effet est plus prononcé lorsque les particules sont à l'interface plutôt que dans le film.
- Pour une même distance entre particules et pour des particules de même diamètre, la vitesse de rapprochement des particules dans un film est plus grande que pour des particules placées à une interface.
- La vitesse de rapprochement augmente avec la taille des particules quel que soit le nombre d'interfaces mises en jeu (interface liquide-air unique ou deux interfaces liquide-air pour le film liquide).

Nous déterminons les vitesses expérimentales d'attraction grâce aux courbes de la distance en fonction du temps. Un exemple est présenté dans la figure 2.16. La vitesse décroît lorsque la distance entre les particules augmente. Cette observation est en accord avec les expériences et le modèle théorique développé par Dalbe et al [24] pour décrire l'attraction

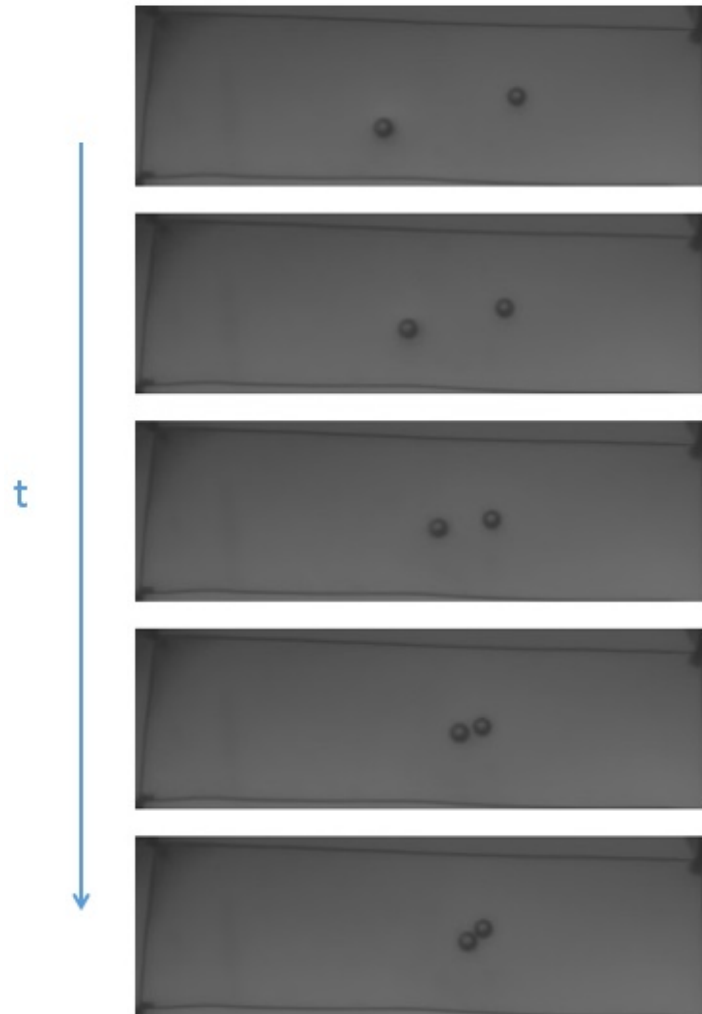


FIGURE 2.14 – Photos successives de deux particules de 590 μm qui se rapprochent. Cette expérience est effectuée avec un film et les images sont enregistrées toutes les 30 ms.

2.4. Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

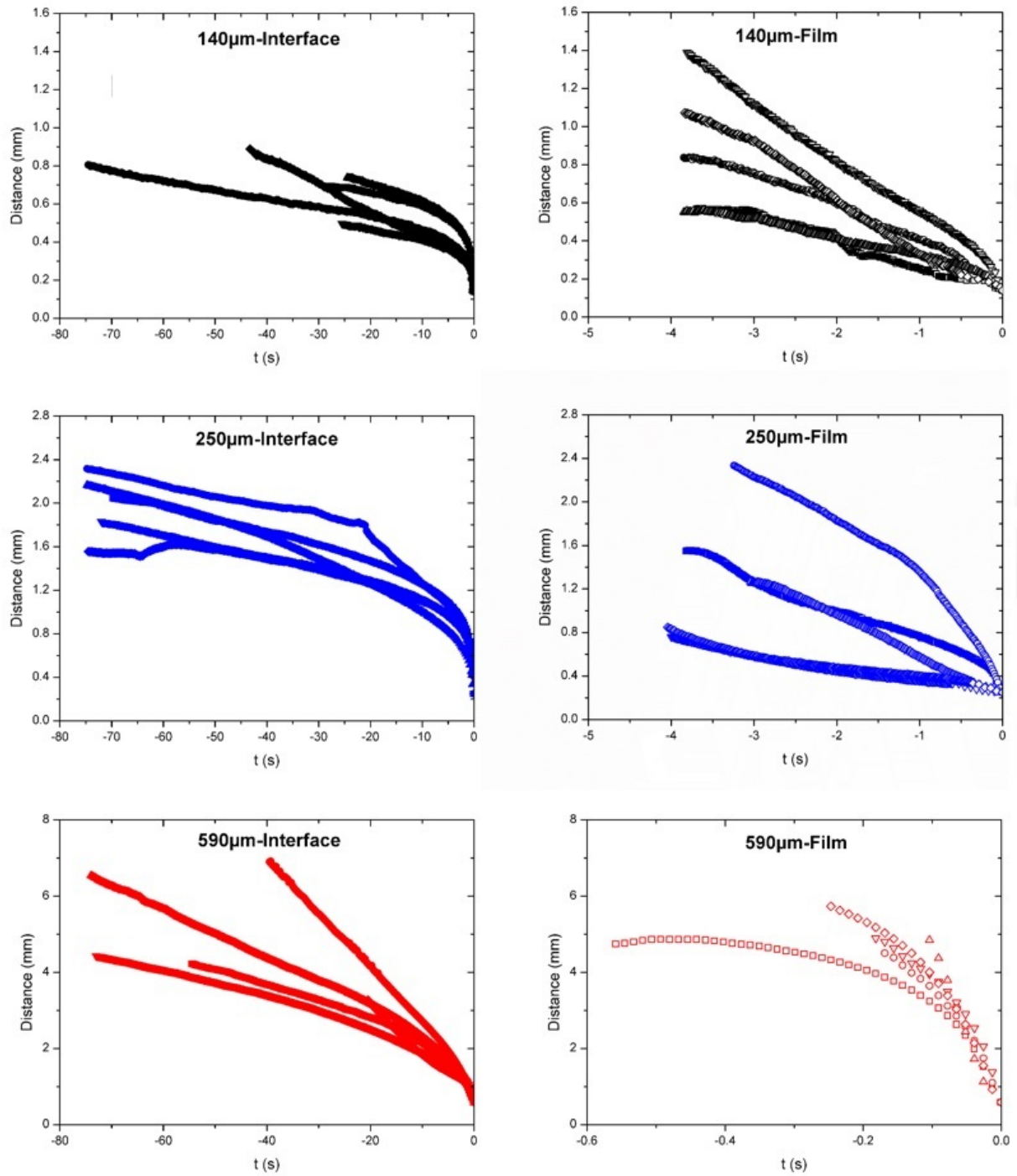


FIGURE 2.15 – Distance entre deux particules qui s'attirent en fonction du temps pour différentes tailles de particules. Les particules, de différentes tailles sont placées à l'interface liquide-air ou au niveau d'un film liquide. L'abscisse à l'origine $t = 0$ est choisie pour correspondre à l'instant où les particules se touchent. Les différentes courbes sur chaque graphique correspondent à différentes expériences.

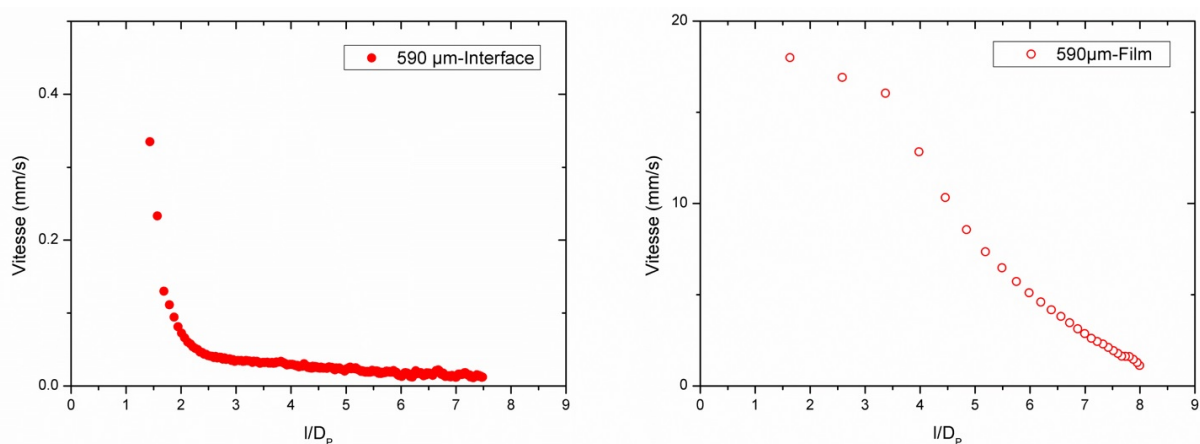


FIGURE 2.16 – Vitesse d’approche de particules de $590\ \mu\text{m}$ en fonction de l/D_P avec l la distance qui sépare les particules et D_P le diamètre des particules.

de deux particules sur une interface liquide-air. La vitesse d’attraction théorique a été obtenue en considérant la force de traînée visqueuse et la force que subissent les particules à cause des ménisques. Nous observons également sur la figure 2.16 que la portée de ces interactions est de l’ordre de deux diamètres pour les particules aux interfaces alors qu’elle est beaucoup plus importante dans le cas du film. Cela montre que les interactions dans le cas du film sont différentes de celles qui interviennent dans le cas d’une interface.

La figure 2.16 permet également de voir que la vitesse des particules dans le film est beaucoup plus élevée (~ 50 fois plus élevée) que la vitesse au niveau de l’interface liquide-air. L’attraction de deux particules attachées à une interface liquide-air est due à la déformation de l’interface par les ménisques. Dans le cas du film liquide, la déformation concerne deux interfaces liquide-air. Mettre au contact deux particules doit vraisemblablement minimiser l’aire déformée par les particules. En outre, la force de traînée est également très différente et bien moindre pour le film. On s’attend donc à ce que l’attraction dans le cas du film liquide soit plus importante.

Enfin, la longueur sur laquelle le ménisque autour d’une particule relaxe et rejoint le niveau de l’interface au repos augmente avec la taille des particules. Si les interactions attractives sont plus importantes pour les plus grandes perturbations, alors cela explique que la vitesse d’approche augmente avec la taille des particules.

La formation d’agrégats dans les films chargés en particules résulte donc des interactions interparticulaires que nous avons caractérisées. La partie suivante sera consacrée à la description de la structure locale des films chargés en particules après la création de ces agrégats.

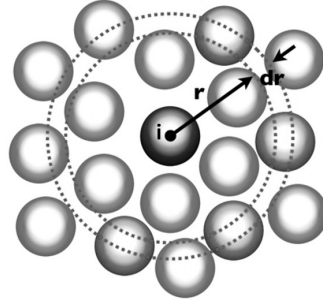


FIGURE 2.17 – La distance qui sépare la particule i des particules situées entre les cercles en pointillés est comprise entre r et $r + dr$. Figure adaptée de wikipedia.org

2.4.5 Structure locale d'un film chargé en particules : fonction de corrélation de paires

La structure locale des films plans chargés en monocouche est sondée à l'aide de la fonction de corrélation de paires $g(r)$. Cette fonction permet de décrire comment la densité varie en fonction de la distance d'une particule de référence placée en O . Pour un milieu homogène et isotrope, la densité locale moyenne à une distance r de la particule de référence s'écrit $\rho g(r)$ avec $\rho = \frac{N}{V}$ pour un milieu 3D ou $\rho = \frac{N}{S}$ pour un milieu 2D avec N le nombre total des particules, V le volume du milieu 3D et S l'aire du milieu 2D.

En 2D, $g(r)$ peut ainsi être définie par :

$$g(r) = \frac{1}{2\pi r dr N \rho} \sum_i^N n_i(r) \quad (2.4)$$

Avec $n_i(r)$ le nombre de particules situées à une distance comprise entre r et $r + dr$ de la particule i (voir figure 2.17).

Pour r assez grand, le nombre de particules situées dans l'anneau compris entre les cercles de rayon r et $r + dr$ est proche de $2\pi r dr \rho$. $g(r)$ tend donc vers 1 pour les grandes valeurs de r .

Il est à noter que les particules proches des bords ont moins de voisines distantes que celles placées au centre. Deux moyens permettent de remédier à cela : exclure les particules proches des bords ou bien supposer des conditions périodiques aux bords.

Pour calculer la fonction de corrélation de paires des films chargés en particules, nous avons utilisé une macro sous le logiciel de traitement d'images "ImageJ" développée par Paul Baggethun. Un exemple des résultats obtenus est présenté dans la figure 2.18.

Grâce aux courbes de la figure 2.18, nous pouvons comparer les structures des deux films chargés en particules à $\varphi = 0.39$ et $\varphi = 0.83$ respectivement.

D'une part, nous observons que pour le film le moins chargé les deuxième et troisième pics de la courbe $g(r)$ sont décalés vers des valeurs plus grandes de $\frac{r}{D_p}$ par rapport au film le plus chargé. Cela est dû à la structure moins compacte du film le moins chargé en

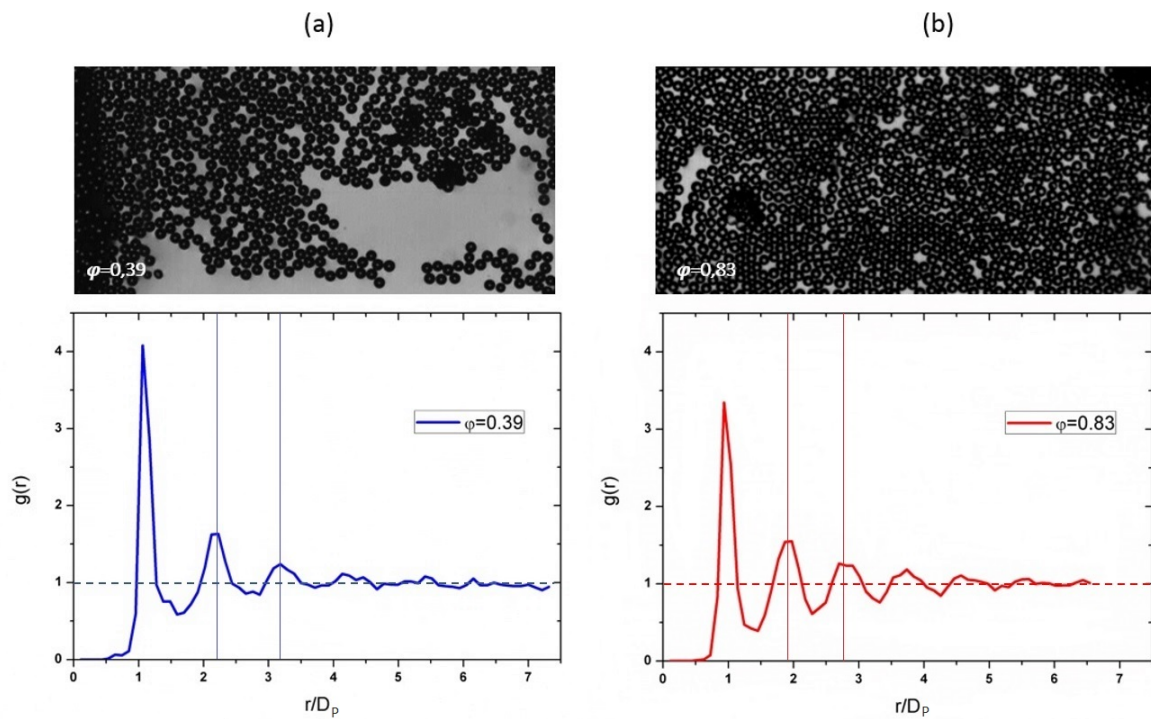


FIGURE 2.18 – (a) et (b) présentent deux films chargés en particules de $250 \mu\text{m}$ à différentes fractions surfaciques φ et leur fonction de corrélation de paires $g(r)$ en fonction de la distance r normalisée par le diamètre D_P d'une particule.

2.4. Structure et caractérisation d'objets chargés en particules

particules. En effet, pour ce film, les particules sont plus espacées qu'elles ne le sont pour le film chargé à $\varphi = 0.83$: le second, le troisième et les voisins suivants sont ainsi situés à une distance plus grande que dans le cas du film fortement chargé.

Par ailleurs, la couverture en particules d'un film chargé est hétérogène à faible fraction surfacique en particules. En effet, des îlots d'agrégats se forment alors que les autres régions du film restent complètement nues (voir figure 2.18-a). Localement, la structure des films est donc peu variable à petite échelle (2 ou 3 particules) quel que soit φ . En conséquence, la variation de la densité locale moyenne $\rho_l(r)$ est petite par rapport à la variation de φ . Sachant que $\rho_l(r)$ correspond au produit de $g(r)$ et de la densité globale $\rho \propto \varphi$, l'amplitude du premier pic pour les films à faible φ est plus grande que celle des films à φ élevée.

Chapitre 3

Films chargés en particules

Ce chapitre sera consacré aux films chargés en particules. Les expériences menées et les observations qualitatives seront décrites dans un premier temps. Les résultats expérimentaux seront par la suite discutés en termes d'inertie, de capillarité, de viscosité et de rigidité à la flexion.

Sommaire

3.1	Expériences sur les films chargés	79
3.2	Observations expérimentales	80
3.2.1	Éclatement de films chargés	80
3.2.1.1	Films en monocouche	80
3.2.1.2	Films en bicouche	82
3.2.2	Rétraction "guidée" des films chargés	83
3.2.2.1	Trajectoire du barreau mobile lors de la rétraction du film	84
3.2.2.2	État final	84
3.2.3	Récapitulatif	87
3.3	Dynamique de rétraction des films chargés en particules	88
3.3.1	Vitesses expérimentales	88
3.3.2	Modèle de Taylor-Culick modifié	88
3.3.3	Forces dissipatives et limites du modèle de Taylor-Culick	95
3.4	Viscosité effective d'un film chargé en monocouche	97
3.4.1	Mesure du champ de vitesse locale par PIV	99
3.4.2	Diffusion de la quantité de mouvement par viscosité équivalente : modélisation 2D	102
3.4.2.1	Contraintes dans un film chargé en particules	102
3.4.2.2	Equation de diffusion de la quantité de mouvement dans un film chargé	103
3.4.2.3	Solution de l'équation de diffusion de la quantité de mouvement dans un film chargé : comparaison entre profils théoriques et expérimentaux	106

Chapitre3. Films chargés en particules

3.4.3	Divergence de la viscosité et structure locale des particules	107
3.4.3.1	Viscosité cinématique expérimentale en fonction de φ .	107
3.4.3.2	Structure locale d'un film chargé en particules : nombre de contact par particule et comparaison à un modèle de sphères dures	108
3.4.4	Viscosités effectives : origines de la dissipation d'énergie	110
3.4.4.1	Modélisation des dissipations visqueuses dans la phase liquide et comparaison aux viscosités expérimentales . .	110
3.4.4.2	Viscosité dynamique d'un film nu-Contribution des interfaces	112
3.4.4.3	Comparaison des viscosités effectives des films chargés au modèle de Krieger-Dougherty	112
3.4.5	Forces visqueuses et déviation du modèle de Taylor-Culick	113
3.4.5.1	Force visqueuse par unité de longueur F_v	113
3.4.5.2	L'origine visqueuse des dissipations dans un film chargé	114
3.4.6	Conclusion	115
3.5	Flambement des films chargés	116
3.5.1	Description qualitative du flambement des films chargés	117
3.5.2	Origine élastique du flambement des films chargés en particules .	117
3.5.3	Description quantitative du flambement des films chargés	120
3.5.4	Estimation de la rigidité à la flexion des films chargés en particules	123
3.6	Bilan énergétique et prédiction de l'état final	125
3.7	Conclusion	128

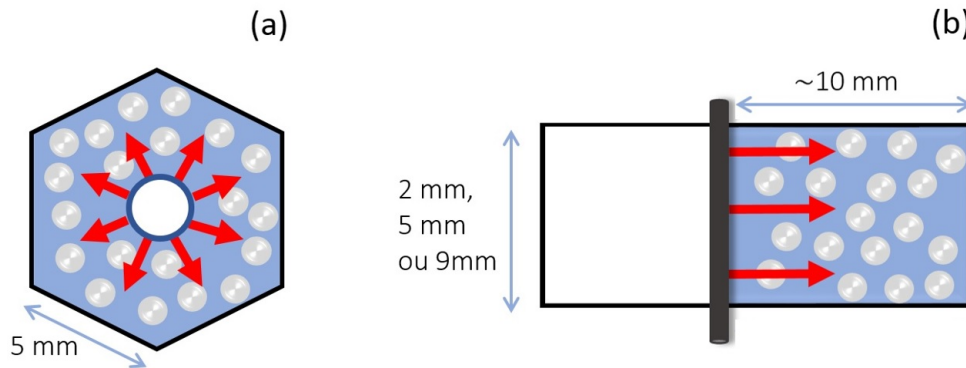


FIGURE 3.1 – Schéma d’une expérience d’éclatement (a) et d’une expérience de rétraction (b).

3.1 Expériences sur les films chargés

Deux types d’expériences ont été effectués sur les films liquides chargés en particules solides. La première expérience consiste en l’éclatement d’un film hexagonal chargé en particules solides à l’aide d’un papier absorbant. La seconde expérience concerne les films rectangulaires horizontaux. Un barreau cylindrique creux est déposé sur les fils qui composent le cadre séparant le film en deux parties : l’une chargée en particules et l’autre nue. La partie nue est par la suite percée à l’aide d’un papier absorbant entraînant la rétraction du bord lié au barreau sous l’effet de la tension de surface. Le film liquide nu est percé au plus proche du barreau afin d’éviter l’accumulation de liquide sur le barreau (voir figure 3.1). La longueur, le diamètre et la masse du barreau sont les suivants : 1.6 cm, 0.6 mm et 0.01 g. Toutes les expériences sont filmées à l’aide d’une caméra rapide (Photron) placée au-dessus des films chargés. Nous avons fait varier la fréquence d’acquisition entre 1000 et 3000 fps.

Ces deux expériences peuvent être considérées comme des expériences avec des conditions différentes au bord de rétraction. Dans le cas de l’expérience d’éclatement, le bord de rétraction est libre alors qu’il est contraint car solidaire au barreau dans l’autre cas.

Les expériences de rétraction avec différentes conditions au bord permettent d’étudier la réponse des films chargés à des sollicitations auxquelles les films de savon sont exposés dans une mousse qui vieillit. En effet, lors de la coalescence (section 1.2.2.1) : les films éclatent. Leur aire est par ailleurs réduite au point de disparaître lors du mûrissement (section 1.2.2.1) et des réarrangements topologiques T1 et T2 (section 1.2.2.2).

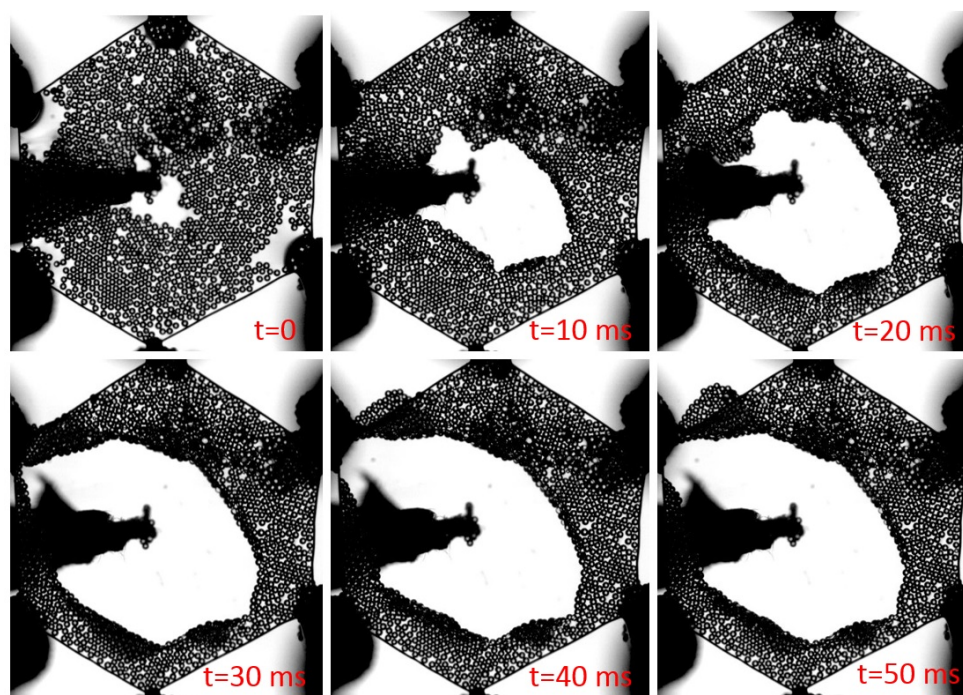


FIGURE 3.2 – Photos successives de l'éclatement d'un film en monocouche chargé en particules de $250\ \mu\text{m}$.

3.2 Observations expérimentales

3.2.1 Éclatement de films chargés

Des comportements différents ont été observés suivant la configuration des particules dans les films chargés (2.4.1.1). Les films en bicouche ont un comportement qualitativement similaire à celui des films de savon alors que les films en monocouche présentent des particularités.

3.2.1.1 Films en monocouche

Un film de savon éclate de manière régulière et isotrope. La vitesse d'expansion du trou est constante. Par ailleurs, le liquide étant collecté dans un bourrelet au bord de rétraction, aucun écoulement radial n'est observé (section 1.1.5.3). Les expériences d'éclatement sur des films en monocouche montrent un comportement radicalement différent.

La figure 3.2 présente des photos prises à intervalle régulier de l'éclatement d'un film chargé en monocouche. Les photos montrent des bords de rétraction irréguliers. En effet l'expansion du trou est anisotrope et intermittente. De plus, l'ouverture du trou finit par s'arrêter. Le film chargé de particules ne disparaît pas complètement à l'état final.

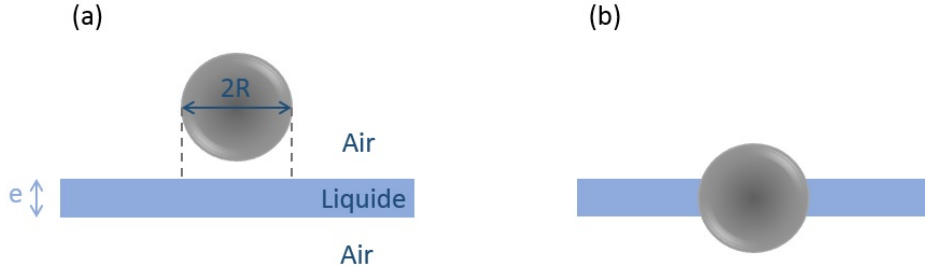


FIGURE 3.3 – L'énergie d'attachement d'une particule en monocouche est calculée en comparant les états énergétiques sur (a) et (b).

Dans la configuration monocouche, les particules pontent les deux interfaces liquide-air du film liquide. En se positionnant ainsi, elles empêchent la croissance verticale du bourrelet observée pour les films de savon nus. Ainsi, un bourrelet ne peut se former en monocouche que si les particules sont éjectées lors de l'éclatement du film. L'éjection d'une particule en monocouche nécessite un apport énergétique supérieur à son énergie d'attachement notée ΔE_a (1.21). Cette énergie d'attachement peut être estimée en comparant les énergies libres de deux systèmes : le premier correspondant au cas où la particule et le film liquide sont séparés (voir figure 3.3-a) et le second correspondant à la situation où le plan médian de la particule est dans le film liquide (voir figure 3.3-b). En négligeant les ménisques autour des particules, l'énergie dans le premier cas correspond à : $4\pi R^2\gamma_{SG} + 2\pi R^2\gamma_{LG}$ alors l'énergie dans le second cas est la suivante : $4\pi R(R - \frac{e}{2})\gamma_{SG} + 2\pi Re\gamma_{SL}$ avec γ_{SG} , γ_{SL} , γ_{LG} les tensions de surfaces des interfaces solide-gaz, solide-liquide et liquide gaz respectivement. En simplifiant grâce à la loi de Young Dupré (1.3.2.1), l'énergie d'attachement s'écrit : $\Delta E_a = 2\pi R(R + e\cos\theta)\gamma_{LG}$ avec e l'épaisseur du film liquide, R le rayon de la particule, θ l'angle de contact à l'équilibre entre la particule et le liquide. Nous rappelons que l'angle de contact des particules dans le film ne correspond pas exactement à l'angle de contact à l'équilibre sinon le film éclaterait. La mesure de l'angle de contact à l'équilibre θ nous permet d'exprimer γ_{SG} et γ_{SL} en fonction de γ_{LG} .

Pour notre système où $e = 45 \mu\text{m}$, $R = 125 \mu\text{m}$, $\theta = 95^\circ$ et $\gamma_{LG} = 36 \text{ mN/m}$ on trouve $\Delta E_a \simeq 3 \cdot 10^{-9} \text{ J}$. Pour des particules microniques, l'agitation thermique $\frac{kT}{2} \sim 2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ est négligeable par rapport à l'énergie d'attachement. En revanche, lors de l'expansion du trou, les particules au bord de rétraction acquièrent de l'énergie cinétique E_c . La vitesse du bord de rétraction, mesurée à partir de nos expériences, est de l'ordre de $\sim 0.1 \text{ m/s}$. Avec cette valeur, $\frac{\Delta E_a}{E_c} \simeq 25$. Cet attachement irréversible des particules est cohérent avec la non éjection de particules lors de l'expansion du trou.

Par ailleurs, lors de l'éclatement d'un film en monocouche, l'ouverture se fait en fracturant le film chargé. À la fin d'une expérience d'éclatement d'un film en monocouche, les régions autour du trou sont courbées et pendent (voir 3.2 à $t = 50 \text{ ms}$).

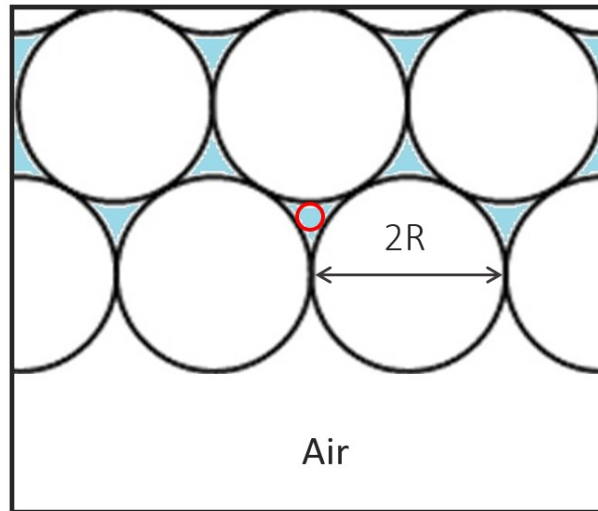


FIGURE 3.4 – Empilement compact hexagonal des particules au niveau du bord de rétraction lors d'une expérience d'éclatement.

En monocouche, l'expansion du trou résulte des ruptures successives des ponts capillaires entre les particules. Cette rupture devient énergétiquement défavorable à forte concentration en particules. En effet, au voisinage du bord de rétraction, la fraction surfacique en particules augmente. Si l'arrangement compact hexagonal est atteint, seuls des trous dont le rayon r ne dépasse pas $(\frac{2}{\sqrt{3}} - 1)R \simeq 20 \mu\text{m}$ peuvent être créés entre les particules (voir figure 3.4). Grâce à des considérations énergétiques, De Vries [27] prédit qu'un trou créé dans un film de savon ne s'élargit que si le rapport de son rayon par rapport à l'épaisseur du film liquide dépasse ~ 0.3 . Pour nos expériences, $\frac{r}{e} \simeq 0.4$ est du même ordre de grandeur que la valeur critique. De plus, lors d'une expérience d'éclatement, l'épaisseur du film liquide est susceptible d'augmenter au niveau du bord rendant $\frac{r}{e}$ encore plus petit. Cet état bloqué (résistance du film à l'expansion du trou) dépend de la couverture locale des particules et ne peut donc pas être prédit par la fraction surfacique globale φ définie dans 2.4.2.

3.2.1.2 Films en bicouche

Contrairement aux films en monocouche, les films en bicouche éclate de manière régulière dans l'espace et dans le temps. Un bourrelet apparaît au niveau du bord de rétraction (bordure foncée sur la figure 3.5) et la vitesse d'ouverture du film, mesurée grâce aux enregistrements vidéo, est constante et varie entre 0.4 m/s et 1.4 m/s d'une expérience à l'autre. L'expansion du trou n'est par ailleurs jamais bloquée quel que soit φ . Toutes ces observations sont qualitativement cohérentes avec l'éclatement d'un film de savon nu. Lors d'une expérience d'éclatement d'un film en bicouche, plusieurs particules sont éjectées. Dans cette configuration, les particules ont une énergie d'attachement plus faible que

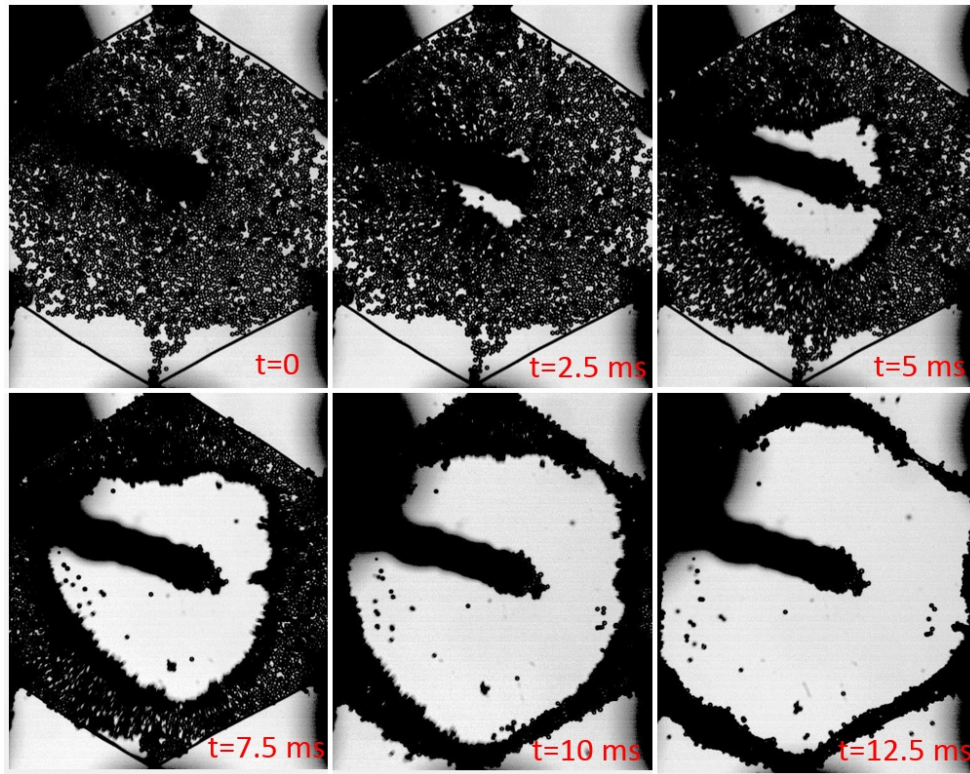


FIGURE 3.5 – Photos successives de l'éclatement d'un film en bicouche chargé en particules de $140\ \mu\text{m}$.

celle calculée précédemment car elles ne sont ancrées qu'au niveau d'une interface unique. De plus, la dynamique d'ouverture étant beaucoup plus rapide en bicouche qu'en monocouche, l'énergie cinétique des particules au bord de rétraction est plus élevée dans cette configuration favorisant ainsi l'éjection des particules. Dans ce cas, $\frac{\Delta E_a}{E_c}$ varie entre ~ 0.1 et 5 suivant la taille des particules.

3.2.2 Rétraction "guidée" des films chargés

Contrairement aux expériences d'éclatement, le comportement qualitatif des films chargés en particules lors des expériences de rétraction avec barreau mobile ne dépend pas de la configuration des particules. Pour les films en monocouche ainsi que ceux en bicouche, la dynamique est régulière avec une vitesse de rétraction constante. La valeur de la vitesse varie entre $0.1\ \text{m/s}$ et $0.5\ \text{m/s}$ d'une expérience à l'autre. Des plis peuvent par ailleurs être observés au voisinage du barreau lors de sa rétraction. Cette instabilité sera discutée dans la section 3.5. Enfin, le film chargé peut résister dans certains cas à la compression et arrêter l'avancée du barreau. Les observations expérimentales concernant cet état final seront présentées dans la section 3.7 et son origine physique dans la section 3.6.

3.2.2.1 Trajectoire du barreau mobile lors de la rétraction du film

Cette partie est consacrée à la description de la trajectoire du barreau lors de la rétraction du film chargé. Grâce aux enregistrements vidéo lors des expériences de rétraction, nous pouvons accéder à la position du barreau en fonction du temps. Cette mesure nous a permis de déduire que quelles que soient la configuration des particules dans le film chargé et la fraction surfacique φ , la rétraction du barreau passe par trois régimes :

- Le premier régime est un régime d'accélération. Quelle que soit la fraction surfacique φ du film chargé, toutes les trajectoires "se superposent" comme on peut le voir sur l'encart de la figure 3.6. Nous verrons par la suite que l'accélération pendant ce régime est constante. En effet, la distance parcourue par le barreau en fonction du temps peut être décrite par une parabole.
- Pendant le second régime, dit régime permanent, la vitesse du barreau est constante. La distance parcourue par le barreau en fonction du temps peut être décrite par une droite. La vitesse dans ce régime dépend de φ contrairement au régime d'accélération. Cette dépendance sera expliquée dans la partie 3.3.
- Le dernier régime est un régime de décélération avant l'arrêt du barreau.

Après la description qualitative de la dynamique des expériences de rétraction, nous allons nous intéresser à l'état final de ces expériences dans la partie suivante.

3.2.2.2 État final

À la fin d'une expérience de rétraction, deux états sont possibles :

- L'état non bloqué où le film chargé disparaît complètement à la fin d'une expérience de rétraction. Comme pour un film de savon nu, le barreau continue d'avancer jusqu'à atteindre le bord du cadre qui maintient le film chargé (voir figure 3.7-a).
- L'état bloqué où le film chargé résiste à la rétraction du bord lié au barreau sous l'effet de la tension de surface en arrêtant son avancée avant qu'il n'atteigne le bord du cadre (voir figure 3.7-b)

Ces deux états finaux ont été observés dans les deux configurations de particules (monocouche et bicouche). En revanche, l'état final peut être prédit grâce à deux paramètres : le rapport de la longueur initiale du film chargé par rapport à sa largeur $\frac{b}{a}$, et la fraction surfacique en particules φ .

Sur la figure 3.8, les états bloqués sont bien séparés des états non bloqués. En effet, les films chargés semblent résister à la compression induite par l'avancée du barreau si leur fraction surfacique initiale est supérieure à ~ 0.4 et si le rapport de leur longueur initiale b par rapport à la largeur a dépasse ~ 1 . Ces valeurs critiques ne semblent dépendre ni de la configuration des particules ni de leurs diamètres. La figure 3.8 suggère l'existence de phénomènes dissipatifs qui interviennent à haute fraction surfacique mais qui ne suffisent à arrêter l'avancée du barreau qu'à b/a élevé. L'origine de ces dissipations va être discutée dans la partie 3.6.

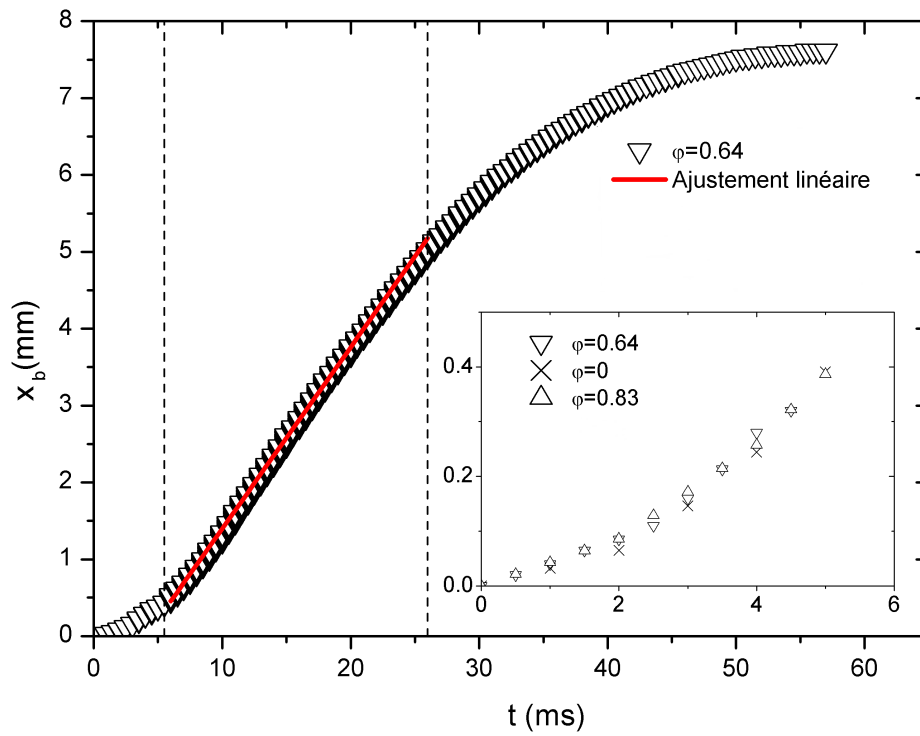


FIGURE 3.6 – Distance parcourue par un barreau x_b en fonction du temps dans un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$. Les lignes en pointillé délimitent trois régimes dynamiques différents. Cette courbe est obtenue grâce à l’enregistrement vidéo de l’expérience.

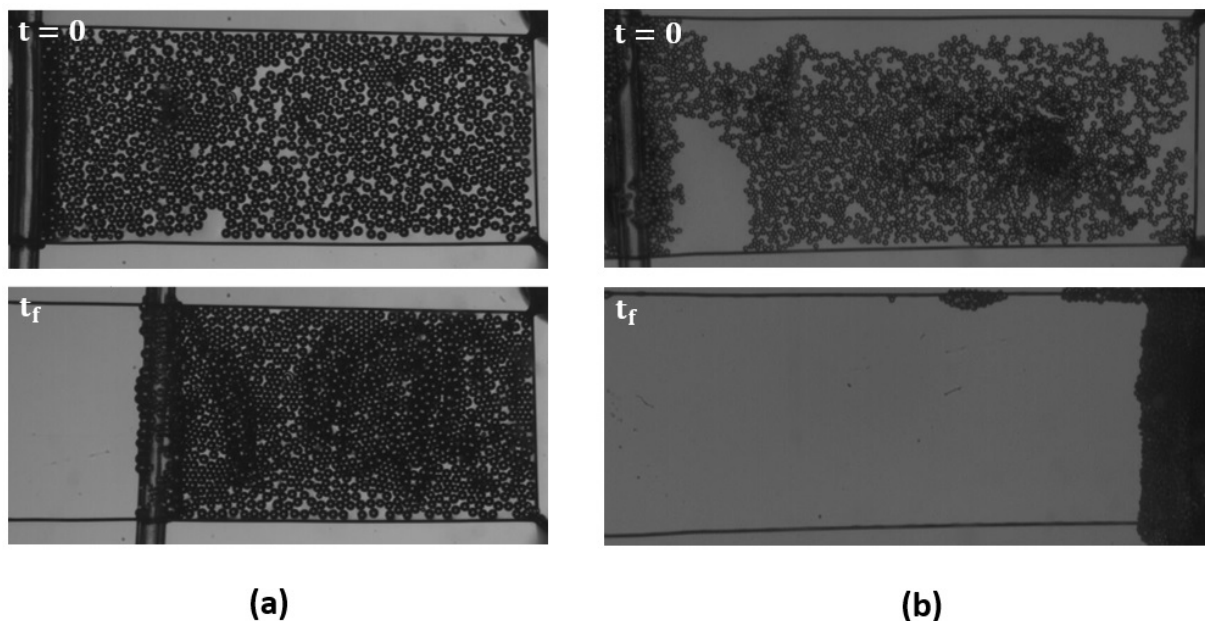


FIGURE 3.7 – Photos de l'état initial et final de deux expériences. L'état final est bloqué dans la figure (a) où le film est chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ en monocouche à $\varphi = 0.73$ alors qu'il n'est pas bloqué dans (b) où le film est chargé en particules de $140 \mu\text{m}$ en bicouche à $\varphi = 0.43$.

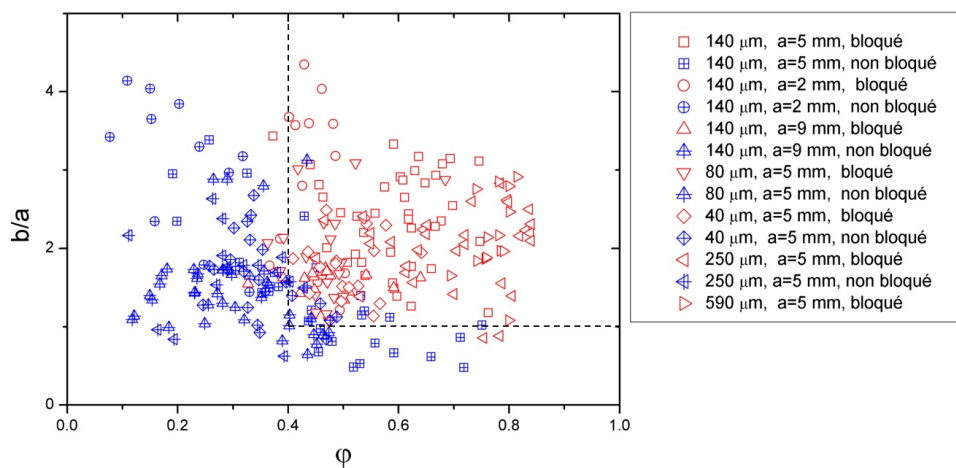


FIGURE 3.8 – Représentation de l'état final en fonction de la fraction surfacique φ et du rapport de taille initial $\frac{b}{a}$ pour des films de différentes largeurs et chargés en particules de différents diamètres.

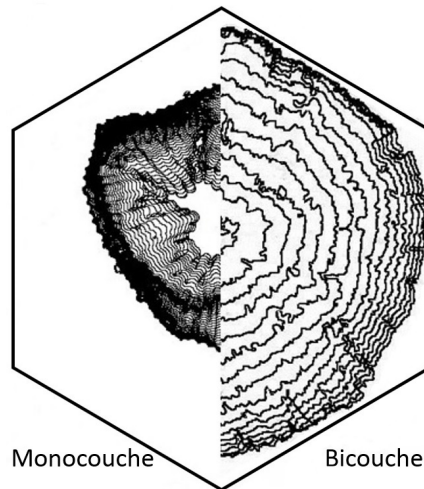


FIGURE 3.9 – Superposition des contours du bord de rétraction toutes les 0.5 ms. La moitié gauche correspond à un film en monocouche chargé de particules de $250\ \mu\text{m}$ avec $\varphi = 0.66$ et la partie droite correspond à un film en bicouche chargé de particules de $40\ \mu\text{m}$ avec $\varphi = 0.55$.

3.2.3 Récapitulatif

Le comportement global des films chargés a été décrit lors des expériences d'éclatement et de rétraction. Pour la géométrie à bord libre, le comportement est régulier et similaire aux films de savon pour un film en bicouche alors que l'éclatement d'un film chargé en monocouche est radicalement différent. La position des particules est à l'origine de l'ouverture intermittente du film qui peut être bloquée si la fraction surfacique au niveau du bord de rétraction est suffisamment élevée. Ces différences sont visibles dans la figure 3.9 où les contours du trou en expansion sont représentés à intervalle régulier pour les deux configurations.

Pour les expériences à bord contraint en revanche, un comportement régulier et qualitativement similaire à celui des films de savon est observé pendant l'éclatement des films chargés. La dynamique des expériences de rétraction est également régulière mais l'état final peut dans certains cas être incohérent avec le comportement d'un film de savon. Dans la section suivante, nous allons nous intéresser aux vitesses de rétraction pour les expériences présentant une dynamique régulière : les expériences d'éclatement des films chargés en bicouche et les expériences de rétraction. Les vitesses de rétraction expérimentales seront comparées à un modèle inspiré de celui de Taylor-Culick (1.1.5.3) qui tient compte de la masse des particules. Les désaccords entre les résultats expérimentaux et le modèle seront par la suite discutés.

3.3 Dynamique de rétraction des films chargés en particules

3.3.1 Vitesses expérimentales

Les vitesses de rétraction ont été obtenues grâce aux enregistrements vidéo des expériences. La pente de la droite rouge sur la figure 3.10 permet de calculer la vitesse de rétraction dans le régime permanent. La même méthode est utilisée pour calculer les vitesses radiales pour les expériences d'éclatement.

Dans le cas des expériences de rétraction, seules les expériences avec une couverture en particules homogène ont été traitées. En effet, quand la couverture en particules est hétérogène suivant la largeur du film chargé, le barreau ne se rétracte pas perpendiculairement aux fils du cadre et ne peut donc pas être caractérisé par une unique vitesse de rétraction. La couverture en particules des films hexagonaux utilisés dans les expériences d'éclatement peut également être hétérogène. Quand c'est le cas, les films hexagonaux sont divisés en huit parties (figure 3.11) caractérisées par des fractions surfaciques locales. Dans chacune des parties, une vitesse radiale locale est mesurée.

3.3.2 Modèle de Taylor-Culick modifié

Afin de modéliser la dynamique des expériences d'éclatement et de rétraction, nous allons reprendre le modèle de Taylor-Culick [92, 23] (1.1.5.3) en y ajoutant la contribution de la masse des particules.

Pour les expériences d'éclatement des films en bicouche, le liquide et les particules sont collectés au niveau du bourrelet qui a été observé expérimentalement. Pour les expériences de rétraction, on suppose que le barreau collecte le liquide et les particules en avançant. Pendant dt , la barreau parcourt la distance Vdt (voir figure 3.12).

Afin de calculer la masse de liquide collectée lors d'une expérience d'éclatement et de rétraction, nous définissons une épaisseur moyenne e_φ qui tient compte des variations d'épaisseur discutées dans 2.4.3.1. En supposant que la fraction d'aire recouverte en particules dans un film chargé est égale à $\frac{\varphi}{\varphi_c}$, l'épaisseur moyenne est définie :

$$e_\varphi = e_M \frac{\varphi}{\varphi_c} + e_m \left(1 - \frac{\varphi}{\varphi_c}\right) \quad (3.1)$$

Avec $e_M \simeq 45 \mu\text{m}$ et $e_m \simeq 5 \mu\text{m}$ les deux épaisseurs observées sur les films chargés (voir 2.4.3.1). Pour des films fortement chargés en particules, e_φ donne une bonne estimation de l'épaisseur du film. En revanche, quand $\varphi \rightarrow 0$, $e_\varphi \rightarrow e_m$. À très faible fraction surfacique en particules, e_φ est en désaccord avec les valeurs expérimentales car l'épaisseur d'un film sans particules est $= 45 \mu\text{m}$. Cependant, nous ne considérons jamais cette limite puisque les plus petites fractions surfaciques considérées sont de l'ordre de ~ 0.2 .

3.3. Dynamique de rétraction des films chargés en particules

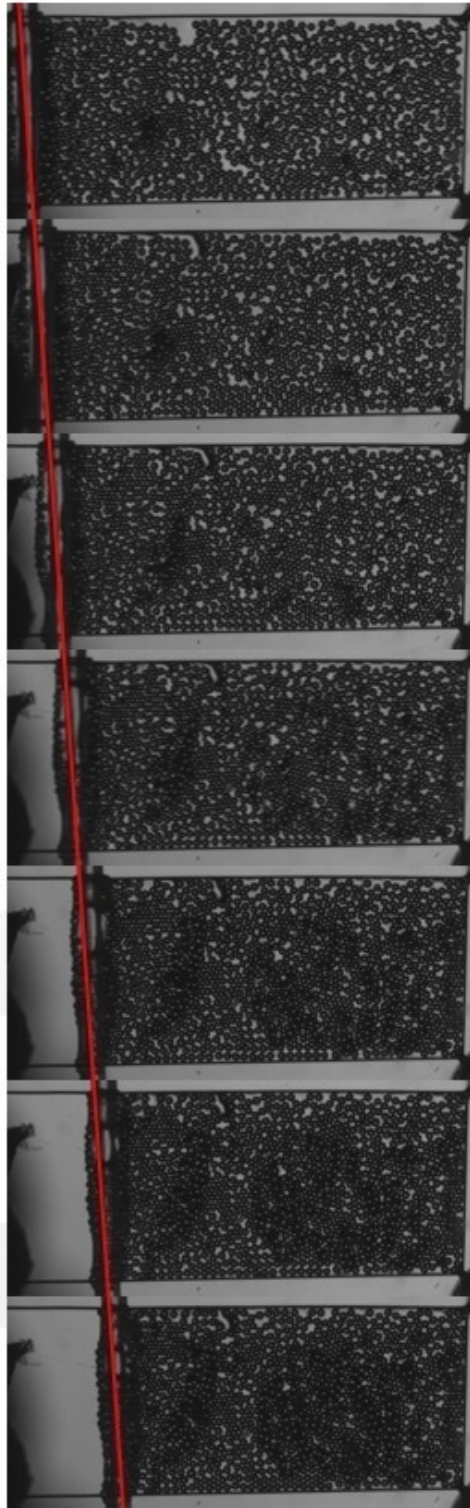


FIGURE 3.10 – Photos d’une expérience de rétraction toutes les 4 ms. Le film en monocouche est chargé en particules de $250\ \mu\text{m}$ à $\varphi = 0.73$

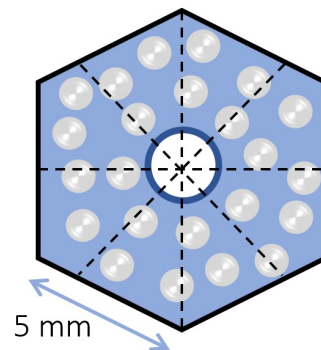


FIGURE 3.11 – Schéma d'un film hexagonal chargé. Les huit parties où la fraction surfacique et la vitesse de rétraction sont définies localement sont délimitées par les traits en pointillés.

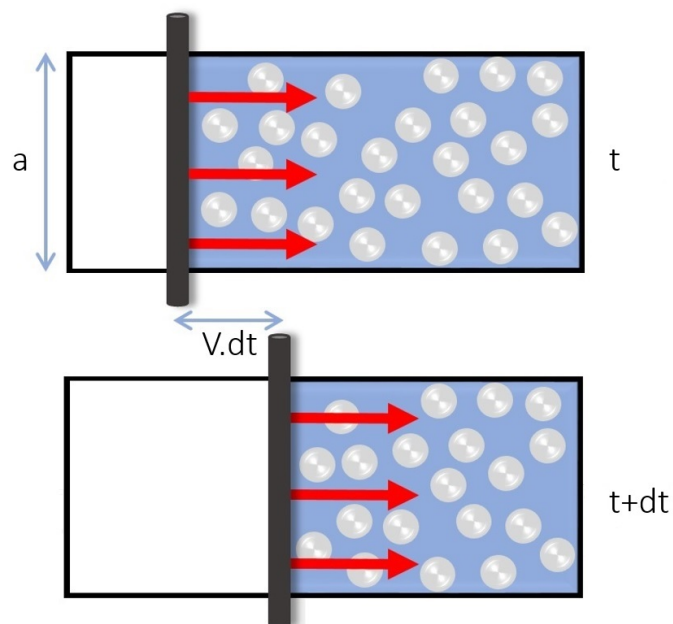


FIGURE 3.12 – Schéma d'un film chargé à deux instants successifs lors d'une expérience de rétraction montrant la portion du film accumulé au niveau du barreau.

3.3. Dynamique de rétraction des films chargés en particules

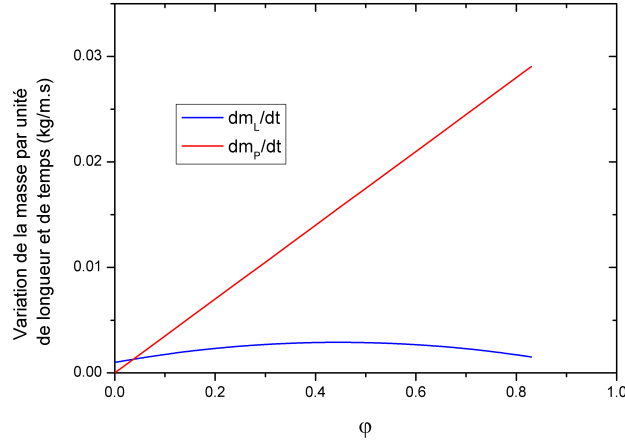


FIGURE 3.13 – Variation de $\frac{dm_P}{dt}$ et $\frac{dm_L}{dt}$ en fonction de φ .

La masse de liquide collectée par unité de longueur et de temps est $\frac{dm_L}{dt} = Ve_\varphi\rho_L$ pour la configuration en bicouche et $\frac{dm_L}{dt} = Ve_\varphi(1 - \varphi)\rho_L$ en monocouche car, étant transpercé par les particules le film liquide n'est pas continu dans cette configuration. Il est à noter que ρ_L est la masse volumique de la solution, e_φ l'épaisseur moyenne du film liquide, V la vitesse du bord où le liquide et les particules sont collectés et φ la fraction surfacique en particules (voir 2.4.2).

Par ailleurs, si n_P est le nombre de particules présentes sur la portion de film balayé par le barreau par unité de longueur et de temps, alors la masse des particules collectées par unité de longueur et de temps correspond à $\frac{dm_P}{dt} = n_P\pi\frac{D_P^3}{6}\rho_P$. En bicouche $n_P = \frac{8\varphi V}{\pi D_P^2}$ alors qu'en monocouche $n_P = \frac{4\varphi V}{\pi D_P^2}$. Nous rappelons que ρ_P est la masse volumique des particules et D_P le diamètre des particules.

Finalement la variation de la masse par unité de temps et de longueur s'écrit donc :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{dm_L}{dt} + \frac{dm_P}{dt} = A\rho_L e_\varphi V + B\rho_P \varphi D_P V \quad (3.2)$$

Avec $(A; B) = (1; \frac{4}{3})$ pour les films en bicouche et $(A; B) = (1 - \varphi; \frac{2}{3})$ pour les films en monocouche. L'équation 3.2 est également valide pour les expériences d'éclatement. La figure 3.13 représente les variations de $\frac{dm_L}{dt}$ et $\frac{dm_P}{dt}$ en fonction de φ . Nous pouvons observer que la masse des particules est beaucoup plus importante que celle du liquide collecté. En conséquence, l'approximation concernant l'épaisseur du film liquide a peu d'impact sur $\frac{dm}{dt}$.

En considérant que la tension de surface est l'unique force motrice et qu'il existe une force résistante F par unité de longueur, la relation fondamentale de la dynamique par unité de longueur appliquée au bourrelet ou au barreau dont les masses varient s'écrit :

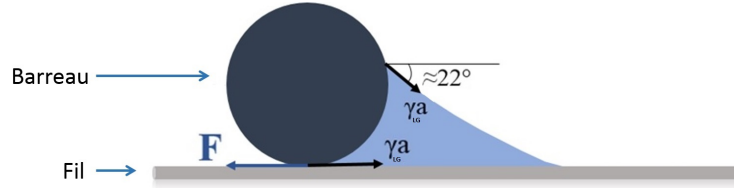


FIGURE 3.14 – Schéma représentant les forces mises en jeu lors d’une expérience de rétraction.

$$\beta\gamma_{LG} - F = V \frac{dm}{dt} + m \frac{dV}{dt} \quad (3.3)$$

Avec β un coefficient numérique qui permet de prendre en compte la courbure de l’interface liquide-air supérieure. Dans le cas d’une expérience d’éclatement $\beta = 2$. En revanche $\beta = 1 + \cos(\pi \cdot 22/180) \simeq 1.93$ pour les expériences de rétraction car l’interface liquide-air supérieure se raccorde au barreau via un ménisque (voir figure 3.14). En nous plaçant dans le régime permanent, V est constante. L’équation 3.3 devient $\beta\gamma_{LG} - F = V \frac{dm}{dt}$.

Force résistante

La force résistante par unité de longueur F a été sondée grâce à des expériences d’éclatement et de rétraction à bord contraint (barreau) sur des films de savon nus. En utilisant la même méthode que celle présentée dans la partie 2.3 et un récipient ne contenant que la solution de SDS, des films hexagonaux et rectangulaires sans particules sont ainsi générés. Les vitesses radiales mesurée lors des expériences d’éclatement de films nus hexagonaux sont constantes et correspondent aux vitesses prédites par le modèle Taylor-Culick (voir figure 3.15). En effet, la vitesse expérimentale moyenne est égale à $1.25 \text{ m/s} \pm 0.24$ et la vitesse de Taylor-Culick est égale à 1.27 m/s . F est en conséquence nulle pour les expériences d’éclatement où le bord de rétraction est libre.

En revanche, F est non nulle pour les expériences de rétraction à bord contraint (barreau). En effet, les vitesses de rétraction expérimentales varient entre $\sim 0.03 \text{ m/s}$ et $\sim 0.8 \text{ m/s}$ pour les différentes largeurs de cadre alors que le modèle de Taylo-Culick prédit une vitesse de rétraction $\simeq 1.27 \text{ m/s}$.

Afin de faire varier l’inertie du barreau, des expériences de rétraction ont été effectuées à différentes inclinaisons ($0 < \alpha < 18^\circ$, voir figure 3.16).

Le bilan des forces appliquées au barreau permet d’écrire : $Fa = \beta\gamma_{LG}a - m_b g \sin\alpha - Va \frac{dm_{L0}}{dt}$ où a est la largeur du film, m_b la masse du barreau V la vitesse du barreau mesurée expérimentalement, $g \simeq 9.8 \text{ m/s}^2$ l’accélération de la pesanteur et $\frac{dm_{L0}}{dt}$ la variation de la masse par unité de temps et de longueur qui résulte de l’accumulation du liquide. La force résistante Fa semble dépendre de la vitesse du barreau lorsque toutes les tailles de cadre sont considérées. Mais pour une valeur fixée de a , Fa varie peu avec la vitesse. Dans la suite, nous considérerons que Fa est constante pour chaque taille de cadre. La valeur de la

3.3. Dynamique de rétraction des films chargés en particules

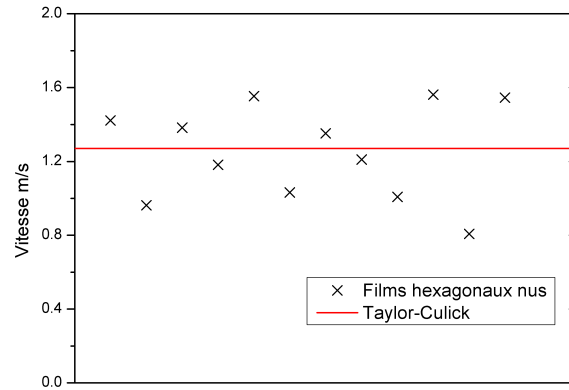


FIGURE 3.15 – Comparaison des vitesses expérimentales d'éclatement d'un film nu avec la vitesse théorique de Taylor-Culick pour $\gamma_{LG} = 36$ mN/m, $e = 45$ μ m et $\rho = 1000$ kg/m³.

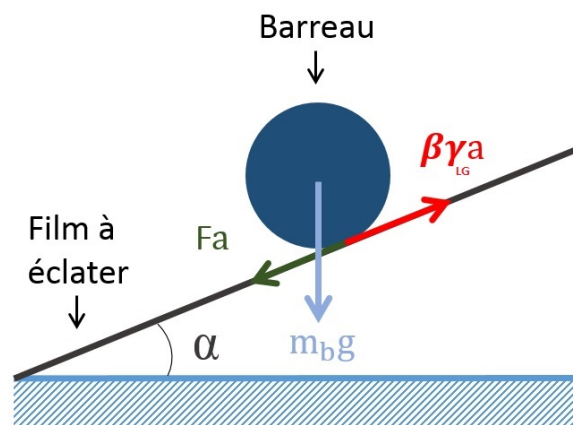


FIGURE 3.16 – Schéma du dispositif expérimental illustrant le bilan des forces appliquées au barreau dans le cas d'un cadre incliné.

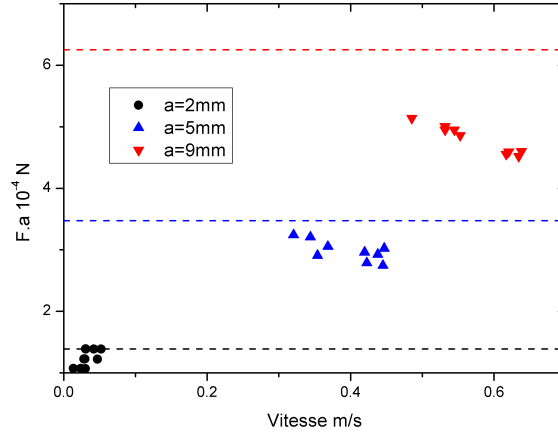


FIGURE 3.17 – Force résistante Fa en fonction de la vitesse de rétraction pour différentes largeurs de cadre a . Les traits en pointillés indiquent la valeur $\beta\gamma_{LG}a$.

force Fa est par ailleurs comparable à $\sim \beta_{LG}\gamma_{LG}a$ quelle que soit la vitesse. Donc, la force résistante par unité de longueur F dépend peu de la vitesse de rétraction.

Il est à noter que le poids du liquide cumulé au niveau du barreau lors de sa rétraction a été négligé dans l'écriture du bilan des forces appliquées au barreau. Sachant que la masse du barreau est égale à $m_b = 0.01$ g alors que celle du liquide cumulée est de l'ordre de ~ 0.001 g, cette hypothèse est justifiée.

L'origine de la force Fa reste peu claire. En plus de la force de friction liée au glissement du barreau sur les fils du cadre, d'autres phénomènes dissipatifs notamment dus au mouvement du barreau solidaire au film liquide [12, 31] et à la friction des ménisques liquides [15] peuvent également intervenir.

Dans ce qui suit, nous supposons que la force résistante par unité de longueur F est identique dans les films chargés à la force résistante dans les films nus et que la tension de surface est constante dans l'intervalle de φ étudié ($\varphi < 0.84$) [49]. Cela nous permet ainsi d'écrire : $V \frac{dm}{dt} = V_0 \frac{dm_{L0}}{dt}$ avec V_0 la vitesse de rétraction d'un film avec les mêmes conditions au bord (bord libre pour une expérience d'éclatement ou bord contraint pour une expérience de rétraction de barreau) et $\frac{dm_{L0}}{dt}$ la variation de la masse par unité de temps et de longueur qui résulte de l'accumulation du liquide lors d'une expérience de rétraction pour un film nu. En développant cette égalité on obtient :

$$V = V_0 \sqrt{\frac{\rho_L e}{A\rho_L e_\varphi + B\rho_P \varphi D_P}} \quad (3.4)$$

Où $e \simeq 45 \mu\text{m}$ est l'épaisseur d'un film liquide nu. Les vitesses normalisées $\frac{V}{V_0}$ théoriques

3.3. Dynamique de rétraction des films chargés en particules

(équation 3.4) et expérimentales en fonction de φ pour différentes tailles de particules sont représentés dans la figure 3.18.

L'accord entre le modèle théorique et les résultats expérimentaux est relativement satisfaisant, la vitesse de rétraction d'un film particulaire peut donc être décrite par un équilibre inertio-capillaire pour des gammes de couverture en particules intermédiaires (entre 0.2 et 0.5 environ). Notons qu'à faible fraction surfacique, les valeurs de $\frac{V}{V_0}$ peuvent être supérieures à 1. Cela est dû à l'expression de e_φ (voir 3.1) qui sous-estime l'épaisseur du film liquide à faible fraction surfacique entraînant une majoration de $\frac{V}{V_0}$. L'équation 3.4 ne devient ainsi correcte qu'à partir d'une couverture en particules non négligeable. Nous considérerons dans la suite que cette condition est respectée à partir de $\varphi \approx 0.2$ (la valeur de $\frac{V}{V_0}$ est proche de 1 pour cette fraction surfacique).

Nous observons par ailleurs que les vitesses expérimentales sont plus petites que les vitesses théoriques à φ élevée. Cette déviation sera discutée dans la partie suivante.

Il est à noter que les vitesses normalisées relatives aux expériences d'éclatement de films chargés en particules de diamètre $> 40 \mu\text{m}$ n'ont pas été représentées dans la figure 3.18. En effet, la masse des particules fait qu'un film chargé se déforme sous l'effet de la gravité. Cet effet est d'autant plus important que le diamètre des particules est grand. Ainsi, la trajectoire du bord de rétraction n'est pas horizontale pour les films hexagonaux chargés en grosses particules. Dans ces cas, notre méthode de calcul des vitesses expérimentales n'est pas adéquate. Ces expériences n'ont donc pas été prises en compte.

3.3.3 Forces dissipatives et limites du modèle de Taylor-Culick

À fraction surfacique élevée, les vitesses théoriques sont plus élevées que les vitesses expérimentales. Cette déviation suggère l'existence de phénomènes dissipatifs liés à la présence des particules non pris en compte par le modèle théorique présenté dans la partie 3.3.2. Le modèle théorique que nous avons adopté s'inspire de celui de Taylor-Culick, la tension de surface est en effet équilibrée par l'inertie cumulée au niveau du bord de rétraction.

L'équation 3.4 suppose une tension de surface invariante pour $\varphi < 0.84$ mais une tension de surface équivalente de l'interface chargée qui décroît quand φ augmente pourrait être à l'origine de la déviation observée. Cette hypothèse est écartée car la tension de surface des interfaces chargées en microparticules ne devient inférieure à celle d'une interface non chargée qu'au-delà d'une couverture $\varphi \simeq 0.85$, valeur que n'atteignons jamais.

Par ailleurs, la valeur critique de φ à partir de laquelle l'écart entre les vitesses expérimentales et théoriques est observé pour les films en bicouche est entre 0.3 et 0.4 et est comparable au seuil de connectivité = 0.4 des radeaux de particules [10]. Les vitesses expérimentales des films en monocouche dévient quant à elles à partir de φ entre 0.6 et 0.7. Ces valeurs seront discutées par la suite. Ainsi, à faible φ , les particules isolées ont un effet uniquement sur l'inertie. En revanche, aux fractions surfaciques élevées, les particules peuvent entraîner des dissipations et être à l'origine de la déviation par rapport au modèle inertio-capillaire de Taylor-Culick (où ce genre d'effets n'est pas pris en compte).

L'origine de cette déviation pourrait être l'élasticité des interfaces liquide-air des films

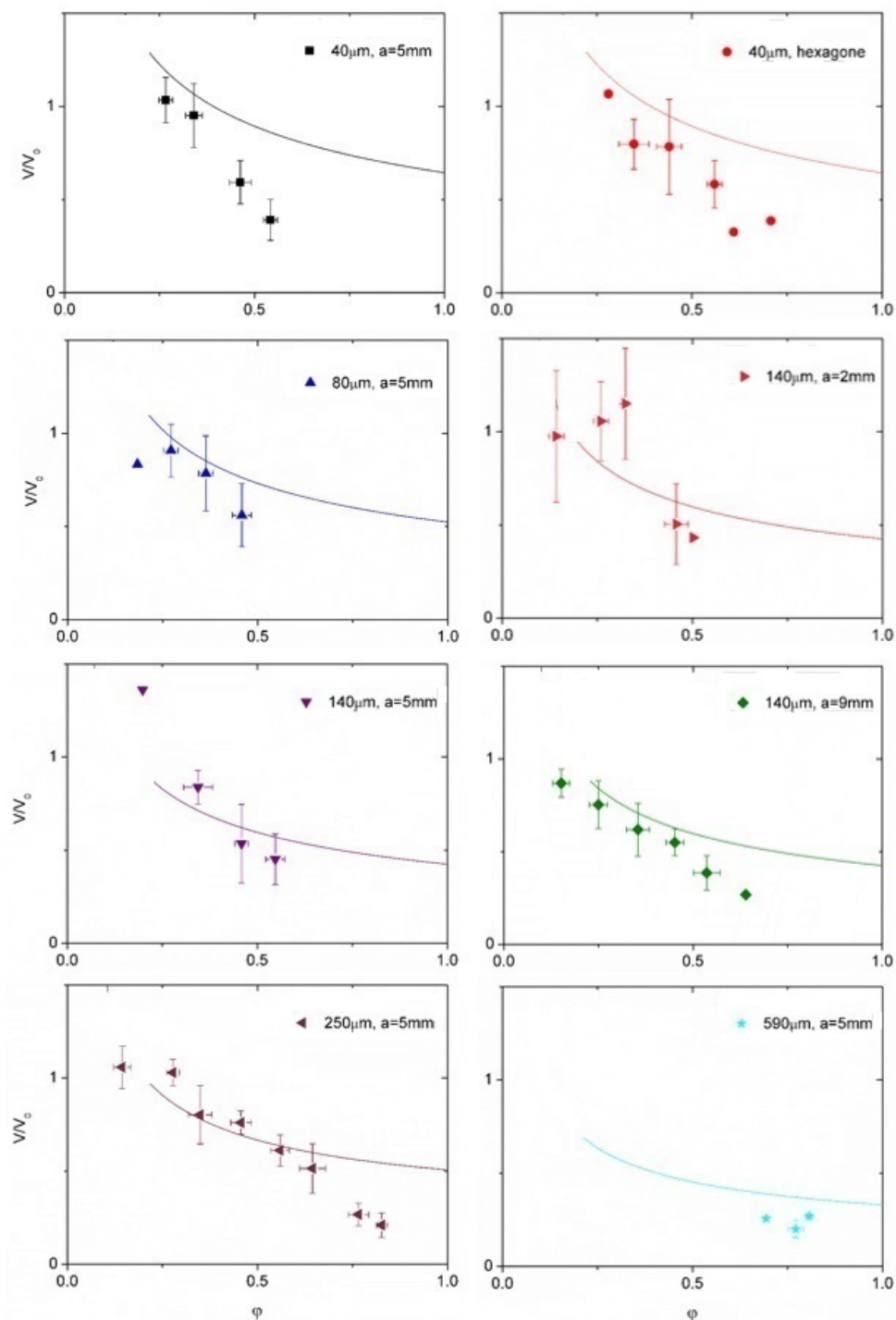


FIGURE 3.18 – Graphiques représentant les vitesses normalisées $\frac{V}{V_0}$ en fonction de la fraction surfacique en particules ϕ pour différentes tailles de particules et différents cadres. L'équation 3.4 est représentée en trait continu pour $\phi > 0.2$. Chaque point expérimental correspond à une moyenne d'au moins 3 points sur un intervalle de 0.1 en ϕ .

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

chargées en particules solides. Petit et al [69] ont étudié l'éclatement de films délimités par des interfaces liquide-air à module élastique élevé et elles reportent une vitesse initiale d'ouverture constante mais inférieure à celle prédite par le modèle de Taylor-Culick qui ne prend pas en compte les propriétés visco-élastiques des interfaces (voir section 1.1.5.3).

L'écart entre les points expérimentaux et le modèle théorique peut par ailleurs être dû à l'augmentation de la viscosité effective des films chargés à cause de la présence des particules. Des expériences [28] ainsi que des simulations numériques d'éclatement de films visqueux reportent l'existence d'un régime transitoire où les vitesses de rétraction sont plus faibles que les vitesses prédites par le modèle de Taylor-Culick [83]. Ces études mettent également en évidence que les films visqueux s'épaississent pendant leur éclatement à cause d'un écoulement du liquide du centre vers les bords.

Bien que le comportement d'un film visqueux lors d'une expérience d'éclatement ne soit pas entièrement cohérent avec nos observations expérimentales, nous verrons dans la suite que les dissipations visqueuses peuvent effectivement expliquer la déviation entre les points expérimentaux et le modèle théorique.

3.4 Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

La viscosité est relative au transfert de quantité de mouvement dû à une inhomogénéité de vitesse pour un milieu de densité homogène. Cette quantité de mouvement "diffuse" des zones où elle est forte vers les zones où elle est faible. Dans un écoulement de Couette cylindrique par exemple, c'est la viscosité du fluide qui assure, par l'intermédiaire de la force de friction qui s'exerce entre les différentes couches concentriques du fluide, le transport diffusif de la quantité de mouvement. Au bout d'un certain temps, la vitesse angulaire devient uniforme si les effets de bord sont négligés. Plus ce transfert, caractérisé par la viscosité, est efficace plus le régime permanent sera atteint rapidement.

Dans les films chargés en particules, une diffusion de la quantité de mouvement est observée suite à la mise en mouvement du barreau. Les films chargés en particules peuvent ainsi être caractérisés par une viscosité effective. Il est à noter que la diffusion est déduite à partir de la vitesse moyenne d'agrégats des particules hydrophobes. Nous considérons dans la suite que la vitesse des particules est égale à la vitesse du film chargé en particules (solution+particules). Cette hypothèse est possible car la couverture en particules des films que nous traitons est élevée ($\varphi > 0.6$). En effet, comme la distance entre les particules est comparable à la taille des particules et en supposant que les vitesses sont continues (non glissement aux parois solides), alors les gradients de vitesse dans le liquide entre les particules sont proches du gradient de vitesse macroscopique. Le champ de vitesse obtenu grâce aux motifs des particules peut ainsi être confondu avec le champ de vitesse réel du film chargé. En conséquence, les propriétés effectives du film chargé en particules peuvent être déduites du champ de vitesse obtenu en suivant le mouvement des agrégats.

Notons que dans le cas des suspensions, le champ de vitesse du fluide ne permet pas de caractériser le comportement effectif de la suspension. Considérons une couche solide

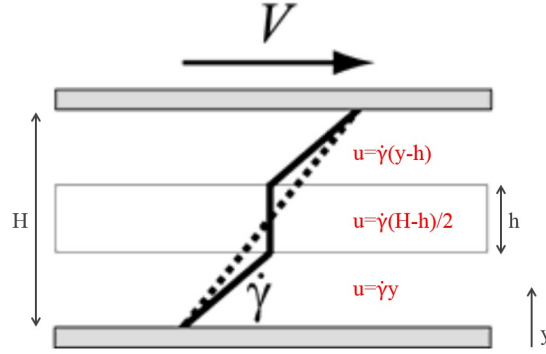


FIGURE 3.19 – Effet de la présence d’une inclusion rigide sur l’écoulement dans une suspension. Le profil des vitesses réel a une forme brisée (trait continu) et n’est pas linéaire (trait pointillé). Figure adaptée de [21].

d’épaisseur h en suspension dans un volume de liquide cisailé entre deux plans distants de H (figure 3.19). L’écoulement des régions de liquide entre chaque plan et l’inclusion solide est un cisaillement simple à un gradient de vitesse $\dot{\gamma} = V/(H - h)$. Le champ de vitesse en cas de non glissement aux parois est indiqué en trait plein sur la figure. En revanche, si nous considérons le gradient de vitesse apparent $\dot{\gamma}_{app} = V/H$ alors nous retrouvons un champ de vitesse (en pointillé) en désaccord avec le champ réel. En conséquence, le champ de vitesse réel (fluide et inclusions) ne permet pas de décrire le comportement apparent de la suspension dont l’écoulement est perturbé par la présence de l’inclusion.

Afin de sonder la viscosité effective des films chargés, les profils de vitesse des particules dans des films chargés lors d’expériences de rétraction sont extraits grâce à la Particle Image Velocimetry (PIV-LaVision, voir Annexe B). En supposant que le film chargé en particules est un film visqueux 2D, des profils théoriques de vitesse sont obtenus. La viscosité effective est déduite en ajustant les profils théoriques et expérimentaux. La dépendance de la viscosité effective à la fraction surfacique en particules φ est par la suite étudiée.

Les viscosités effectives ont été obtenues uniquement à partir d’expériences de rétraction de films chargés en monocouche où $\varphi > 0.6$.

Bien que les dissipations visqueuses aient également lieu lors d’expériences d’éclatement, les expériences de rétraction présentent l’avantage d’un écoulement unidimensionnel et unidirectionnel ($\vec{V} = V_x(x, t)\vec{e}_x$ si on se place loin des bords) simplifiant ainsi le traitement des images par PIV en coordonnées cartésiennes.

La configuration en monocouche quant à elle permet de définir précisément la fraction surfacique en particules par interface contrairement à la configuration bicouche où φ caractérise la couverture moyenne en particules des deux interfaces liquide-air. La variation

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

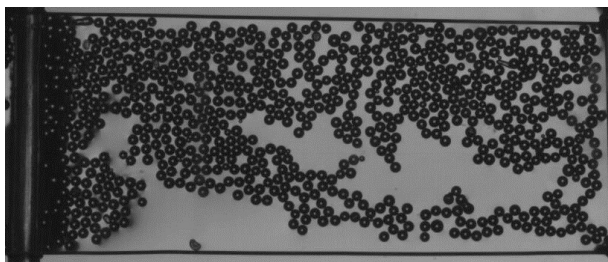


FIGURE 3.20 – Film chargé en particules de 250 μm en monocouche avec $\varphi = 0.48$. La couverture en particules est hétérogène car les particules attractives forment des agrégats.

de la viscosité effective en fonction de φ peut ainsi être mal décrite si, pour un film en bicouche, la différence de couverture des deux interfaces liquide-air est important.

Finalement, seules les expériences à $\varphi > 0.6$ sont considérées dans le calcul des viscosités effectives car la couverture en particules ne devient homogène qu'à fraction surfacique élevée. Étant attractives, les particules ont tendance à s'agglomérer. À faible fraction surfacique en particules, des îlots se forment avec des régions nues autour (voir figure 3.20). Comme la diffusion de la quantité de mouvement dans un film chargé est liée à la présence des particules, ces films hétérogènes biaisent la mesure de la viscosité effective.

La partie qui suit sera consacrée à la présentation de la mesure du champ de vitesse locale par PIV et à l'écriture de l'équation de diffusion dans un film chargé. La variation de la viscosité en fonction de φ sera discutée en termes de structure locale des particules et les dissipations visqueuses seront finalement comparées aux écarts entre les vitesses expérimentales et théoriques.

3.4.1 Mesure du champ de vitesse locale par PIV

En suivant le déplacement des particules par PIV (Annexe B), les champs de vitesse montrent un écoulement unidirectionnel dans le sens de \vec{e}_x (perpendiculaire au barreau). Loin des bords tangents aux fils du cadre, le champ de vitesse est invariant par translation suivant \vec{e}_y et peut donc s'écrire $\vec{V} = V_x(x, t)\vec{e}_x$ (voir figure 3.21-b). Cette propriété reste vérifiée quel que soit t . Dans ce qui suit, les zones périphériques ne seront pas prises en compte (zones délimitées par pointillés dans la figure 3.21-a).

Le champ de vitesse étant symétrique par translation suivant \vec{e}_y dans la zone centrale, les profils de vitesses présentés dans la suite correspondront à la moyenne suivant y pour chaque abscisse. Un exemple des profils de vitesse obtenus est présenté dans la figure 3.22. Aux premiers instants d'une expérience de rétraction, le barreau est en régime d'accélération (section 3.2.2.1). Sa vitesse croit jusqu'à atteindre la vitesse stationnaire. Pendant ce temps, la quantité de mouvement diffuse de plus en plus loin dans le film jusqu'à atteindre l'extrémité du cadre à la fin du régime d'accélération. Dans la suite, nous nous limiterons à ce régime afin de caractériser la viscosité des films chargés.

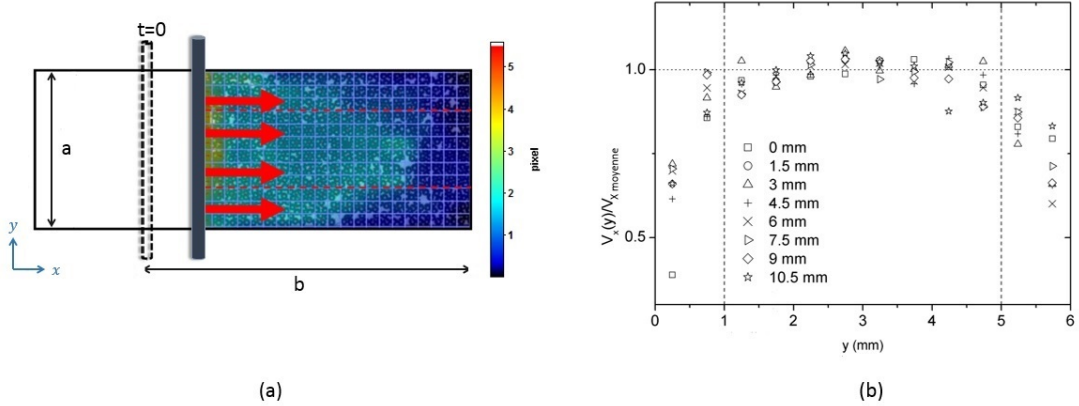


FIGURE 3.21 – (a) Exemple d’une mesure de PIV sur un film en rétraction. L’échelle de couleurs permet d’observer la décroissance de la vitesse à partir du barreau mobile. Les traits en pointillés délimitent la région centrale où le champ de vitesse est invariant par translation suivant \vec{e}_y des régions où le frottement aux fils induit un profil parabolique. (b) Profils de vitesse en fonction de l’ordonnée y à différentes distances du barreau à $t = 4$ ms ($t = 0$ correspondant au début de la rétraction du film particulaire) pour un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ à $\varphi = 0.81$.

Nous observons par ailleurs que les profils de vitesse lors des expériences de rétraction de films chargés sont très similaires aux profils de vitesse dans un film visqueux qui éclate [83] suggérant le même type de dissipation dans les deux cas.

La diffusion observée grâce au suivi des déplacements de particules par PIV pourrait avoir pour origine les contacts entre les particules. En effet, la quantité de mouvement peut être transmise grâce au réseau formé par les particules. La seconde origine potentielle fait intervenir la phase liquide. Quand une particule se déplace, elle "pousse" le liquide qui se trouve dans sa trajectoire. Ce liquide va à son tour déplacer une particule en aval. Ces hypothèses vont être discutées dans la suite.

Il est à noter que les interactions attractives interparticulaires ne sont pas à l’origine des déplacements mesurés par PIV. En effet, avant le début d’une expérience de rétraction, tous les déplacements des particules sous l’effet de ces interactions ont cessé car les vitesses d’approche présentées dans la partie 2.4.4 sont très élevées (~ 1 et 10 mm/s pour $D_P = 250 \mu\text{m}$ et $D_P = 590 \mu\text{m}$ respectivement). L’état initial correspond ainsi à un état d’équilibre en termes de structure et d’arrangement des particules.

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

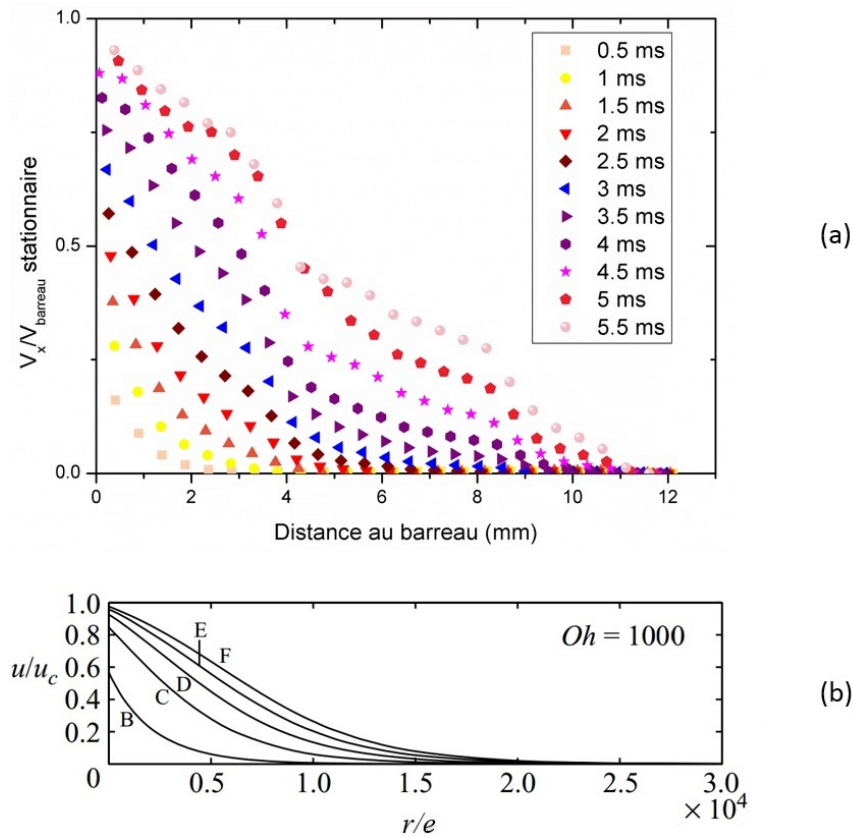


FIGURE 3.22 – (a) Profils de vitesse mesurés par PIV lors d'une expérience de rétraction d'un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ à $\varphi = 0.72$ à différents instants. (b) Profils de vitesse lors de l'éclatement d'un film visqueux. r est le rayon, e l'épaisseur du film liquide et Oh est le nombre d'Ohnesorge $= \frac{\eta}{\sqrt{2e\rho\gamma_{LG}}}$ où η la viscosité de cisaillement dynamique, ρ sa masse volumique et γ_{LG} sa tension de surface liquide-air. L'ordre chronologique des profils de vitesses correspond à l'ordre alphabétique. Courbes extraites de [83].

3.4.2 Diffusion de la quantité de mouvement par viscosité équivalente : modélisation 2D

3.4.2.1 Contraintes dans un film chargé en particules

Le film liquide entre les particules étant très fin ($\sim 45 \mu\text{m}$), l'épaisseur maximale des films chargés en monocouche correspond à celle des particules. Cette épaisseur, de l'ordre de la centaine de μm , est négligeable par rapport à la largeur et à la longueur qui sont de l'ordre de quelques mm . Les films chargés en particules seront ainsi considérés dans la suite comme des objets 2D. De plus, en négligeant le poids et sachant que le champ de déplacement dans le film lors d'une expérience de rétraction est plan avant l'apparition des plis, les contraintes ainsi que les déformations seront considérées planes.

Si on suppose qu'un film chargé en particules est un fluide newtonien caractérisé par un tenseur de viscosité $\underline{\underline{\mu}}$, le tenseur de contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ dans un film chargé s'écrit :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{\mu}} : \underline{\underline{D}} + \underline{\underline{\gamma}} \quad (3.5)$$

Où $\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2}(\text{grad}\vec{V} + \text{grad}\vec{V}^T)$ est le tenseur des taux de déformation. Le terme $\underline{\underline{\mu}} : \underline{\underline{D}}$ correspond aux contraintes induites par un gradient de vitesse non nul dans le milieu alors que $\underline{\underline{\gamma}}$ est un tenseur diagonal qui correspond aux contraintes au repos dans le milieu (la pression thermodynamique par exemple).

Dans le cas classique d'un fluide newtonien incompressible cisailé entre deux plaques (voir figure 3.19), l'équation 3.5 peut être simplifiée : la contrainte visqueuse $\tau = \eta\dot{\gamma} = \eta\frac{V}{h}$ avec η la viscosité de cisaillement.

Nous verrons par la suite qu'un tenseur de viscosité est défini grâce à deux paramètres scalaires : la viscosité de cisaillement et la viscosité de compression, appelée également seconde viscosité.

Comme dit précédemment, le champ de vitesse lors d'une expérience de rétraction est considéré unidirectionnel et unidimensionnel ($\vec{V} = V_x(x, t)\vec{e}_x$). Cela permet de déduire que tous les termes du tenseur des taux de déformation sont nuls sauf $D_{xx} = \frac{\partial V_x}{\partial x}$.

Par ailleurs, les symétries de $\underline{\underline{\sigma}}$ et $\underline{\underline{D}}$ ainsi que l'isotropie des films chargés en particules, permettent d'écrire : $\mu_{ijkl} = A(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) + B\delta_{ij}\delta_{kl}$ où A et B sont des réels et δ le symbole de Knorecker avec $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ [86]. Nous pouvons finalement déduire :

$$\underline{\underline{\mu}} : \underline{\underline{D}} = \begin{pmatrix} \mu_{xxxx}D_{xx} & 0 \\ 0 & \mu_{yyxx}D_{xx} \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

$\underline{\underline{\gamma}}$ correspond quant à lui aux contraintes induites par la tension de surface. Le film chargé étant modélisé par un fluide newtonien 2D de tension de surface égale à la tension de surface d'un film nu (voir section 3.3.3), on peut écrire :

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

$$\underline{\underline{\gamma}} = \begin{pmatrix} 2\gamma_{LG} & 0 \\ 0 & 2\gamma_{LG} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Il est à noter que nous avons implicitement supposé que $\underline{\underline{\mu}}$ est uniforme et constant pour un film chargé donné. Pourtant, la rétraction du film implique une augmentation de la fraction surfacique φ car sa longueur b est réduite. On imagine donc que φ doit commencer par augmenter localement au voisinage du barreau avant de devenir uniforme dans le film chargé. En réalité, la fraction surfacique en particules varie localement dans un film chargé et φ caractérise donc la couverture moyenne du film. Afin d'estimer la variation de la fraction surfacique locale dans un film chargé, nous découpons le film en sections rectangulaires de largeur constante (voir figure 3.23-a) et nous mesurons φ localement dans chaque rectangle. Les résultats sont reportés dans la figure 3.23-b. Nous observons que l'amplitude de l'augmentation de la fraction surfacique au voisinage du barreau lors de sa rétraction n'est pas différentiable de la dispersion des fractions surfaciques locales induite par l'hétérogénéité de la structure du radeau de particules. Cela est probablement dû au fait que les expériences sélectionnées pour la mesure de la viscosité sont fortement chargées (couverture homogène en particules) limitant ainsi la trajectoire du barreau à ~ 1 mm. φ et par conséquent $\underline{\underline{\mu}}$ sont considérés constants et uniformes pour chaque expérience.

3.4.2.2 Equation de diffusion de la quantité de mouvement dans un film chargé

Par ailleurs, la forme locale de la loi fondamentale de la dynamique dans un film chargé s'écrit :

$$\rho_{2D} \frac{d\vec{V}(M, t)}{dt} = \underline{\underline{div}} \underline{\underline{\sigma}} \quad (3.8)$$

Avec M un point matériel dans le film chargé, ρ_{2D} la masse surfacique en kg/m^2 et $\vec{V}(M, t)$ le vecteur vitesse au point M à l'instant t . En développant le premier terme de l'équation 3.8, on peut écrire $\rho_{2D} \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho_{2D} \left(\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + V_x \frac{\partial \vec{V}}{\partial x} \right)$. Ensuite, grâce à l'équation 3.6 et en projetant sur l'axe \vec{e}_x , nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\mu_{2D}}{\rho_{2D}} \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} = \nu \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} \quad (3.9)$$

$$\text{Avec } \begin{cases} V_x(x, 0) = 0 \\ V_x(b, t) = 0 \\ V_x(x_b(t), t) = V_b(t) \end{cases}$$

Où $x_b(t)$ est la distance parcourue par le barreau qui correspond à son abscisse si l'origine est sa position initiale et $V_b(t)$ sa vitesse et $\mu_{2D} = \mu_{xxxx}$ pour simplifier les notations. Il est à noter que μ_{2D} ne correspond pas à la viscosité de cisaillement de surface classique. Il s'agit de la somme de la viscosité de cisaillement de surface du film de particules η et de

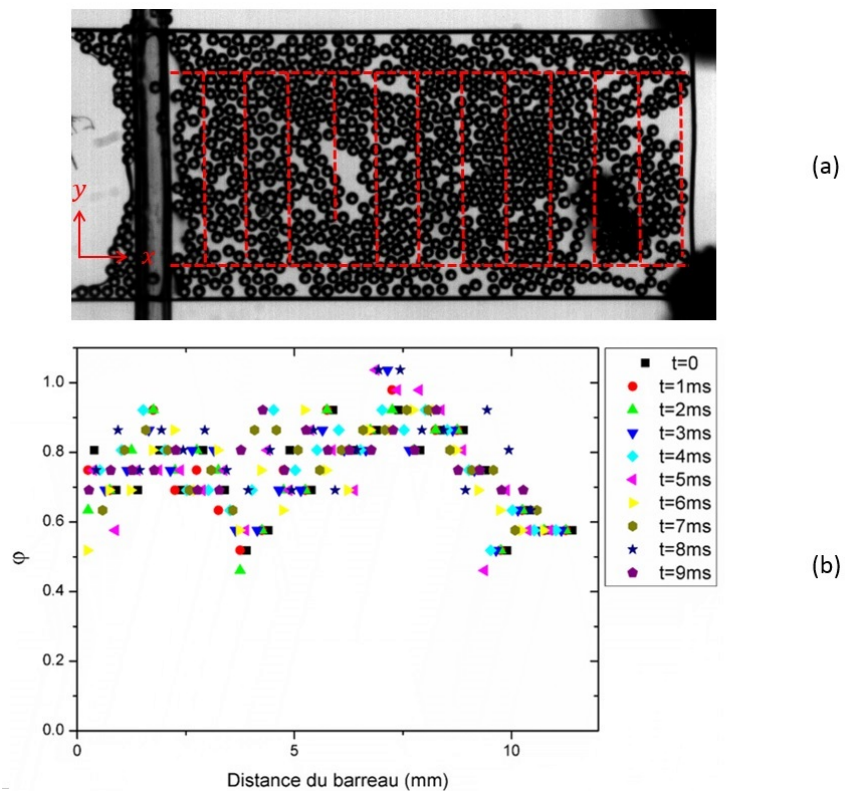


FIGURE 3.23 – (a) Schéma des sous-parties où ϕ a été mesurée. (b) Fractions surfaciques locales en fonction de la distance du barreau à différents instants pour un film chargé initialement à $\phi = 0.72$ en particules de $250 \mu\text{m}$.

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

sa viscosité dilatationnelle de surface ξ (voir Annexe C). Dans la suite, $\frac{\mu_{2D}}{\rho_{2D}}$ qui correspond à la viscosité cinématique du film chargé sera noté ν .

Nous réécrivons l'équation 3.9 en prenant la position du barreau comme origine. Nous définissons $X = x - x_b(t)$ et $U_x(X, t) = V_x(x, t)$. Le développement des termes de l'équation 3.9 permet d'obtenir :

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{\partial U_x}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\partial U_x}{\partial t} = -\frac{\partial U_x}{\partial X} V_b(t) + \frac{\partial U_x}{\partial t}$$

et

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} = \frac{\partial U_x}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial x} = \frac{\partial U_x}{\partial X}$$

L'équation 3.9 devient finalement :

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} + (U_x - V_b) \frac{\partial U_x}{\partial X} = \nu \frac{\partial^2 U_x}{\partial X^2} \quad (3.10)$$

L'équation 3.10 est résolue par le logiciel de calcul Mathematica lors du régime d'accélération du barreau pendant lequel la quantité de mouvement est en cours de diffusion. Sachant que la trajectoire totale du barreau est de l'ordre de ~ 1 mm et que initialement, la longueur d'un film chargé est de l'ordre de 15 mm, nous négligeons la variation de la longueur du film lors du régime d'accélération d'une expérience de rétraction. Nous considérons ainsi que $b - x_b(t) \simeq b$. Les conditions aux limites deviennent :

$$\begin{cases} U_x(X, 0) = 0 \\ U_x(b, t) = 0 \\ U_x(0, t) = V_b(t) \end{cases}$$

Vitesse du barreau lors du régime d'accélération

La résolution de l'équation 3.10 nécessite la connaissance de l'expression de $V_b(t)$ pendant le régime d'accélération. En supposant que pendant ce régime le barreau ne subit que la force de tension de surface $\beta\gamma_{LG}a$, le principe fondamental de la dynamique appliqué au barreau permet d'écrire :

$$\beta\gamma_{LG}a = m \frac{dV_b}{dt} + \frac{dm}{dt} a V_b \quad (3.11)$$

Avec m la somme de la masse du barreau et celle du liquide et des particules collectées et $\frac{dm}{dt}$ la variation de cette masse par unité de temps et de longueur. En négligeant la masse cumulée pendant le régime d'accélération (distance parcourue réduite) d'un côté et sachant que $\frac{dm}{dt} a V_b < 10^{-6}$ N alors que $\beta\gamma_{LG}a \simeq 3.5 \cdot 10^{-4}$ N d'un autre côté, l'équation 3.11 se simplifie et devient $\beta\gamma_{LG}a = m_b \frac{dV_b}{dt}$. La vitesse et la position du barreau étant nulle à $t = 0$, nous en déduisons finalement que :

$$V_b(t) = \frac{\beta\gamma_{LG}a}{m_b} t \quad (3.12)$$

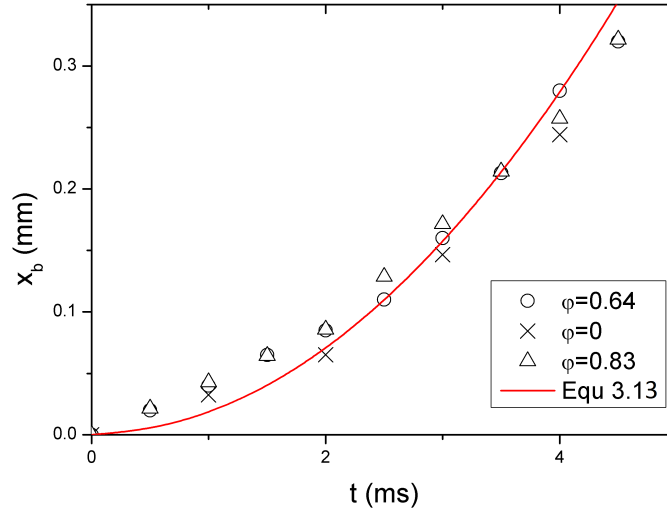


FIGURE 3.24 – Distance parcourue par le barreau en fonction du temps pendant le régime d'accélération.

L'équation 3.12 permet de déduire que :

$$x_b(t) = \frac{\beta\gamma L G a}{2m_b} t^2 \quad (3.13)$$

Le graphique de la figure 3.24 montre que la trajectoire du barreau est effectivement décrite par cette dernière expression lors de du régime d'accélération quelle que soit la fraction surfacique du film chargé.

La durée du régime d'accélération uniforme Δt peut par ailleurs être majorée grâce à la valeur de la vitesse stationnaire V . L'équation 3.12 permet d'écrire que $\Delta t < \frac{Vm_b}{\beta\gamma L G a}$. Pour $a = 5$ mm et $V = 0.1$ m/s, $\Delta t < 2.78$ ms.

3.4.2.3 Solution de l'équation de diffusion de la quantité de mouvement dans un film chargé : comparaison entre profils théoriques et expérimentaux

L'expression de la vitesse du barreau pendant le régime d'accélération permet la résolution de l'équation 3.10. Un exemple des profils de vitesse obtenus à différents instants est représenté sur la figure 3.25. Pour une expérience donnée, la valeur de la viscosité cinématique ν est unique. L'erreur sur la valeur de ν est estimée à $\sim 5\%$. La variation de ν en fonction de la fraction surfacique en particules sera discutée dans la partie suivante.

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

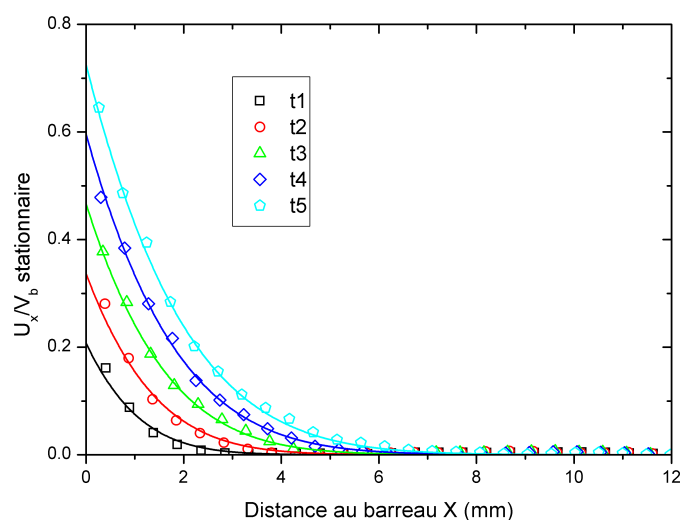


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse normalisés toutes les 0.5 ms en fonction de la distance au barreau pour un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ avec $\varphi = 0.71$. Les symboles correspondent aux données expérimentales et les traits continus à la solution de l'équation 3.10 pour $\nu = 0.0025 \text{ m}^2/\text{s}$.

3.4.3 Divergence de la viscosité et structure locale des particules

3.4.3.1 Viscosité cinématique expérimentale en fonction de φ

Les valeurs de la viscosité cinématique ν à différentes fractions surfaciques en particules sont représentées dans la figure 3.26.

Viscosité cinématique d'un film nu

La viscosité cinématique ν_0 d'un film de solution de SDS nu est déterminée grâce à la méthode présentée dans la partie précédente (3.4.2). Des films chargés en volume sont générés à partir d'une suspension de particules en polystyrène non hydrophobes de diamètre = $20 \mu\text{m}$ dans une solution de SDS à 0.2% massique. Les particules hydrophiles présentes dans ces films jouent le rôle de traceurs et permettent d'obtenir, par PIV, le champ de vitesse d'un film nu lors d'une expérience de rétraction. Les particules-traceurs, que nous confondons avec des particules de fluide, ne perturbent pas la dynamique du fluide car elles sont peu concentrées ($\varphi \sim 10^{-3}$). La viscosité cinématique d'un film nu $\nu_0 = 1.75 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ est déduite des courbes expérimentales. Remarquons que cette valeur est très élevée par rapport aux viscosités cinématiques de l'eau ou de l'air respectivement égales à $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ et $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

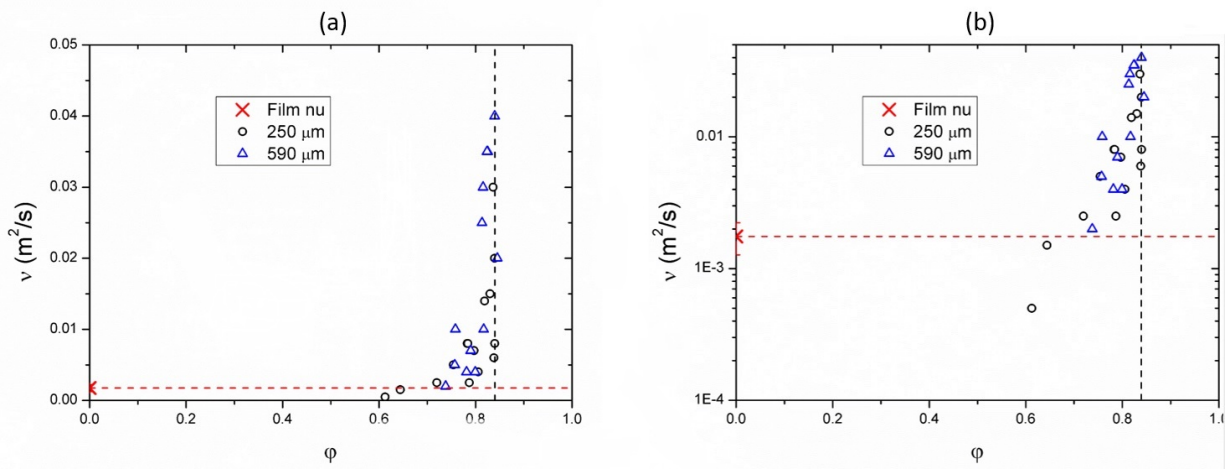


FIGURE 3.26 – Viscosités cinématiques en fonction de la fraction surfacique en particules ϕ . (a) correspond à une échelle arithmétique alors qu’en (b) une échelle semi-logarithmique permet une meilleure représentation des faibles valeurs de ν . Le trait en pointillé vertical indique la fraction surfacique de jamming pour granulaire 2D $\simeq 0.84$ [102, 58, 20]

Divergence de la viscosité cinématique

Grâce à la figure 3.26, nous pouvons voir que la viscosité cinématique ν des films chargés en particules ne dépend pas de la taille des particules. En effet, les deux séries de données relatives aux films chargés en particules de $250 \mu\text{m}$ et aux films chargés en particules de $590 \mu\text{m}$ se confondent.

Par ailleurs, la valeur de la viscosité cinématique est constante pour ϕ inférieure à ~ 0.65 et est égale à $\nu_0 = 1.75 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$. À partir de $\phi \sim 0.65$, la viscosité cinématique commence à croître et diverge à la fraction surfacique de jamming pour un granulaire 2D $\simeq 0.84$ [102, 58, 20].

Afin de comprendre les phénomènes physiques qui pilotent le comportement visqueux des films chargés en particules, nous allons nous intéresser à leur structure locale.

3.4.3.2 Structure locale d’un film chargé en particules : nombre de contact par particule et comparaison à un modèle de sphères dures

Afin de mieux comprendre la structure locale des films chargés en particules abordée dans la partie 2.4.5, nous nous intéressons au nombre moyen de contact par particules noté Z . Nous considérons que deux particules sont au contact ou proche du contact si la distance qui les sépare est inférieure à $1.2D_p$. Cette valeur légèrement supérieure à D_p permet de tenir compte des éventuelles erreurs de détection des particules. En écrivant que $g(r) = \frac{\rho_l(r)}{\rho}$ avec ρ correspondant au rapport du nombre de particules sur l’aire (géométrie 2D), nous déduisons que :

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

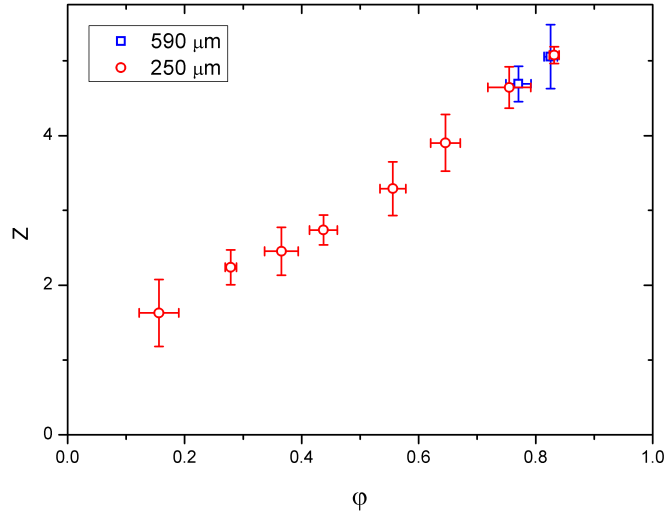


FIGURE 3.27 – Nombre de contacts moyen par particule Z en fonction de la fraction surfacique en particules φ pour des films chargés en particules de différentes tailles.

$$Z = 2\pi\rho \int_0^{1.2} rg(r)dr \quad (3.14)$$

La figure 3.27 montre l'évolution du nombre moyen de contacts par particules en fonction de φ . Z augmente de manière régulière en fonction de φ et dépasse légèrement 5 à la fraction surfacique de jamming en deux dimensions $\simeq 0.84$. Pour un réseau hexagonal par exemple, le nombre de contacts moyen par particules est égal à 6.

Comme dit précédemment, la valeur de la viscosité cinématique des films chargés dépasse celle du film nu à $\varphi \simeq 0.65$. À cette fraction surfacique, le nombre moyen de contacts par particule est $\simeq 4$. À cette valeur de Z , une particule qui effectue une translation dans le plan du film provoque le déplacement d'autres particules voisines. Suivant la structure locale des particules, ce nombre de contacts moyen critique (qui définit un état de jamming individuel) peut varier entre 3 et 4 [94]. La viscosité est liée au transfert de la quantité de mouvement, elle devient non négligeable si la propagation de la vitesse dans le film chargé s'effectue. Si la diffusion dans les films chargés se fait grâce aux particules au contact ou proche du contact, il est cohérent d'observer une augmentation de la viscosité cinématique à $Z \simeq 4$.

Par ailleurs, un milieu granulaire 2D composé de grains non frottants est dans un état isostatique si $Z = 4$. Cela veut dire que ce milieu a juste le nombre nécessaire de contacts entre particules pour être rigide sans aucune contrainte interne. Grâce au critère de Max-

well [60], cette condition peut s'écrire sous forme d'équation : $N_d = N_c$ avec N_d le nombre des degrés de liberté du milieu et $N_c = \frac{N \cdot Z}{2}$ le nombre de contacts entre les grains. Si les rotations sont négligées, l'état isostatique correspond en effet à $Z = 4$. Pour un milieu granulaire 2D composé de grains non frottants, l'état isostatique correspond à la fraction surfacique de jamming $\varphi \simeq 0.84$ [102].

Dans le cas des films chargés en particules, la faible fraction surfacique $\simeq 0.65$ pour laquelle Z atteint 4 peut être expliquée par les interactions attractives entre les particules inexistantes dans le cas d'un granulaire 2D classique et qui sont responsables de la formation d'agrégats. Par ailleurs, l'état isostatique ne peut pas être défini pour les films chargés car les contraintes internes ne sont jamais nulles à cause de la tension de surface des interfaces liquide-air.

3.4.4 Viscosités effectives : origines de la dissipation d'énergie

3.4.4.1 Modélisation des dissipations visqueuses dans la phase liquide et comparaison aux viscosités expérimentales

La perturbation induite par le mouvement du barreau "diffuse" dans un film chargé en particules lors d'une expérience de rétraction. Plus la fraction surfacique en particules est élevée, plus la longueur de diffusion (sur laquelle la vitesse des particules est non nulle) est importante. Les dissipations visqueuses dans la phase liquide induite par le déplacement des particules peuvent ainsi être à l'origine de la viscosité effective des films chargés que nous reportons.

Nous supposons que les interactions entre nos particules sont hydrodynamiques. Cela veut dire qu'elles génèrent des écoulements en se déplaçant et qu'elles bougent également en réponse à des écoulements de fluide [36].

Afin d'obtenir l'expression théorique de la viscosité effective des films chargés en particules en fonction de la fraction surfacique en particules φ , nous adaptons le travail que Mills et Snabre [62] ont effectué sur la viscosité de cisaillement effective d'une suspension concentrée de particules non browniennes.

Soit $\eta_{eq}(\varphi)$ la viscosité de cisaillement dynamique effective du film chargé. Le taux de dissipation d'énergie par unité de temps et par unité de volume suite à un cisaillement est égal à $dE = \eta_{eq}(\varphi)\dot{\gamma}^2$ où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement.

Dans le régime visqueux, dE causée par une rotation relative d'une particule par rapport au fluide s'écrit :

$$dE = \eta_{eq}(\varphi)\dot{\gamma}^2 \propto \eta_{solution} \left(\frac{\dot{\gamma} r_P}{2\Delta l} \right)^2 s \quad (3.15)$$

Avec $\eta_{solution}$ la viscosité de cisaillement dynamique de la solution, r_P le rayon des particules, $\dot{\gamma} r_P$ la variation de la vitesse du fluide entre les particules, Δl la longueur caractéristique de l'écoulement entre les particules et s la fraction surfacique du fluide où la dissipation a lieu.

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

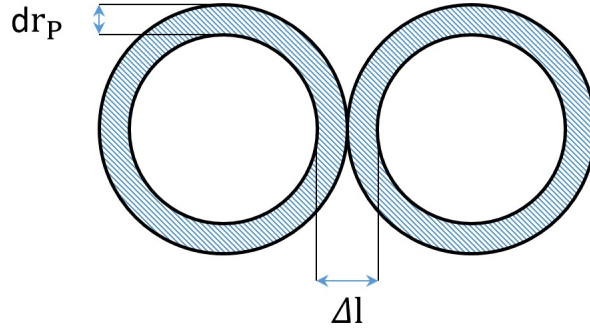


FIGURE 3.28 – Schéma d'une paire de disques en contact ou séparés par une distance Δl une fois leurs diamètres réduits.

Δl et s dépendent de la fraction surfacique en particules. Si nous partons d'une fraction surfacique maximale égale à φ_c dans laquelle les particules sont en contact et que nous réduisons le diamètre des particules de $dr_P = \frac{-\Delta l}{2}$ alors nous pouvons écrire que : $\frac{d\varphi}{\varphi} = 2\frac{dr_P}{r_P}$ (voir figure 3.28).

L'intégration de l'équation précédente permet d'obtenir : $\Delta l = 2r_P[1 - \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_c}}]$. En considérant par ailleurs que la dissipation a lieu dans l'anneau de rayon r_P et d'épaisseur $\frac{\Delta l}{2}$, nous pouvons écrire : $s = 2\varphi[1 - \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_c}}]$.

En remplaçant Δl et s par leurs expressions dans l'équation 3.15, nous obtenons finalement :

$$\eta_{eq}(\varphi) \propto \eta_{solution} \frac{\varphi}{1 - \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_c}}} \quad (3.16)$$

Si nous suivons le même raisonnement pour la viscosité dilatationnelle effective en remplaçant $\dot{\gamma}$ par un taux de dilatation, cela nous permet de conclure que :

$$\mu_{eq}(\varphi) \propto \mu_0 \frac{\varphi}{1 - \sqrt{\frac{\varphi}{\varphi_c}}} \quad (3.17)$$

Cette expression n'est correct qu'à φ élevé ($\frac{\varphi}{\varphi_c} \rightarrow 1$).

Afin de comparer les viscosités cinématiques expérimentales des films chargés en particules à l'équation 3.17, nous l'exprimons en termes de viscosité dynamique notée μ grâce à l'équation suivante : $\mu_{2D} = \nu\rho_{2D}$ où ρ_{2D} en kg/m^2 est la masse surfacique du film chargé. ρ_{2D} est définie par l'équation suivante :

$$\rho_{2D} = \frac{m_f}{S_f} \quad (3.18)$$

Chapitre3. Films chargés en particules

Avec m_f la masse du film chargé et S_f sa surface. Après développement et simplification, on trouve $\rho_{2D} = (1 - \varphi)e_\varphi\rho_L + \frac{2}{3}\varphi D_P\rho_P$. Pour les films nus, on trouve $\mu_0 \simeq 7.88 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ et des valeurs de l'ordre de $10 \cdot 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ pour des films fortement chargés.

Les viscosités dynamiques expérimentales et l'équation 3.17 sont représentées dans la figure 3.29. Cette courbe montre un très bon accord entre les mesures expérimentales et le modèle théorique. Le mouvement relatif des particules par rapport à la phase liquide pendant une expérience de rétraction semble effectivement être la source des dissipations d'énergie dans le film chargé en particules.

3.4.4.2 Viscosité dynamique d'un film nu-Contribution des interfaces

Il est à noter que la viscosité dynamique 2D d'un film de SDS μ_0 est très élevée par rapport à la viscosité dynamique 2D d'un film d'eau $\mu_{eau} \simeq 1.8 \cdot 10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ de même épaisseur = $45 \text{ } \mu\text{m}$ [55]. Cet écart peut être expliqué par les propriétés visco-élastiques des deux interfaces liquide-air du film liquide. En adoptant l'approximation de Trapeznikov [95], la viscosité dynamique 2D μ_0 correspondant à la somme des viscosités de cisaillement η_0 et de dilatation ξ_0 d'un film nu de SDS s'écrit :

$$\mu_0 = e\mu_{0-3D} + 2\mu_{interface} \quad (3.19)$$

Avec $e = 45 \text{ } \mu\text{m}$ l'épaisseur du film nu et $\mu_{interface}$ en $\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ la somme des viscosités de cisaillement $\eta_{interface}$ et de dilatation $\xi_{interface}$ d'une interface solution de SDS-air. Pour $\eta_{interface} \simeq 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ [70] et $\xi_{interface} \sim 50 \cdot \eta_{interface}$ (voir section 1.1.4), nous trouvons $\mu_0 \simeq 15.3 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$. Cette valeur est proche de la valeur expérimentale égale à $7.88 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$.

Il est important de souligner que pour les solutions de SDS, différentes valeurs de $\eta_{interface}$ ont été reportées dans la littérature. Poskanzer et Goodrich [77] ainsi que Petkov et al [70] reportent une valeur similaire à celle précitée ($\sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$) alors que Zell et al [101] et Pitois et al [73] reportent des valeurs de l'ordre de $10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$. Dans ce cas, $\mu_0 \simeq 10.8 \cdot 10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}$ est deux ordres de grandeur plus faible que la valeur expérimentale. L'incertitude sur la valeur de $\xi_{interface}$ et la disparité des valeurs de $\eta_{interface}$ fournies par la littérature font que la valeur théorique de la viscosité cinématique à $\varphi = 0$ n'est qu'une approximation permettant d'estimer l'ordre de grandeur de cette valeur.

3.4.4.3 Comparaison des viscosités effectives des films chargés au modèle de Krieger-Dougherty

Un des modèles les plus classiques pour décrire la viscosité dynamique d'une suspension de sphères dures est celui de Krieger-Dougherty. Ce modèle s'écrit : $\mu_{KD} = \mu_0(1 - \varphi/\varphi_c)^{-k\varphi_c}$. Nous avons défini expérimentalement auparavant les paramètres μ_0 et $\varphi_c = 0.84$ où la divergence de la viscosité effective est observée. Si nous supposons que le fluide suspendant est compressible alors nous affectons la valeur de 1 à k afin d'être

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

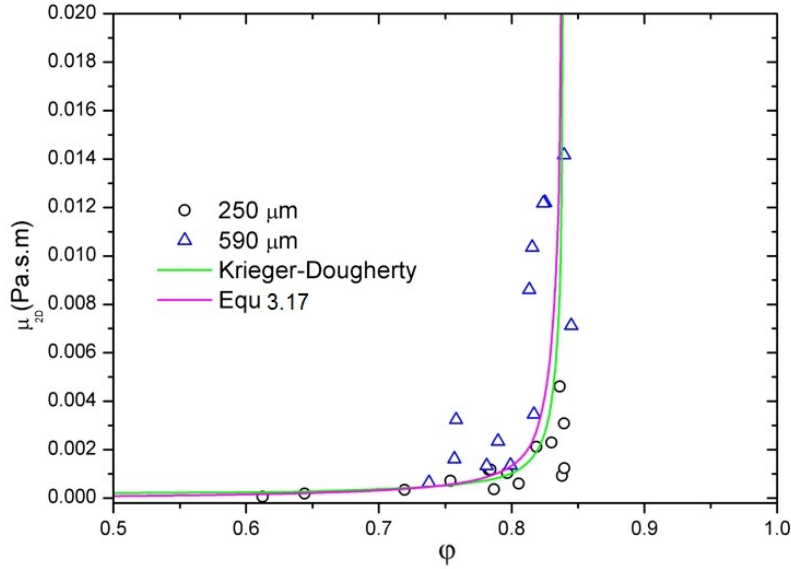


FIGURE 3.29 – Viscosités dynamiques expérimentales μ_{2D} , l'équation 3.17 et le modèle de Krieger Dougherty en fonction de la fraction surfacique en particules ϕ . L'équation 3.17 est tracée pour un préfacteur = 0.5.

cohérent avec la correction de Khair [45] de la viscosité effective d'Einstein en 2D. Dans notre cas, le fluide suspensé est une solution aqueuse. La considérer compressible peut sembler surprenant. Cette hypothèse est possible car nous considérons les films chargés comme des objets 2D. En effet, l'aire d'un film chargé diminue alors que sa masse reste constante pendant une expérience de rétraction. Sachant que les particules sont non déformables et qu'elles restent dans le plan du cadre aux premiers instants d'une expérience de rétraction, le liquide doit se redistribuer lors de la diminution de l'aire du film chargé. Ainsi, le film liquide s'épaissit probablement entre les particules. Sa densité surfacique augmente en conséquence. Les viscosités effectives expérimentales et le modèle de Krieger-Dougherty sont présentés sur la figure 3.29. On observe un bon accord entre nos viscosités et le modèle proposé.

3.4.5 Forces visqueuses et déviation du modèle de Taylor-Culick

Dans cette partie, nous calculons la force visqueuse par unité de longueur notée F_v que subit le barreau lors de son avancée et nous en tenons compte par la suite dans le bilan des forces appliquées au barreau.

3.4.5.1 Force visqueuse par unité de longueur F_v

Dans la section précédente, les films chargés en particules ont été considérés comme des objets 2D caractérisés par des viscosités dynamiques 2D (en Pa.s.m) et des contraintes

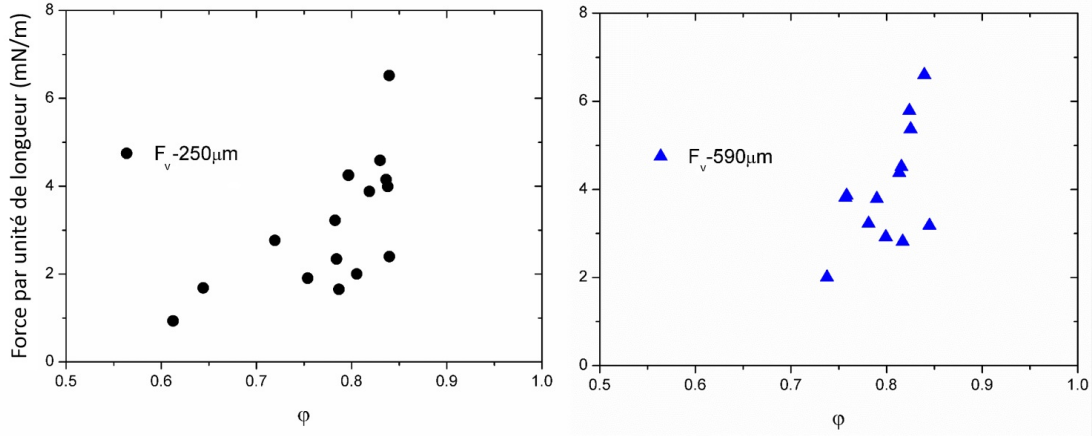


FIGURE 3.30 – Forces visqueuses par unité de longueur F_v en fonction de la fraction surfacique en particules φ .

internes en $\text{Pa} \cdot \text{m}$ (voir partie 3.4.2.1).

En revanche, cette modélisation 2D n'est plus valable dans la région où le film chargé se raccorde au barreau car l'épaisseur y est non-uniforme. En effet, le film liquide reliant le film chargé au barreau a une épaisseur $e \simeq 45 \mu\text{m}$ faible par rapport à l'épaisseur du film chargé considérée égale au diamètre des particules ($250 \mu\text{m}$ et $590 \mu\text{m}$). Afin de tenir compte de ces variations d'épaisseur, nous passons à une modélisation 3D.

La force visqueuse par unité de longueur F_v subie par le barreau s'écrit donc :

$$F_v = \int_0^e (\underline{\mu} : \underline{D}) \cdot \vec{e}_x \frac{1}{D_P} dz \quad (3.20)$$

Après développement, l'équation 3.20 devient : $F_v = \mu_{2D} \frac{\partial V_x}{\partial x} \frac{e}{D_P}$ pour $X = 0$. La valeur à $X = 0$ de $\frac{\partial V_x}{\partial x}$ est déduite des profils de vitesses théoriques correspondant à la solution de l'équation différentielle de diffusion (équation 3.10). F_v en fonction de la fraction surfacique en particules est présentée dans la figure FvVersusPhi.

Il est à signaler que pour un film nu, les dissipations visqueuses ne sont pas à l'origine de la force résistante présentée dans 3.3.2. En effet pour $\varphi = 0$, $F_{v0} \simeq 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$ alors que la valeur de la force résistante par unité de longueur est de l'ordre de $\beta\gamma_{LG} \simeq 7 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}$. F_{v0} est donc ~ 10 fois plus faible que la force résistante par unité de longueur.

3.4.5.2 L'origine visqueuse des dissipations dans un film chargé

Dans cette partie, nous tenons compte de F_v dans le bilan des forces appliquées au barreau lors de sa rétraction. Nous écrivons donc : $\beta\gamma_{LG} - F - F_v = V dm/dt$. En développant cette équation nous obtenons l'écriture suivante :

3.4. Viscosité effective d'un film chargé en monocouche

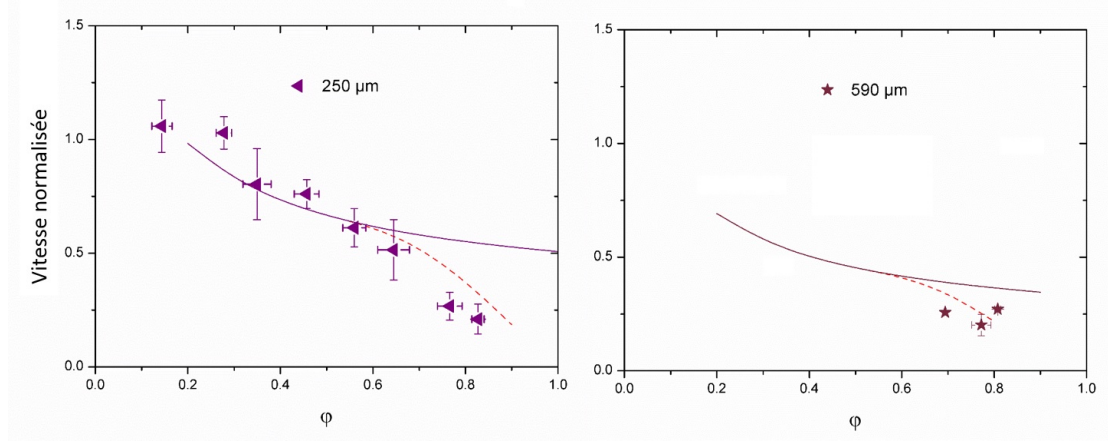


FIGURE 3.31 – Vitesses normalisés en fonction de la fraction surfacique en particules φ .

$$V = V_0 \sqrt{\frac{\rho_l e - F_v / V_0^2}{\rho_l e_\varphi A + B \rho_p \varphi D_p}} \quad (3.21)$$

En ajustant un modèle aux points expérimentaux présentés dans la figure 3.30, nous traçons les nouvelles vitesses de rétraction expérimentales normalisées en fonction de la fraction de surfacique sur la figure 3.31. Nous voyons qu'à fraction surfacique élevée, le modèle tenant compte de F_v décrit correctement les vitesses de rétraction que nous avons mesuré. Cela suggère que la viscosité des films chargés en particules hydrophobes est à l'origine des dissipations s'opposant à l'avancé du barreau lors d'une expérience de rétraction dans un film chargé en particules.

En s'intéressant à la force de frottement que subit un disque en mouvement rectiligne dans un granulaire 2D, Takehara et al [91] ont également mesuré une force résistante qui diverge à ~ 0.84 . La variation de la quantité de mouvement de l'agrégat de particules qui se forment autour du disque mobile permet de retrouver la valeur de la force de frottement mesurée expérimentalement. Bien que les films chargés en particules que nous étudions soient différents d'un granulaire 2D sec, la divergence de F_P à la même fraction surfacique ~ 0.84 est bien la signature du caractère granulaire des films liquides chargés en particules solides.

3.4.6 Conclusion

Grâce au suivi des déplacements des particules par PIV pendant une expérience de rétraction, la viscosité effective des films chargés en particules a été caractérisée. L'étude de la structure locale des films chargés en particules à l'état initial met en évidence que la viscosité effective n'est plus négligeable dès que le nombre de contacts moyen par particule dépasse 4. Dans cette configuration, les particules sont localement "bloquées". Cela veut dire qu'une particule ne peut pas bouger sans entraîner le déplacement du fluide

à proximité ainsi que le déplacement d'autres particules voisines. La corrélation du blocage local et de l'augmentation de la viscosité semble indiquer que la diffusion de la quantité de mouvement dans les films chargés s'effectue via la phase liquide et grâce aux contacts entre les particules.

D'un point de vue énergétique, les dissipations dues à la viscosité équivalente d'un film chargé en particules semblent être le résultat d'une dissipation visqueuse dans la phase liquide. En effet, les particules dissipent de l'énergie en se déplacent par rapport au liquide pendant une expérience de rétraction.

Tenir compte de la force visqueuse par unité de longueur dans le bilan des forces appliquées au barreau lors de sa rétraction a permis par ailleurs de déduire que la viscosité effective des films chargés est probablement à l'origine de l'écart entre la vitesse expérimentale de rétraction du bord contraint et la vitesse théorique à φ élevé.

Finalement, il est à noter que les résultats présentés dans cette section ont été obtenus à partir de films en monocouche. Comme expliqué précédemment, la fraction surfacique en particules est définie avec précision en monocouche contrairement à la configuration bicouche où φ caractérise la couverture moyenne en particules des deux interfaces liquide-air. En bicouche, il est probable que des dissipations visqueuses aient lieu dans le film chargé dès que la couverture en particules d'une interface liquide-air atteint ~ 0.65 . En termes de fraction surfacique cela correspond à φ légèrement supérieure à 0.3 en supposant que les particules sont majoritairement sur une seule des deux interfaces. Ces valeurs critiques (~ 0.65 en monocouche et ~ 0.35 en bicouche) correspondent aux fractions surfaciques à partir desquelles on observe une déviation des vitesses expérimentales du barreau lors d'une expérience de rétraction par rapport au modèle modifié de Taylor-Culick. La viscosité des films chargés en particules pourrait être à l'origine de cette déviation en bicouche également.

En revanche, la raison pour laquelle la vitesse du barreau pendant une expérience de rétraction est constante dans le régime permanent même quand les dissipations visqueuses sont non négligeables reste inconnue. Les films visqueux qui ont fait l'objet d'études numériques et expérimentales [83, 28] présentent un régime transitoire pendant lequel la vitesse d'élargissement du trou pendant l'éclatement est plus faible que celle de prédite par le modèle de Taylor-Culick mais où l'accélération est non nulle. L'origine de la vitesse constante que nous reportons pourrait être liée à un autre phénomène.

3.5 Flambement des films chargés

Les films chargés en particules peuvent flamber pendant une expérience de rétraction à bord contraint. Nous nous intéresserons dans cette partie aux paramètres dont dépend la longueur d'onde, à l'origine du flambement et nous caractériserons la rigidité en flexion d'un film chargé en particules.

D_P (μm)	a (mm)	Configuration	Flambement possible
40	5	bicouche	oui
80	5	bicouche	oui
140	5	bicouche	oui
250	5	monocouche	oui
140	9	bicouche	oui
140	2	bicouche	non
590	5	monocouche	non

TABLE 3.1 – Résumé des paramètres expérimentaux lorsque les plis sont observés.

3.5.1 Description qualitative du flambement des films chargés

Le flambement se caractérise par la formation de plis. Il a été observé pendant les expériences de rétraction pour des films chargés en particules de 40, 80, 140 et 250 μm pour la largeur de cadre $a = 5$ mm. Nous avons également observé le flambement de films chargés en particules de 140 μm de largeur $a = 9$ mm. En revanche, aucune déformation orthogonale au plan de rétraction n'a eu lieu pendant les expériences effectuées sur les films chargés en particules de 140 μm et 590 μm avec une largeur $a = 2$ mm et $a = 5$ mm respectivement quelle que soit la fraction surfacique en particules initiale. Le tableau 3.1 résume tous les cas étudiés.

Il semble ainsi que l'apparition du flambement ne dépend pas de manière indépendante de la taille des particules, de la largeur du cadre ou de la configuration des particules dans le film liquide. En revanche, l'absence de flambement est corrélée à une vitesse de rétraction faible du barreau. Pour les particules de 590 μm , la vitesse de rétraction du barreau est faible à cause d'une couverture en particules élevée (expériences exploitées pour déterminer la viscosité effective des films chargés en particules). La vitesse de rétraction du barreau est également faible pour les expériences effectuées sur un cadre de 2 mm car la force motrice $\beta\gamma a$ l'est aussi. Dans ces cas, la force compressive dans les films (discutée dans la partie 3.5.4) n'est pas suffisante pour observer le flambement.

3.5.2 Origine élastique du flambement des films chargés en particules

Le flambement dû à des contraintes compressives peut être d'origine visqueuse ou élastique. Cette instabilité peut se produire pour des filaments et des films visqueux si l'effet stabilisant de la tension de surface n'est pas suffisant. Cela correspond à des nombres capillaires élevés [53, 85]. Pour les milieux élastiques, le flambement intervient lorsque l'énergie de déformation élastique devient équivalente au travail des contraintes initiales. L'origine du flambement pour les films chargés n'est pas claire. Les films chargés peuvent être caractérisés par une viscosité équivalente. Parallèlement à cela, la fraction surfacique en particules

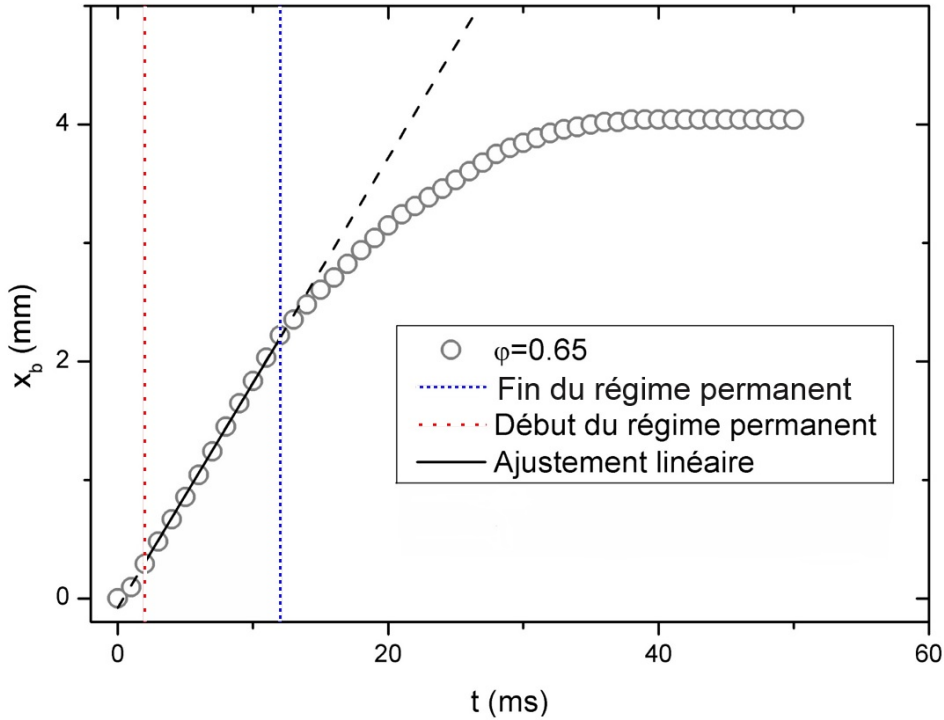


FIGURE 3.32 – Distance parcourue par le barreau x_b en fonction du temps dans un film chargé en particules de $250 \mu\text{m}$. L'apparition du flambement et la fin du régime permanent sont simultanées.

moyenne augmente considérablement lorsque la distance parcourue par le barreau n'est plus négligeable par rapport à la longueur initiale du film. Quand la fraction surfacique du film devient assez élevée, il est possible que le film subisse un flambement élastique comme il a été reporté pour les radeaux de particules fortement chargés [98, 74, 93]. Afin de déterminer l'origine du flambement pour les films chargés en particules, nous nous sommes intéressées à la fraction surfacique moyenne en particules du film au moment où le flambement apparaît.

Nous observons que lorsqu'un film chargé flambe pendant une expérience de rétraction, l'instant auquel ce flambement apparaît correspond à la fin du régime permanent (voir partie 3.2.2.1 et figure 3.32). La fraction surfacique moyenne à la fin de ce régime est reproductible pour chaque configuration en particules. Elle est de l'ordre de ~ 0.7 pour les films en bicouche (chargés en particules de $40, 80$ et $140 \mu\text{m}$). Pour les films en monocouche (chargés en particules de $250 \mu\text{m}$), la fraction surfacique en particules au flambement est plus élevée et est de l'ordre de ~ 0.75 (voir figure 3.33). Cette différence peut être expliquée par la définition de la fraction surfacique en particules pour chaque configuration. En configuration bicouche, φ caractérise la couverture moyenne au niveau des deux interfaces liquide-air. Sachant qu'une couverture hétérogène entre les deux interfaces liquide-air est observée en bicouche (voir section 2.4.1.1) et en supposant que le comportement élastique à

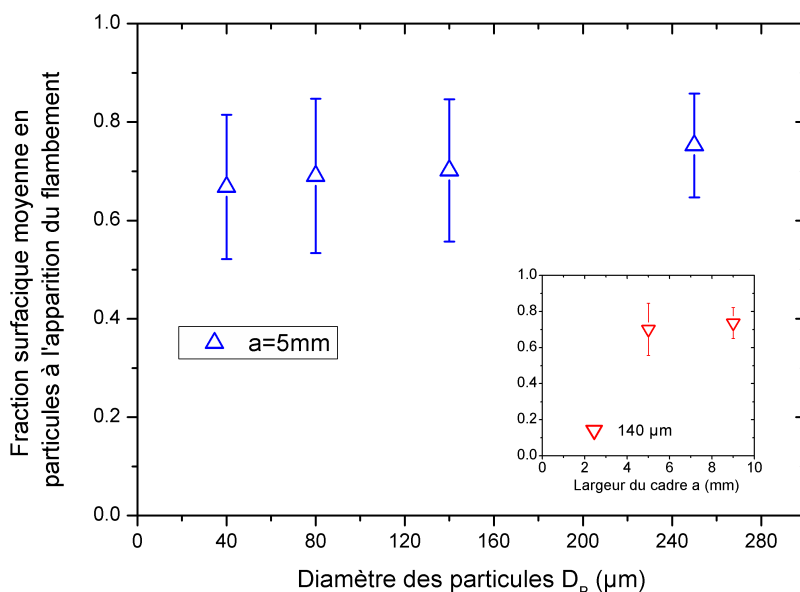


FIGURE 3.33 – Fraction surfacique moyenne à la fin du régime permanent et à l’apparition du flambement (dans les cas où les films flambent) en fonction du diamètre des particules pour une largeur de cadre = 5 mm. La figure en insert représente cette même fraction surfacique en fonction de la largeur de cadre pour les particules de 140 μm .

l’origine du flambement se manifeste dès qu’une seule des deux interfaces devient fortement chargée alors une valeur plus faible de la fraction surfacique de flambement en bicouche est justifiée.

Il est à souligner qu’une fraction surfacique moyenne ~ 0.7 pour les films en bicouche et ~ 0.75 pour les films en monocouche est une condition nécessaire mais non suffisante pour l’apparition du flambement. En effet, comme nous l’expliquons dans le paragraphe précédent, ces fractions surfaciques critiques moyennes caractérisent la fin du régime permanent. La fraction surfacique moyenne d’un film prend forcément cette valeur critique à un instant donné car l’aire du film diminue pendant une expérience de rétraction. En revanche, tous les films ne flambent pas nécessairement pendant la rétraction du bord contraint. Lorsqu’un film flambe, le début du flambement est alors observé à la fin du régime permanent. Remarquons par ailleurs que la fraction surfacique en particules à l’apparition du flambement en monocouche (~ 0.75) est légèrement inférieure à la fraction surfacique de jamming en 2D ($\simeq 0.84$ [102, 58, 20]) à partir de laquelle les comportements élastiques devraient se manifester. Cela peut être dû à une couverture locale en particules plus importante dans la région au voisinage du barreau qui flamberait en premier. Mais sachant qu’il s’agit d’un flambement dynamique lors de nos expériences, le gradient de la couverture locale

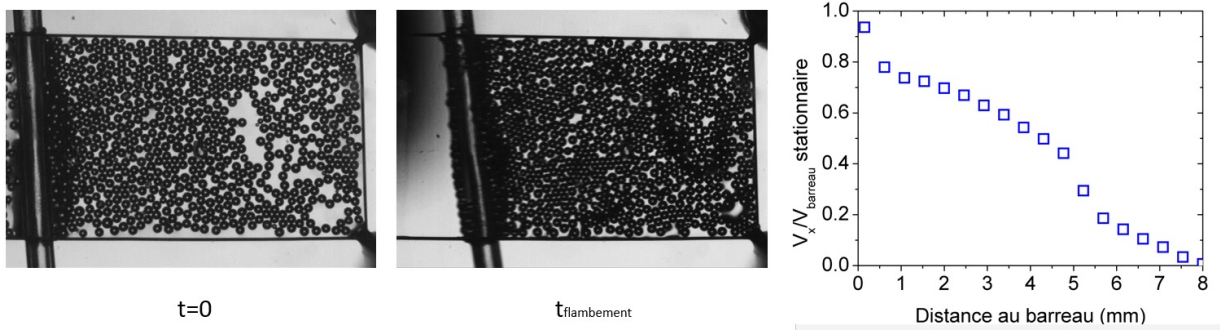


FIGURE 3.34 – Photos d’un film chargé en particules de $250\ \mu\text{m}$ à $\varphi = 0.61$ à l’état initial et à l’instant où le flambement débute. Le profil de vitesse dans le film est représenté à $t_{\text{flambement}}$. La vitesse normalisée ne s’annule qu’à l’extrémité du cadre indiquant que la quantité de mouvement a diffusé sur toute la longueur du film à $t_{\text{flambement}}$.

en particules doit rapidement disparaître. Cela est d’autant plus vrai qu’au moment où le flambement apparaît, la vitesse a diffusé sur toute la longueur du film (voir figure 3.34). Le film est ainsi sollicité dans son intégralité lors du flambement.

3.5.3 Description quantitative du flambement des films chargés

En pratique, les enregistrements vidéo des expériences de rétraction à bord contraint permettent de conclure s’il y a eu flambement ou pas. En effet, quand un film chargé flambe, des plis peuvent être observés. On peut associer une longueur caractéristique λ à cette instabilité avec λ égale à la distance qui sépare deux plis consécutifs au moment où ils apparaissent (voir figure 3.35).

Généralement, lorsque des membranes élastiques sont comprimées, des ridules caractérisées par une longueur d’onde λ_c apparaissent en premier. Si le confinement (correspondant à Δ/λ_c avec Δ le déplacement responsable de la compression) est augmenté ces membranes passent d’un état de ridules à celui de plis localisés [76]. La morphologie des ridules au terme de cette transition dépend de la nature du substrat [14]. Quand le substrat est liquide, l’amplitude des ridules augmente de manière uniforme avec le confinement. Au-delà d’un seuil, toute la déformation se localise dans un unique pli. Pour les substrats élastiques, l’amplitude augmente uniformément dans un premier temps. Lorsque le confinement dépasse une valeur critique, l’amplitude de certaines ridules commence à croître aux dépens de celle des voisines. Ces ridules, qui finissent par devenir des plis, sont également réparties de manière périodique (voir figure 3.36).

Comme dit précédemment, nous avons observé expérimentalement que lorsqu’un film chargé en particules flambe, plusieurs plis apparaissent. Nos expériences sont donc qualitativement similaires au cas du substrat élastique. En conséquence, la longueur λ mesurée entre deux plis successifs ne correspond pas à la longueur d’onde λ_c qui résulterait d’une compression légère mais nous pouvons tout de même considérer que $\lambda \propto \lambda_c$.

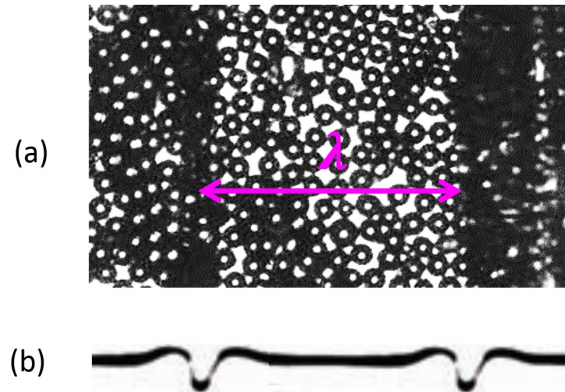


FIGURE 3.35 – (a) Deux plis séparés par une distance égale à λ . Le film est chargé en particules de $250 \mu\text{m}$ et a une largeur $a = 5 \text{ mm}$. (b) est un schéma représentant les plis vus de côté [76].

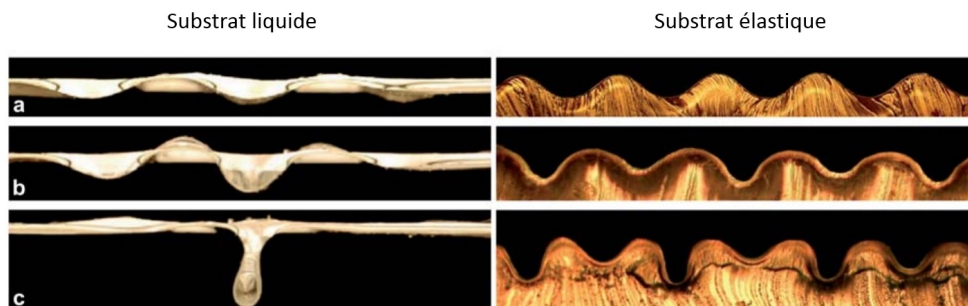


FIGURE 3.36 – Comparaison qualitative entre l'évolution de la morphologie d'une membrane élastique reposant sur un substrat liquide (gauche) et un substrat élastique (droite) lorsque le confinement est augmentée (de a vers c). Figure de [14].

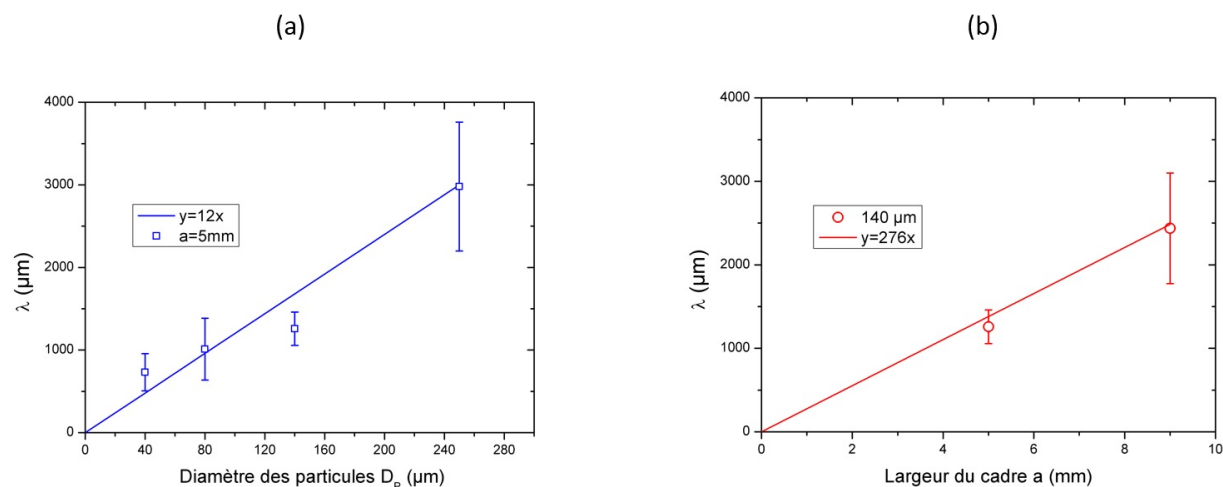


FIGURE 3.37 – (a) Variation de la longueur d’onde avec le diamètre des particules pour $a = 5 \text{ mm}$. (b) Variation de la longueur d’onde avec la largeur de cadre a pour $D_p = 140 \mu\text{m}$.

Il est à noter que des ridules doivent certainement se développer avant que les plis n’apparaissent. Mais la vue de dessus dont nous disposons ne nous permet pas de les observer. Une vue de côté serait plus adaptée pour mesurer λ_c pour les films que nous étudions.

La figure 3.37 montre les variations de λ avec le diamètre des particules D_p et la largeur de cadre a . Pour une taille de particules et une largeur donnée, nous observons que la valeur de λ est reproductible. Si la largeur du cadre est fixée alors λ varie à peu près linéairement avec le diamètre des particules. Si la taille des particules est à son tour fixée, λ augmente avec la largeur a . Nous comparons dans la suite nos résultats avec les résultats relatifs aux radeaux de particules.

La compression d’une monocouche de particules déposée sur un substrat a fait l’objet de plusieurs travaux de recherche. Tordessilas et al [93] ont effectué des expériences de compression de faible amplitude d’un radeau de particules colloïdales ordonné déposé sur un substrat élastique. Ils reportent une croissance linéaire de la longueur d’onde mesurée avec le diamètre des particules. Le coefficient de proportionnalité qu’ils déduisent à partir de leurs expériences est de l’ordre de 5, \sim deux fois plus petit que ce que nous mesurons. Sachant que la distance λ que nous mesurons est supérieure et proportionnelle à λ_c , nos résultats restent cohérents avec ceux de Tordessilas et al [93].

Vella et al [98] ont également effectué le même type d’expériences mais pour des particules micrométriques déposées sur un bain liquide. Dans leur cas, la longueur d’onde est proportionnelle à la racine du diamètre des particules. Ces écarts peuvent être dus aux différences des systèmes expérimentaux (différence des diamètres des particules, nature du substrat

sous le radeau de particules, l'ordre du radeau de particule à l'état initial).

Tordessilas et al [93] ont par ailleurs mis au point un modèle granulaire afin de caractériser le comportement mécanique des radeaux de particules. En supposant que les forces de contact entre les particules qui résistent au flambement peuvent être modélisées par des interactions harmoniques, le modèle granulaire prédit correctement les longueurs d'onde qu'ils observent expérimentalement. Ce modèle prévoit également une diminution de la longueur d'onde lorsque la rigidité liée aux déplacements verticaux est augmentée. Cela rejoint nos observations expérimentales où λ croît avec la largeur du cadre a pour une taille de particules. En effet, la condition de continuité impose des déplacements nuls aux bords du cadre lors du flambement. Plus le cadre est grand, plus les effets de bords peuvent être négligés. L'augmentation de λ avec la largeur du cadre a peut être attribuée à une diminution de la rigidité liée aux déplacements verticaux.

3.5.4 Estimation de la rigidité à la flexion des films chargés en particules

Si nous négligeons les effets de bords et que nous nous plaçons dans une configuration déformée infiniment voisine de la situation non déformée, nous pouvons écrire [51] :

$$B \frac{\partial^4 h}{\partial x^4} + T \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = 0 \quad (3.22)$$

Avec B le module de rigidité à la flexion du film chargé en particules, $h(x)$ le déplacement vertical dans le film et T la force compressive dans le film par unité de longueur. Aucune force de rappel n'apparaît dans l'équation 3.22. Pour les radeaux de particules déposés sur un bain de liquide par exemple, le poids du volume déplacé exerce une force de rappel.

Dans la limite des petites déformations, le déplacement vertical s'écrit $h(x) = A \sin(2\Pi x/\lambda_c)$. En remplaçant $h(x)$ par son expression dans l'équation 3.22, nous obtenons l'équation suivante :

$$B = \frac{\lambda_c^2 T_c}{4\pi^2} \quad (3.23)$$

Avec T_c la force compressive minimale afin que le film flambe. Lorsqu'un film chargé en particules flambe pendant une expérience de rétraction, la force compressive est supérieure à T_c . Pour chaque taille de particules, la valeur minimale de la force compressive T_{min} pour les films qui flambent permet d'approcher la valeur de T_c . Cette force compressive est au plus égale à $\beta\gamma_{LG} - F - F_P = V dm/dt = V^2(A\rho_L e_\varphi + B\rho_P \phi D_P)$ pendant les expériences de rétraction lorsque le flambement est observé avec F_P une force résistante par unité de longueur à l'origine de la déviation du modèle de Taylor-Culick aux fractions surfaciques élevées. F_P correspond à une mesure expérimentale de la force visqueuse linéaire F_v . Pour chaque taille de particules et de cadres, nous calculons $\beta\gamma_{LG} - F - F_P$ correspondant

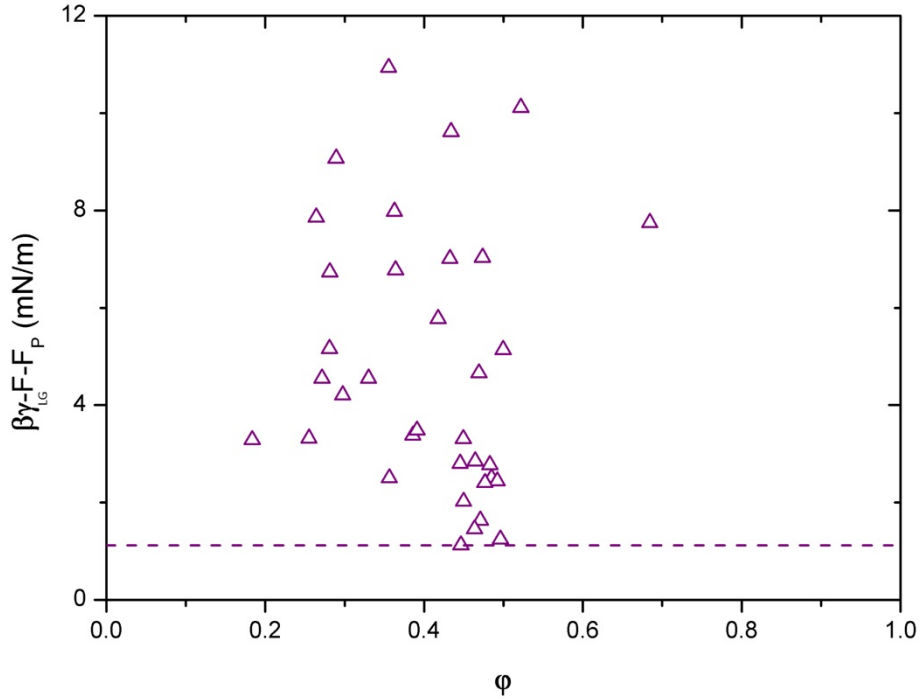


FIGURE 3.38 – $\beta\gamma_{LG} - F - F_P$ en fonction de φ pour les films chargés en particules de $80 \mu\text{m}$ pour lesquels le flambement a été observé. Le trait en pointillé correspond à la valeur minimale T_{min} .

aux expériences où le flambement a été observé. T_{min} correspond à la valeur minimale de la force compressive (voir figure 3.38).

Une majoration de la valeur de B est ainsi estimée grâce à T_{min} définie pour chaque taille de particules et grâce à la valeur de λ représentée dans la figure 3.37. Les valeurs approchées de B sont présentées dans le tableau 3.2 et dans la figure 3.39. Pour les films chargés en particules que nous étudions, B est de l'ordre du $10^{-10} \text{ N} \cdot \text{m}$. Pour $a = 5 \text{ mm}$, la rigidité à la flexion que nous estimons augmente avec la taille des particules. La valeur de B que nous retrouvons et la tendance observée sont cohérentes avec les valeurs reportées par Planchette et al [74] ainsi que Vela et al [98] pour des radeaux de particules sur un bain liquide.

En revanche, la rigidité à la flexion des films chargés en particules de $140 \mu\text{m}$ de largeur $a = 9 \text{ mm}$ est supérieure à celle des films chargés en particules de même taille mais moins large ($a = 5 \text{ mm}$). Sachant que les effets de bords qui résistent au flambement sont moins importants dans le cas des films larges, on s'attendrait à une valeur moins élevée de B pour les films chargés avec $D_P = 140 \mu\text{m}$ et $a = 9 \text{ mm}$. La valeur de T_{min} pourrait être à l'origine de cette valeur élevée de B . En effet, T_{min} est une majoration de T_c . La précision de cette estimation varie d'une taille de particules et de cadre à l'autre et dépend notamment du nombre d'expériences effectuées à tailles de cadre et de particules données. La méthode

3.6. Bilan énergétique et prédiction de l'état final

D_P (μm)	a (mm)	T_{min} (mN/m)	λ (mm)	B (10^{-10} N · m)
40	5	0.5	0.73	0.07
80	5	1.1	1.01	0.31
140	5	1	1.25	0.34
250	5	1	2.97	2.24
140	9	4	2.4	6.02

TABLE 3.2 – Valeurs approchées du module de rigidité à la flexion B pour différentes tailles de particules.

que nous utilisons ne garantit donc pas de retrouver les bonnes tendances de variation.

3.6 Bilan énergétique et prédiction de l'état final

L'état final d'une expérience de rétraction diffère d'une expérience à l'autre. Deux états sont possibles : l'état bloqué où le film chargé en particules résiste à l'avancée du barreau et l'arrête avant qu'il n'atteigne l'extrémité du cadre et l'état non bloqué qui correspond au cas où le film disparaît entièrement à la fin d'une expérience de rétraction (voir figure 3.7). Cet état final peut être expliqué par les dissipations énergétiques qui ont lieu pendant l'avancée du barreau. Si ces dissipations sont faibles, le barreau atteint l'extrémité du cadre alors qu'il s'arrête avant que le film ne disparaisse complètement dans le cas contraire. Afin de quantifier ces dissipations, nous effectuons le bilan d'énergie du barreau pendant une expérience de rétraction dans les trois régimes.

Régime d'accélération

Pendant ce régime, la masse accumulée est négligeable par rapport à la masse du barreau et la seule force qui intervient est la force de tension de surface $\beta\gamma_{LG}a$ (voir section 3.4.2.2). Le bilan d'énergie s'écrit :

$$\Delta E_{c-acc} \simeq \frac{1}{2}m_b V_b^2 = \beta\gamma_{LG} a x_{b0} \quad (3.24)$$

Avec m_b la masse du barreau, V_b la vitesse du barreau dans le régime permanent et x_{b0} la distance parcourue par le barreau pendant ce régime.

Régime permanent

Le liquide et les particules s'accumulent sur le barreau pendant ce régime. De plus, la force résistante Fa et la force visqueuse $F_v a$ s'opposent à la force de tension de surface. La variation de l'énergie cinétique s'écrit donc :

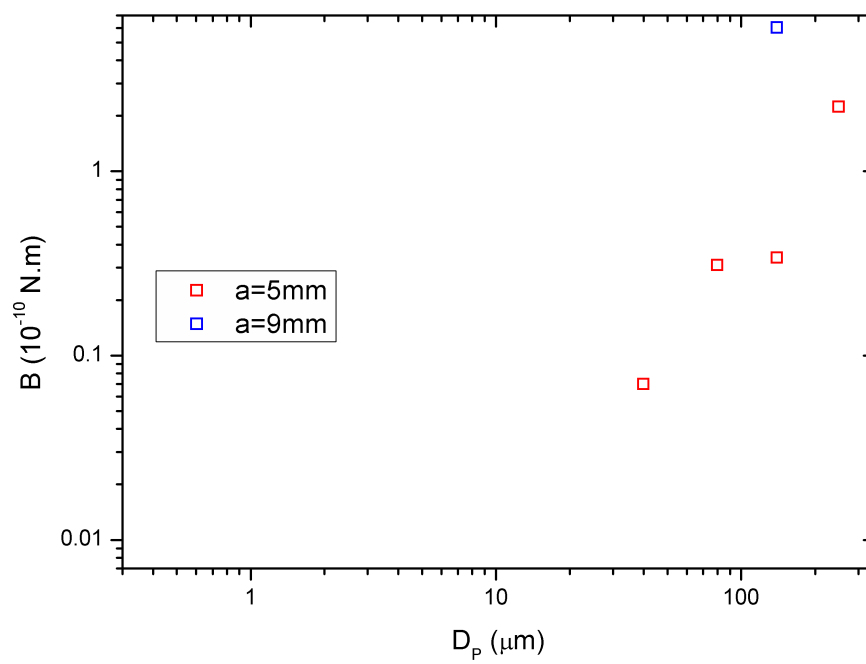


FIGURE 3.39 – Module de rigidité à la flexion B pour différents diamètres de particules et largeurs de cadres.

3.6. Bilan énergétique et prédiction de l'état final

$$\Delta E_{c-perm} = \frac{1}{2}m_a V_b^2 = (\beta\gamma_{LG} a - Fa - F_v a)x_{b1} \quad (3.25)$$

Avec m_a la masse du liquide et des particules accumulées sur le barreau pendant le régime permanent et x_{b1} la distance parcourue par le barreau pendant ce même régime permanent.

Régime de décélération

La fin du régime permanent correspond à une fraction surfacique en particules moyenne ~ 0.7 et ~ 0.75 pour les films en bicouche et en monocouche respectivement. Bien que ces fractions surfaciques en particules soient légèrement inférieures à la fraction surfacique de jamming en 2D ($\simeq 0.84$ [102, 58, 20]) à partir de laquelle les comportements élastiques se manifestent, il est probable que le comportement des films chargés en particules commence à évoluer vers un comportement solide. C'est d'ailleurs à la fin du régime permanent que le flambement apparaît dans le cas des expériences où le flambement est observé. En conséquence, nous considérons que la tension de surface de l'interface liquide-air du film chargé diminue pendant le régime de décélération où elle sera notée $\gamma_{eq}(t)$. À un instant t pendant ce régime, le bilan d'énergie du barreau s'écrit :

$$\Delta E_{c-dec} = \frac{1}{2}(m_a(t) + m_b)V_b(t)^2 - \frac{1}{2}(m_a + m_b)V_b^2 = \int_0^{x_{b2}} \beta\gamma_{eq} a dx - (Fa - F_v a)x_{b2}(t) \quad (3.26)$$

Avec $m_a(t)$ la masse accumulée à l'instant t , $V_b(t)$ la vitesse du barreau à l'instant t et $x_{b2}(t)$ la distance parcourue entre le début du régime de décélération et l'instant t .

Soit t_c l'instant auquel la vitesse du barreau s'annule. Si la distance totale parcourue par le barreau $x_{b0} + x_{b1} + x_{b2}(t_c)$ est inférieure à la longueur initiale du film b_0 alors l'état final correspond à un état bloqué. En revanche si $x_{b0} + x_{b1} + x_{b2}(t_c) > b_0$, le barreau ne sera pas bloqué par le film chargé en particules à l'état final.

En conséquence, si la fraction surfacique initiale en particules φ est faible, la longueur du film au début du régime de décélération n'est pas assez importante. Le barreau atteint l'extrémité du cadre avant que sa vitesse ne s'annule. Par contre, lorsque la couverture initiale en particules est élevée, deux cas sont possibles. Pour une longueur initiale b_0 importante, la longueur du film au début du régime de décélération est également importante. La vitesse du barreau diminue jusqu'à s'annuler avant qu'il n'atteigne l'extrémité du cadre. Dans le cas où b_0 est faible, la longueur du film au début du régime de décélération n'est pas assez élevée pour que la vitesse du barreau s'annule. Le barreau est donc non bloqué à l'état final.

Cette interprétation est en accord avec nos observations expérimentales (voir figure 3.40). En revanche nous ne sommes pas en mesure de fournir des arguments quantitatifs car l'évolution de γ_{eq} en fonction de la fraction surfacique moyenne est inconnue.

Par ailleurs, le diagramme sur la figure 3.40 ne semble pas dépendre de la configuration des particules dans le film (monocouche ou bicouche). Le blocage est ainsi observé pour les films ayant une fraction surfacique φ à peu près > 0.4 et un rapport de taille $b/a > 1$

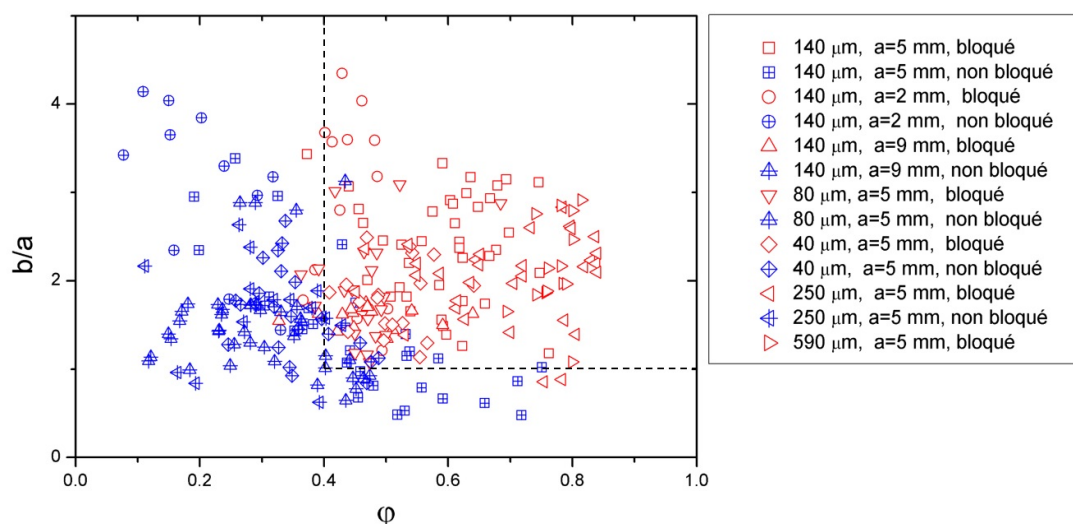


FIGURE 3.40 – Représentation de l'état final en fonction de la fraction de la fraction surfacique ϕ et du rapport de taille initial $\frac{b}{a}$ pour des films de différentes largeurs et chargés en particules de différents diamètres.

quelle que soit la configuration des particules. Nous n'avons pas d'explication pour ces observations expérimentales pour l'instant.

3.7 Conclusion

L'étude des films chargés en particules solides que nous présentons dans ce chapitre permet de dégager les conclusions suivantes :

- Le comportement d'un film chargé en particules peut être différent du comportement d'un film de savon. En effet, un film chargé en particules peut résister à une expérience d'éclatement si les particules se positionnent en monocouche dans le film liquide. Dans cette configuration, la concentration en particules augmente au voisinage du bord de rétraction pendant l'expansion du trou. Au-delà d'une concentration critique, il devient énergétiquement défavorable de rompre les ponts capillaires entre les particules. L'expansion du trou peut ainsi être inhibée.
- Un film chargé en particules solides se comporte comme un fluide newtonien dont la viscosité effective n'est plus négligeable au-delà d'une fraction surfacique critique (~ 0.65 pour la configuration monocouche étudiée). Les dissipations dues au mouvement des particules par rapport à la phase liquide semblent être à l'origine de la viscosité effective des films chargés. Ainsi, les vitesses de rétraction des films chargés peuvent être prédites grâce à un modèle inertio-capillaire si ϕ est faible. Pour des fractions surfaciques en particules élevées, la force visqueuse doit être intégrée au modèle théorique.

- Lorsque la couverture en particules augmente dans un film chargé, son comportement devient élastique. Le flambement que nous avons observé expérimentalement lors des expériences de rétraction résulte du caractère élastique des films fortement chargés en particules.
- Les films chargés en particules peuvent résister à une expérience de rétraction à bord contraint car le passage vers un comportement élastique est accompagnée d'une diminution de la tension de surface. En conséquence, la vitesse du bord de rétraction décroît dès le début de cette transition jusqu'à s'annuler.

Chapitre 4

Bulles chargées en particules solides

Ce chapitre est consacré aux bulles chargées en particules solides. Les objectifs de notre étude et les expériences mises en place afin de caractériser les bulles chargées en particules sont présentées en première partie. Les résultats expérimentaux relatifs aux expériences de surpressurisation et de dépressurisation sont discutés par la suite. Nous nous intéressons dans la dernière partie à la forme finale des bulles chargées en particules solides après qu'elles aient été percées.

Sommaire

4.1	Mesure et variation de pression dans les bulles chargées en particules solides : méthodes expérimentales	132
4.2	Perméabilité des films chargés en particules solides	134
4.3	Pression intérieure d'une bulle chargée en particules- Caractérisation des interfaces liquide-air chargées	138
4.4	Bulles chargées en surpression	139
4.4.1	Description qualitative	139
4.4.2	Fracture de la monocouche	142
4.4.3	Pression relative critique de fracture P_f^*	142
4.4.4	Pression relative lors de la fracture P_f	145
4.5	Bulles chargées en dépression	148
4.5.1	Description qualitative	148
4.5.2	Pression relative critique de collapse P_c	150
4.5.3	Comparaison aux gouttes et aux bulles "armurées" et aux coques élastiques	150
4.6	Forme finale d'une bulle percée	157
4.7	Conclusion	159

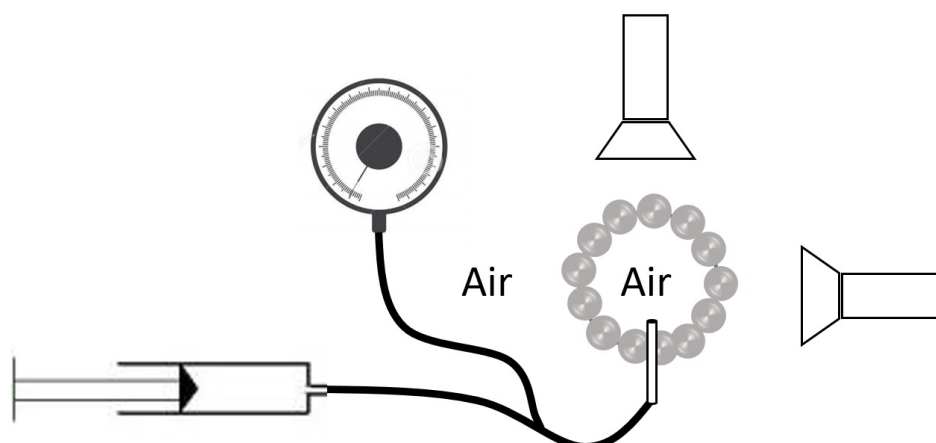


FIGURE 4.1 – Schéma du montage expérimental permettant de faire varier la pression intérieure des bulles chargées en particules solides.

4.1 Mesure et variation de pression dans les bulles chargées en particules solides : méthodes expérimentales

L'objectif de notre étude sur les bulles chargées en particules solides est la caractérisation de leur comportement lorsque la quantité de gaz varie à l'intérieur de celles-ci. En soumettant ces bulles chargées à des variations de pression, nous modélisons le mécanisme de mûrissement à l'échelle d'une bulle unique. Les résultats de cette étude constituent des éléments de réponse quant au pouvoir stabilisant des particules intégrées dans une mousse. Notre nous sommes plus particulièrement intéressées à la corrélation entre les variations de pression à l'intérieur des bulles chargées et les déformations qu'elles subissent pendant les expériences.

Montage expérimental

Le montage expérimental que nous avons utilisé pour effectuer les expériences sur les bulles chargées est présenté dans la figure 4.1 et 4.3. Après la génération d'une bulle chargée (section 2.3), cette dernière est déposée sur une aiguille reliée à une seringue. En faisant varier le volume de la seringue grâce à un pousse-seringue, nous entraînons une variation de la pression intérieure de la bulle chargée. La valeur de la pression est mesurée à l'aide d'un capteur de pression relié à la bulle chargée. Deux caméras permettent par ailleurs de suivre la forme des bulles chargées pendant les expériences grâce à une vue de côté et de dessus.

Les aiguilles utilisées lors des expériences sur les bulles chargées sont des aiguilles stérilisées de la marque Terumo. Différents diamètres ont été utilisés suivant la taille des bulles chargées. Pour les bulles avec un diamètre inférieur à ~ 7 mm, une aiguille de diamètre extérieur égal à 0.45 mm a été utilisée alors qu'une aiguille de 0.8 mm a été utilisée pour

4.1. Mesure et variation de pression dans les bulles chargées en particules solides : méthodes expérimentales

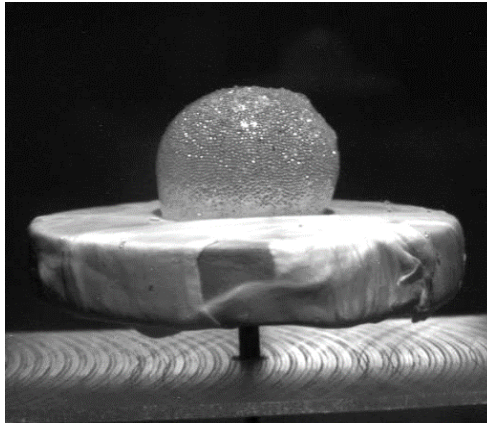


FIGURE 4.2 – Vue de côté d’une bulle chargée en particules de $140\ \mu\text{m}$ déposée sur le support qui maintient l’aiguille.

des bulles chargées plus grosses. En pratique, la taille des bulles est obtenue à partir des photos après qu’elles aient été déposées sur l’aiguille. Différentes tailles de cadre permettent de générer des bulles chargées de différents diamètres. En effet, les bulles obtenues avec le cadre rectangulaire de largeur $a = 5\ \text{mm}$ et de longueur $b = 15\ \text{mm}$ ont un diamètre compris entre $5\ \text{mm}$ et $7\ \text{mm}$ quelle que soit la taille des particules. Le cadre rectangulaire de largeur $a = 9\ \text{mm}$ et de longueur $b = 15\ \text{mm}$ ainsi que le cadre carré de côté égal à $16\ \text{mm}$ génèrent quant à eux des bulles de diamètre compris entre $\sim 7\ \text{mm}$ et $\sim 10\ \text{mm}$. Le volume des bulles est donc de l’ordre de $0.5\ \text{mL}$.

Un support visible sur la figure 4.2 a été utilisé afin de maintenir l’aiguille ainsi que de la bulle chargée. Avant chaque expérience, le support est enveloppé dans un ruban en téflon hydrophobe pour éviter l’étalement du liquide qui compose la bulle chargée. Le figure 4.2 permet par ailleurs de voir que la bulle chargée perd sa forme sphérique sous l’effet de son poids une fois placée sur le support. Dans la suite, nous considérons par simplification que la forme de la goutte déformée s’apparente à une calotte sphérique. Le rayon et la hauteur de la calotte sphérique sont déterminés à l’aide des photos prises par les deux caméras faisant partie du montage expérimental.

La seringue utilisée lors des expériences sur les bulles chargées est une seringue étanche de la marque Hamilton. Son volume maximal est $5\ \text{mL}$. Le pousse seringue qui permet de varier le volume de la seringue reliée à la bulle est quant à lui de la marque Harvard Apparatus. La valeur du débit que nous avons imposé $Q = 0.06\ \text{mL}/\text{min}$ est restée constante pour toutes expériences effectuées (en injection et en aspiration). En fixant un débit aussi faible, nous nous plaçons dans des conditions quasi-statiques. La pression dans le réservoir composé de la seringue, de la bulle chargée et des tuyaux de liaison est ainsi considérée uniforme à tout instant pendant une expérience.

Chapitre 4. Bulles chargées en particules solides

Le capteur de pression utilisé est un capteur différentiel de la marque Freescale avec une plage de mesure de 0 à 10 kPa et une précision de l'ordre de 10 Pa. Les valeurs brutes fournies par le capteur de pression sont des signaux électriques correspondant à la différence de signal entre l'entrée "+" et l'entrée "-". Ces signaux électriques sont convertis en pascals en effectuant une calibration à l'aide d'un régulateur de pression de la marque Fluigent (MFCZ, 0-200 kPa, précision ± 100 Pa). Grâce à un logiciel développé au laboratoire, nous obtenons directement les valeurs de la pression relative une fois la courbe de calibration renseignée. Le logiciel permet également de régler le nombre d'acquisitions par seconde. Toutes nos expériences ont été faites à 100 acquisitions par seconde.

Les entrées du capteur de pression ne sont pas symétriques. Lorsque la pression absolue à l'entrée "+" est inférieure à la pression absolue à l'entrée "-", la valeur indiquée est égale à 0. En conséquence, l'entrée "+" est reliée à la seringue et l'entrée "-" à l'air atmosphérique pendant les expériences en surpression. En dépression, le branchement inverse permet d'obtenir la valeur absolue de la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée.

Après la présentation du montage expérimental et de ces composantes, les parties suivantes sont consacrées à la discussion des résultats expérimentaux.

4.2 Perméabilité des films chargés en particules solides

L'interprétation des expériences de variation de pression effectuées sur les bulles chargées en particules nécessite la connaissance des phénomènes physiques qui interviennent. La diffusion de l'air vers les régions où la pression est la plus faible étant potentiellement l'un de ces phénomènes, nous nous sommes intéressées à la perméabilité des films chargés délimitant les bulles chargées.

Pour caractériser cette perméabilité, nous commençons par mettre en surpression une bulle chargée en particules grâce au montage expérimental présenté dans la section 4.1. Nous laissons par la suite le système évoluer spontanément tout en mesurant la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée.

Les courbes de la pression en fonction du temps montrent une décroissance de la pression relative intérieure des bulles chargées (voir figure 4.4). Le volume étant constant et l'étanchéité de la seringue et des branchements ayant été vérifiée, la décroissance de la pression est attribuée à la diffusion de l'air à travers le film chargé en particules qui délimite la bulle.

La perméabilité du film chargé peut être caractérisée par un coefficient noté k défini par [79] :

$$\frac{dn}{dt} = -kA\Delta C \quad (4.1)$$

Avec n la quantité de gaz en mol qui diffuse au travers du film d'une bulle d'aire A et ΔC la différence de concentration molaire des deux côtés du film chargé délimitant la bulle. La concentration molaire atmosphérique est considérée constante et sera notée C_a . La concentration molaire d'air à l'intérieur de la bulle varie dans le temps et sera notée $C_i(t)$ dans la suite. Si V_i est le volume du réservoir composé de la bulle chargée, de la seringue

4.2. Perméabilité des films chargés en particules solides

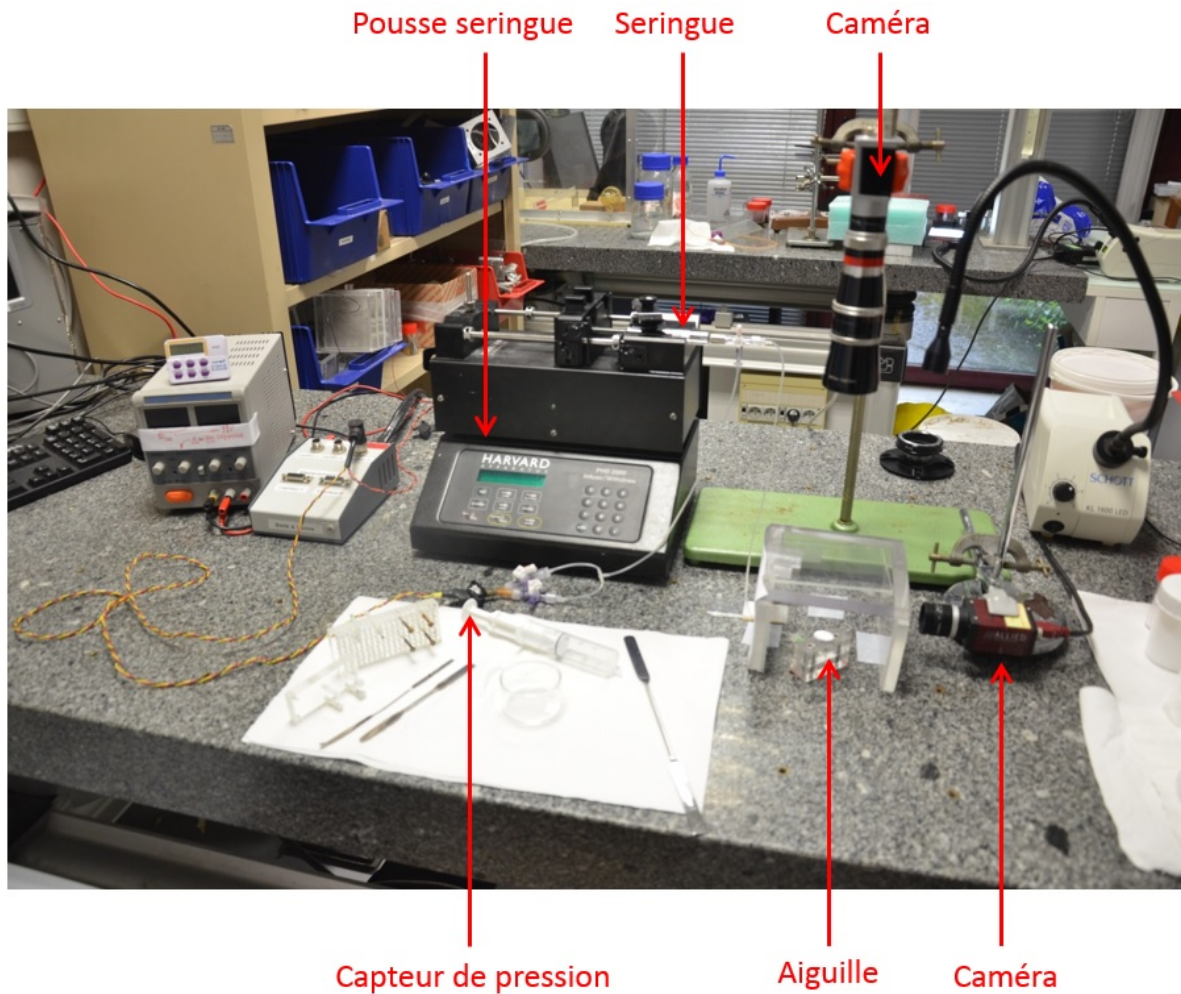


FIGURE 4.3 – Photo du montage expérimental utilisé lors des expériences sur les bulles chargées en particules

Chapitre 4. Bulles chargées en particules solides

et des tuyaux de liaison, l'équation 4.1 devient :

$$\frac{dC_i}{dt} = -\frac{kA}{V_i}(C_i(t) - C_a) \quad (4.2)$$

L'intégration de l'équation 4.2 entre l'instant initial et t permet d'obtenir l'équation suivante : $C_i(t) - C_a = (C_0 - C_a)e^{-\frac{kAt}{V_i}}$ où C_0 est la concentration molaire initiale à l'intérieur de la bulle chargée. En utilisant la loi des gaz parfaits, nous réécrivons cette dernière équation en fonction de la pression :

$$P_i(t) = P_{i0}e^{-\frac{kAt}{V_i}} \quad (4.3)$$

Avec P_i la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée et P_{i0} la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée à $t = 0$. L'origine du temps correspond à l'instant où le système commence à évoluer spontanément. Pour nos expériences, l'aire de diffusion A correspond à l'aire de la calotte sphérique en contact avec l'air atmosphérique. En effet, une fois déposée sur le support qui maintient l'aiguille, une bulle chargée en particules perd sa forme sphérique sous l'effet de son poids (voir figure 4.2). A est ainsi calculée à partir du rayon et de la hauteur de la calotte déduits des photos prises par les caméras. Il est à noter que les bulles chargées ne se déforment pas pendant les expériences de diffusion, le rayon et la hauteur définis à partir des photos acquises par les caméras sont donc invariables le long d'une expérience.

Finalement, V_i est la somme de trois volumes : celui de la bulle chargée calculé à partir de son rayon et de sa hauteur, celui de la seringue à $t = 0$ et celui des tuyaux de liaison.

La perméabilité k est l'unique inconnue dans l'équation 4.3, la valeur qui lui est attribuée est donc celle qui donne le meilleur accord (méthode des moindres carrés) entre l'équation 4.3 et la courbe expérimentale de pression pour chaque expérience de diffusion. Un exemple est présenté dans la figure 4.4.

Les valeurs de k sont présentées dans le tableau 4.1. Les valeurs de la perméabilité que nous obtenons ne varient pas avec la taille des particules et sont très faibles par rapport à la perméabilité d'un film de savon $\sim 10^{-3}$ m/s [79]. Ces valeurs de k ont été calculées en considérant que l'air diffuse à travers la totalité de la surface du film de la bulle chargée en contact avec l'air atmosphérique. En réalité l'aire de diffusion est plus petite. Elle correspond à l'aire des ponts capillaires entre les particules solides imperméables à l'air. Les photos prises à l'aide des caméras montrent que les particules s'arrangent suivant l'empilement hexagonal pour toutes les tailles de particules et de bulles (voir section 2.4.2). La couverture en particules des bulles chargées est ainsi ~ 0.91 . En conséquence, l'aire de diffusion à considérer est égale à $\sim 0.1A$ où A est l'aire du film de la bulle chargée en contact avec l'air atmosphérique (calotte sphérique). Les nouvelles valeurs de la perméabilité notée, k_{film} et présentées dans le tableau 4.1 sont en accord avec les valeurs de la perméabilité d'un film de savon $\sim 10^{-3}$ m/s [79].

Le rôle joué par les particules solides présentes au niveau des bulles chargées se limite donc à réduire l'aire de diffusion.

4.2. Perméabilité des films chargés en particules solides

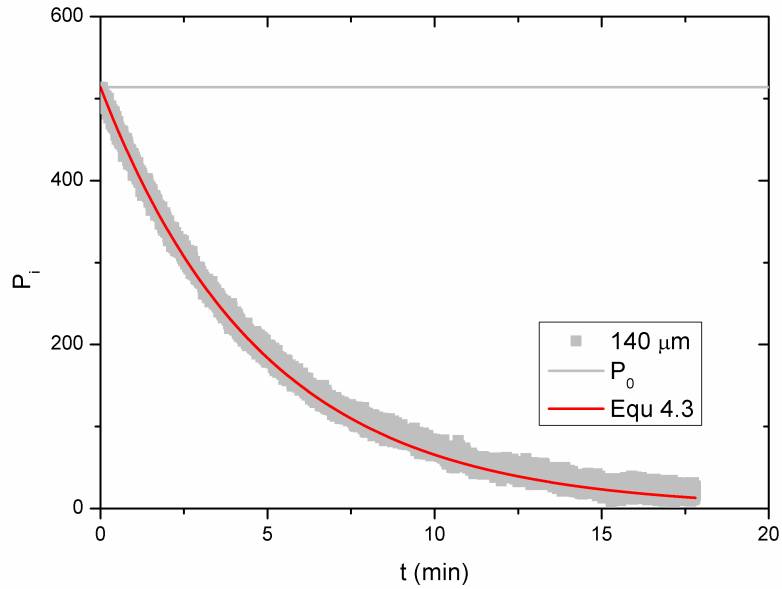


FIGURE 4.4 – Pression relative intérieure en fonction du temps pendant une expérience de diffusion d’une bulle chargée en particules de 140 μm . L’équation 4.3 montre un très bon accord avec la pression relative intérieure mesurée par le capteur de pression.

Diamètre (μm)	$k \times 10^3$ (m/s)	$k_{film} \times 10^3$ (m/s)
140	0.112 ± 0.011	1.12 ± 0.11
250	0.103 ± 0.0031	1.03 ± 0.034
590	0.124 ± 0.0101	1.24 ± 0.101

TABLE 4.1 – Perméabilités des bulles chargées en particules solides de différentes tailles.

Rappelons par ailleurs que la configuration des particules de $140\ \mu\text{m}$ au niveau du film délimitant une bulle chargée est non définie (voir 2.4.1.2). Pourtant, en considérant que la fraction surfacique en particules est ~ 0.91 , la valeur de la perméabilité des films chargés en particules de $140\ \mu\text{m}$ correspond bien à celle des films de savon nu. En supposant que la diffusion d'air est bien limitée aux ponts capillaires entre les particules, l'accord entre la perméabilité des films chargés en particules de $140\ \mu\text{m}$ et celle des films de savon est justifiée si les particules sont en configuration monocouche. En revanche, si les particules sont en configuration bicouche alors la fraction surfacique des ponts capillaires non chargés au niveau des deux interfaces liquide-air risque d'être inférieure à $0.09 = 1 - 0.91$. Une interface liquide-air très peu chargée en particules par rapport à l'autre comme c'est le cas des films plans chargés en configuration bicouche (voir 2.4.1.1) pourrait ainsi expliquer qu'une fraction surfacique en particules = 0.91 permette d'obtenir une perméabilité en accord avec celle des films de savon dans le cas des bulles chargées en particules de $140\ \mu\text{m}$.

4.3 Pression intérieure d'une bulle chargée en particules- Caractérisation des interfaces liquide-air chargées

Lorsque nous relient une bulle chargée en particules solides au capteur de pression, nous mesurons une pression différentielle nulle quelles que soient la taille des particules et des bulles. La pression absolue à l'intérieur des bulles chargées est donc égale à la pression atmosphérique environnante. Nous mesurons une pression différentielle nulle également pour des bulles très jeunes ($< 1\ \text{min}$ après la génération). À cette échelle de temps, la diffusion du gaz au travers du film chargé en particules est négligeable et ne peut donc pas être à l'origine de la pression relative nulle à l'intérieur des bulles chargées.

Pour un film de savon, la loi de Laplace présentée dans la partie 1.1.2 permet d'écrire : $\Delta P = 2\gamma_{LG}(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})$ avec ΔP le saut de pression à travers le film, γ_{LG} la tension de surface de l'interface liquide-gaz et R_1 et R_2 les deux rayons de courbure principaux du film au point considéré. Le saut de pression est nul pour un film liquide si $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \rightarrow \infty$ ou bien si $\gamma_{LG} = 0$. Dans le cas du film chargé en particules qui délimite la bulle, la courbure n'est pas nulle. En conséquence, seule une tension de surface nulle des interfaces liquide-air pourrait expliquer une pression relative nulle à l'intérieur des bulles chargées en particules. Des interfaces liquide-gaz chargées en particules microniques voient leur tension de surface diminuer à partir d'une couverture en particules de l'ordre de 0.84 [49]. Comme nous l'avons souligné dans la partie précédente, les particules sur les bulles chargées que nous étudions semblent s'arranger suivant l'arrangement hexagonal (voir figure 2.11). Leur couverture en particules est donc de l'ordre de ~ 0.9 . Pour une couverture aussi importante, la tension de surface équivalente des interfaces liquide-air de la bulle chargée pourrait être plus faible que celle d'une interface liquide-air "nue". Il suffit que la tension de surface équivalente soit de l'ordre de $10\ \text{mN/m}$ pour que la valeur de la pression relative à l'intérieur des bulles chargées $\sim 10\ \text{Pa}$ soit du même ordre de grandeur que la précision du capteur de pression que nous utilisons. L'épaisseur de la courbe sur la figure 4.4 est justement due aux fluctua-

tions des valeurs mesurées par le capteur de pression. À cause de cette sensibilité réduite à faible gamme de pression, il est possible que le capteur indique une valeur nulle malgré la faible surpression dans les bulles chargées en particules.

Il est également possible que la pression relative à l'intérieur des bulles soit effectivement nulle. Dans ce cas, les interfaces chargées du film qui délimitent les bulles ne peuvent pas être assimilées à des interfaces liquide-gaz caractérisées par une tension de surface. Comme discuté dans la section 1.3.3.3, une interface liquide-air fortement chargée en particules solides présentent des propriétés différentes de celles observées pour une interface nue. Plusieurs travaux mettent en évidence les caractères solide et granulaire de ces interfaces chargés [8, 98, 74, 19].

Un comportement similaire a été observé par Monteux et al [63] dans le cas de gouttelettes recouvertes de particules microniques. Lorsque le volume de ces gouttelettes est diminué, l'augmentation de la concentration des particules est accompagnée d'une diminution de la pression de la goutte. Cette pression finit par s'annuler dès l'apparition du flambement de l'interface chargée en particules.

Pour conclure, les interfaces des bulles chargées en particules sont soit des interfaces fluide à faible tension de surface (< 10 mN/m) soit des interfaces hybrides qui ne peuvent plus être caractérisées par une tension superficielle. La précision du capteur de pression que nous utilisons ne nous permet pas de trancher quant aux propriétés des interfaces présentes dans les bulles chargées que nous générons.

4.4 Bulles chargées en surpression

Cette partie est consacrée à la présentation des résultats obtenus lors d'expériences où la pression intérieure des bulles chargées en particules a été augmentée. Cette pression intérieure a été augmentée en diminuant le volume de la seringue à laquelle la bulle chargée en particules est reliée. Comme précité dans la partie 4.1, le débit imposé au niveau du pousse seringue pour réduire le volume de la seringue est de 0.06 mL/min.

4.4.1 Description qualitative

Le comportement des bulles chargées en particules pendant les expériences de gonflement est qualitativement le même quelles que soient les tailles des particules et des bulles utilisées. La figure 4.5 présente un exemple de l'évolution de la pression ainsi que de la forme d'une bulle chargée pendant une expérience de gonflement. La durée totale d'une expérience de gonflement est par ailleurs de l'ordre de ~ 1 min. En conséquence, la diffusion de l'air à travers le film chargé qui délimite la bulle est négligée dans ce qui suit.

Chapitre 4. Bulles chargées en particules solides

Dès que le pousse seringue est mis en marche, la pression relative intérieure, initialement nulle, augmente sans qu'aucune déformation ne soit observée au niveau de la bulle chargée. Comme la quantité de matière comprise à l'intérieur du réservoir (composée de la bulle chargée, de la seringue et des tuyaux de liaison) est constante, la loi des gaz parfaits prédit effectivement une augmentation de la pression relative P_i à l'intérieur de la bulle chargée en réponse à la diminution du volume du réservoir. En effet, la loi des gaz parfaits permet d'écrire :

$$P_i = P_{atm} \left(\frac{V_i}{V_i + \Delta V} - 1 \right) \quad (4.4)$$

Avec $P_{atm} = 1.01325 \cdot 10^5$ Pa la pression atmosphérique, V_i le volume initial du réservoir composé de la seringue, de la bulle chargée et des tuyaux de liaison et ΔV la variation de volume imposée. Dans le cas des expériences en surpression $\Delta V = -Qt$ où $Q = 0.06$ mL/min le débit imposé. Sachant que $V_i \sim 5$ mL, la variation de volume $|\Delta V|$ est négligeable par rapport à V_i aux premiers instants d'une expérience en surpression. Dans ces conditions, l'équation 4.4 devient $P_i \simeq \frac{-P_{atm}\Delta V}{V_i}$. La pression relative à l'intérieur de la bulle dépend ainsi de manière linéaire de la variation de volume aux premiers instants. Le coefficient de proportionnalité $\frac{P_{atm}}{V_i}$ est de l'ordre de $\sim 2 \cdot 10^4$ Pa/mL et est en accord avec la pression relative mesurée expérimentalement dans les bulles chargées (voir figure 4.5).

La fin du premier régime correspond à une chute brutale de la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée. Grâce à l'exploitation des enregistrements vidéo, nous observons que la chute de la pression relative indiquant la fin du premier régime correspond au début de la déformation de la bulle chargée. Les photos prises à cet instant montrent en effet l'apparition d'une fracture (film liquide nu) au niveau de la bulle chargée. Ensuite, la fracture qui apparaît sur la bulle chargée à la fin du premier régime s'élargit de manière régulière sous l'effet de l'augmentation du volume de la seringue. Les expériences de gonflement s'achèvent lorsque la bulle chargée en particules éclate. La pression mesurée à ce moment est nulle.

Il est à souligner que la transition du régime où la pression augmente quasi linéairement au régime de pression constante est abrupte. Elle peut être définie par deux méthodes : grâce à la chute brutale de la pression ou bien grâce à l'enregistrement vidéo en identifiant l'instant d'apparition de la fracture. L'éclatement de la bulle défini grâce aux enregistrements vidéo est également brutal et correspond à l'instant où la pression relative s'annule. Les fréquences d'acquisition du capteur de pression et des caméras permettent d'estimer la durée de ces transitions à \sim quelques millisecondes.

Après avoir décrit le comportement qualitatif d'une bulle chargée en particules pendant une expérience de gonflement, nous nous intéressons dans la suite à leur mode de fracture, à la pression relative à laquelle la fracture apparaît et à la valeur de la pression pendant l'évolution de la fracture.

4.4. Bulles chargées en surpression

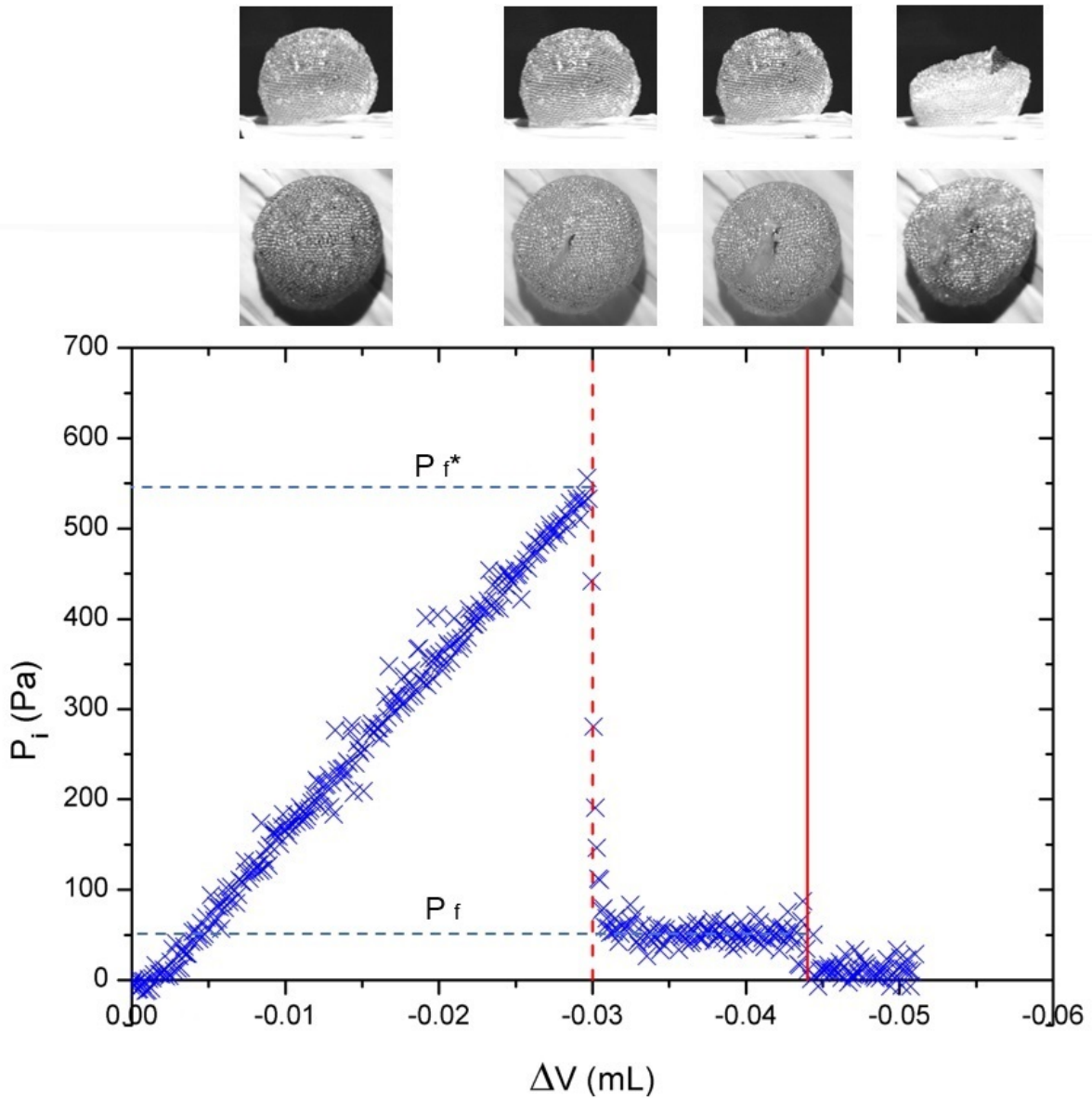


FIGURE 4.5 – Évolution de la pression relative à l'intérieur d'une bulle chargée en particules de $250 \mu\text{m}$ en fonction de la variation de volume de la seringue $\Delta V = -Qt$ avec $Q = 0.06 \text{ mL/min}$ le débit imposé. La mise en marche du pousse seringue est prise comme origine du temps t . Le trait vertical en pointillé correspond à l'instant où la fracture apparaît alors que le trait plein correspond à l'éclatement de la bulle définis grâce aux enregistrements vidéo. Les images permettent de visualiser l'état de déformation de la bulle pendant l'expérience. La première photo (de gauche à droite) correspond à l'état non déformée de la bulle chargée pendant le premier régime. La seconde photo montre l'apparition de la fracture. La troisième photo prise juste avant l'éclatement montre l'évolution de la fracture. La quatrième photo montre l'état final de la bulle après qu'elle ait éclaté.

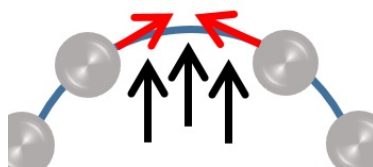


FIGURE 4.6 – Schéma représentant deux particules qui s'attirent au niveau d'une bulle chargée soumise à une surpression.

4.4.2 Fracture de la monocouche

Au-delà d'une pression relative critique, les bulles chargées que nous étudions se déforment. Le film liquide au sommet de la bulle s'étire localement lors de la déformation. Cet étirement local est similaire aux fractures observées sur les radeaux de particules soumis à un gradient de tension de surface (effet Marangoni, voir section 1.3.3.3) bien que les phénomènes physiques mis en jeu soient différents.

L'origine de la résistance des bulles chargées en particules peut être l'attraction entre les particules comprises dans un film liquide que nous avons mis en évidence dans le cas d'un film plan (voir partie 2.4.4). En effet, la déformation d'une bulle chargée en particules soumise à une surpression impose l'éloignement des particules les unes par rapport aux autres (voir figure 4.6) auquel les forces d'attraction interparticulaire résisteraient.

La déformation par fracture observée pour les bulles chargées en particules peut par ailleurs être comparée à la rupture de matériaux fragiles. En effet ces matériaux se rompent si la contrainte dépasse une valeur critique [37] qui est une fonction du module élastique du matériau et de l'énergie de surface qui est nécessaire pour ouvrir la fracture. En adoptant une approche macroscopique, le film chargé en particules pourrait être vu comme un solide élastique 2D. Dans ce cas, les microfractures présentes à l'état initial et responsables de la rupture du matériau correspondraient aux ponts capillaires entre les particules.

La contribution du poids des particules dans une déformation localisée au sommet peut être la suivante : une déformation non localisée où toutes les particules s'éloignent les unes des autres lors de l'étirement du film ne peut avoir lieu car les particules s'écouleraient vers le bas sous l'effet de leur poids (voir figure 4.7).

4.4.3 Pression relative critique de fracture P_{f*}

Une bulle chargée en particules soumise à une surpression résiste et garde sa forme initiale tant que sa pression relative interne ne dépasse pas une valeur critique. Au-delà de cette pression relative critique notée P_{f*} , une fracture correspondant à un étirement du film liquide apparaît au sommet de la bulle chargée.

L'ordre de grandeur de P_{f*} est de la centaine de pascals. À titre de comparaison, la pres-

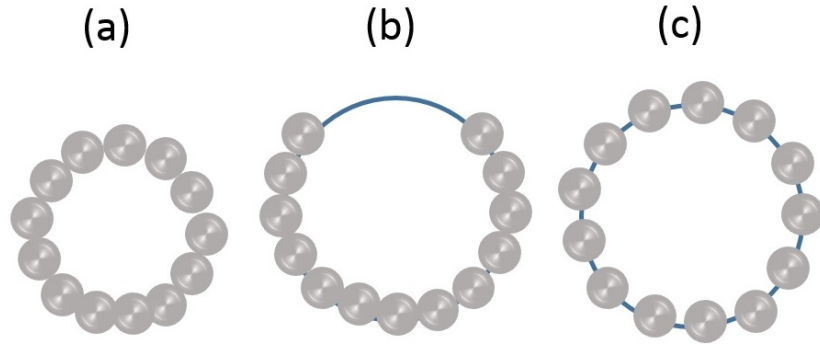


FIGURE 4.7 – Différents modes de déformation d’une bulle chargée en particules soumise à une surpression. (a) correspond à l’état non déformée de la bulle chargée. (b) montre une fracture au sommet de la bulle et correspond aux observations expérimentales. (c) illustre un éloignement uniforme des particules auquel s’oppose le poids des particules qui est à l’origine de leur écoulement vers le bas de la bulle chargée.

sion de Laplace dans une bulle de savon de taille comparable aux bulles chargées que nous étudions est de l’ordre de la dizaine de pascals.

La pression relative critique de fracture P_{f*} présentée dans la figure 4.8 ne semble pas dépendre de la taille des particules ou de la taille des bulles chargées. Bien qu’étant dispersée, la valeur moyenne de P_{f*} est de l’ordre de 600 Pa.

Les résultats présentés dans la partie 2.4.4 montrent une vitesse d’approche plus élevée pour les plus grandes particules. Cette observation laisse supposer que la force d’attraction entre deux particules dans un film est d’autant plus grande que le diamètre des particules est grand (la vitesse d’approche de deux particules de $590\ \mu\text{m}$ est ~ 10 fois plus élevée que celle de deux particules de $140\ \mu\text{m}$). Si ces forces attractives sont effectivement à l’origine du seuil de déformation des bulles chargées en particules alors on s’attendrait à voir une augmentation de P_{f*} lorsque le diamètre des particules D_P augmente. Ces interactions expliquent la valeur élevée du seuil mais pas la valeur constante de P_{f*} pour toutes les tailles de particules. Si nous supposons cette fois que l’origine de la résistance des bulles chargées en particules est la pression capillaire maximale que les ménisques autour des particules peuvent supporter, alors Kaptay [43] prédit une décroissance de cette résistance lorsque la taille des particules augmente. Nos résultats expérimentaux ne montrent pas cette dépendance (voir figure 4.8-b).

Si nous reprenons le modèle macroscopique où le film chargé en particules délimitant les bulles est un solide élastique de module E avec des microfractures qui correspondent aux ponts capillaires entre les particules alors le critère de Griffith nous permet d’estimer la valeur d’une contrainte critique au-delà de laquelle le matériau se fracture [37]. En effet, un matériau soumis à des contraintes σ stocke de l’énergie élastique. Lorsque la contrainte

Chapitre 4. Bulles chargées en particules solides

D_P (μm)	B (10^{-10} N · m)	E (Pa)	l_{micro} (μm)	$\sigma_{Griffith}$ (Pa)
140	0.34	98	21	571
250	2.24	114	38	462
590	13.9	54	91	206

TABLE 4.2 – Valeurs de la contrainte seuil de Griffith pour différentes tailles de particules.

dépasse une valeur critique, la microfracture commence à s'ouvrir d'avantage en libérant l'énergie élastique. Il s'ensuit la rupture macroscopique de matériau. La contrainte seuil, notée $\sigma_{Griffith}$, résulte d'un bilan entre l'énergie élastique libérée $-\sigma^2 l_{micro}^3 / E$ et l'énergie de surface au niveau de la fracture $W l_{micro}^2$ avec W l'énergie de surface et l_{micro} la taille de la microfracture. L'expression de $\sigma_{Griffith}$ est la suivante :

$$\sigma_{Griffith} = \sqrt{\frac{EW}{l_{micro}}} \quad (4.5)$$

Dans le cas des bulles chargées en particules, la fracture implique la création de deux interfaces liquide-air. W correspond donc à la tension de surface de l'interface liquide-air $2\gamma_{LG}$. La taille caractéristique de la microfracture l_{micro} correspond quant à elle le diamètre du plus grand cercle possible d'insérer entre trois particules de diamètre D_P (voir figure 4.9). Ainsi, $l_{micro} = (\frac{2}{\sqrt{3}} - 1)D_P$. Finalement, le module élastique des films chargés en particules peut être estimé grâce au module de rigidité au flambement B que nous avons défini dans la section 3.5. Sachant que h et ν_P sont l'épaisseur du film chargé en particules qui délimite la bulle et son coefficient de Poisson respectivement, nous pouvons écrire :

$$B = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu_P^2)} \quad (4.6)$$

Vella et al [98] ont proposé une valeur pour le coefficient de Poisson ν_P pour une monocouche de particules en arrangement hexagonal. Nous utiliserons la valeur qu'il reportent $= \frac{1}{\sqrt{3}}$. Finalement, nous considérons que l'épaisseur du film chargé en particules qui délimite une bulle correspond au diamètre des particules. Les pressions critiques de fracture des bulles chargées en particules sont présentées dans le tableau 4.2.

Les modules élastiques que nous déduisons sont plus faibles que les modules élastiques estimés par Vella et al [98] dans le cas de radeaux de particules (de l'ordre de la centaine de pascals) mais restent tout de même comparables. Les contraintes seuil de fracturation $\sigma_{Griffith}$ sont du même ordre de grandeur que la pression relative critique de fracture $P_{f*} \sim 600$ Pa. Le modèle de Griffith permet de retrouver le bon ordre de grandeur de la contrainte critique de fracturation mais n'explique pas la non variation de cette contrainte critique avec le rayon des particules. En effet $\sigma_{Griffith} \simeq 571$ Pa et $\sigma_{Griffith} \simeq 173$ Pa pour les particules de 140 μm et 590 μm respectivement.

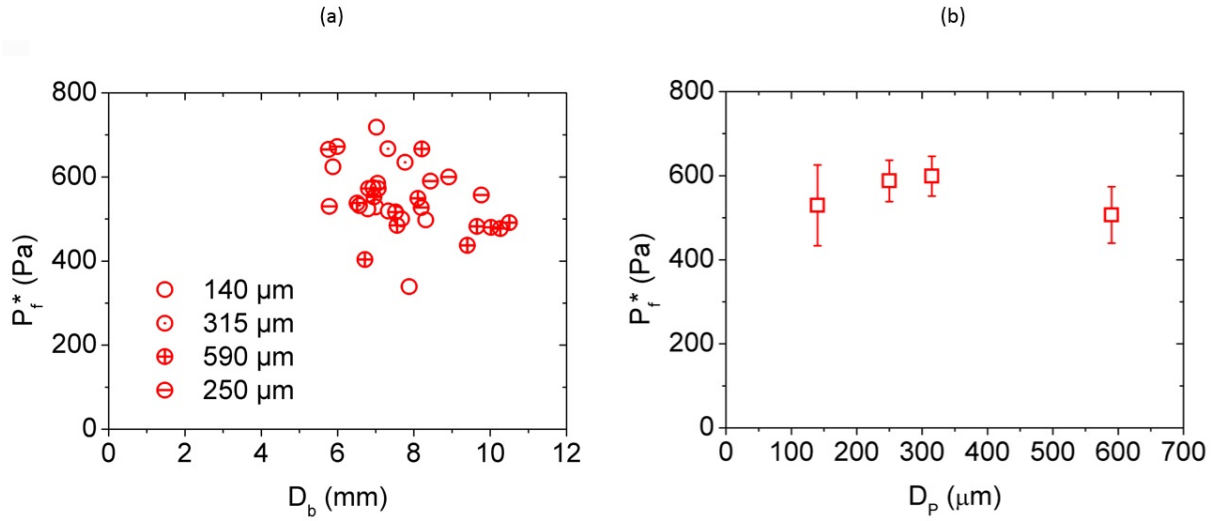


FIGURE 4.8 – Pression relative critique de fracture P_f^* en fonction du diamètre des bulles D_b pour différentes tailles de particules et P_f^* en fonction du diamètre des particules D_p toutes tailles de bulles confondues en (a) et (b) respectivement.

Il est à noter que le module de rigidité à la flexion des films chargés en particules de 590 μm a été extrapolé en supposant une dépendance en D^2 à partir des valeurs de ce module pour les particules de 140 μm et 250 μm comme c'est le cas pour les radeaux de particules [74].

Nous avons par ailleurs considéré que l'épaisseur du film chargé h qui délimite une bulle correspond au diamètre des particules. Il est possible qu'une modélisation macroscopique du film chargé fasse intervenir une épaisseur moyenne pas forcément égale au diamètre des particules. En conséquence, les valeurs de $\sigma_{Griffith}$ que nous présentons comportent des approximations.

Dans le cas d'une bulle chargée en particules, nous pouvons par ailleurs considérer que l'énergie élastique est stockée dans un volume égal à el_{micro}^2 avec $e \simeq 45 \mu\text{m}$ l'épaisseur du film liquide. En conséquence, la nouvelle expression de la contrainte critique est la suivante $\sigma_{Griffith} = \sqrt{2\gamma_{LG}E}/e$. Nous trouvons ainsi $\sigma_{Griffith} \simeq 396 \text{ Pa}$, $\simeq 428 \text{ Pa}$ et $\simeq 294 \text{ Pa}$ pour les bulles chargées en particules de 140 μm , 250 μm et 590 μm respectivement. Ces valeurs restent très proches de celles retrouvées avec l'écriture classique de $\sigma_{Griffith}$.

4.4.4 Pression relative lors de la fracture P_f

Nous nous intéressons dans cette partie à la valeur de la pression relative à l'intérieur des bulles chargées en particules pendant l'évolution de la fracture notée P_f . Comme dit précédemment, la valeur de P_f reste constante pendant cette évolution et est de l'ordre de

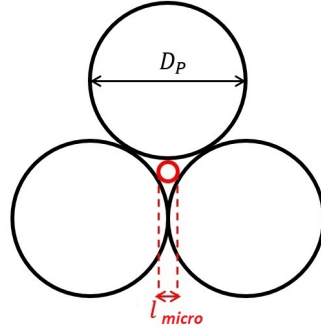


FIGURE 4.9 – Arrangement hexagonal de trois particules. La taille de la microfracture $l_{micro} = (\frac{2}{\sqrt{3}} - 1)D_P$ correspond au diamètre du disque inséré.

la dizaine de pascals.

Lorsque la fracture apparaît sur une bulle chargée en particules, deux types d'interfaces coexistent. Au sommet de la bulle l'interface fraîchement créée est une interface liquide-gaz ordinaire de tension de surface $\gamma_{LG} = 36 \text{ mN/m}$ alors qu'ailleurs l'interface du film chargé en particules est mal caractérisée (voir section 4.3).

Afin de déterminer quel comportement d'interface est dominant, nous comparons les valeurs de la pression relative lors de la fracture P_f aux valeurs de la pression de Laplace $P_{Laplace} = \frac{4\gamma_{LG}}{R_b}$ avec R_b le rayon de la bulle pendant l'évolution de la fracture. Il est à noter que le rayon de la bulle chargée ne varie quasiment pas pendant l'évolution de la fracture car la variation de volume par rapport au volume de la bulle chargée est de l'ordre de 5%. Les résultats de cette comparaison présentés dans la figure 4.10 montre un parfait accord entre P_f et $P_{Laplace}$. En conséquence, dès l'apparition de la fracture, les bulles chargées en particules retrouvent un comportement liquide.

Cette information est intéressante car elle indique que malgré une couverture en particules moyenne élevée, il suffit d'un défaut de couverture très localisée pour que l'interface retrouve les caractéristiques d'une interface liquide-air nue.

Par ailleurs, pendant l'évolution de la fracture qui correspond à la croissance d'un film liquide nu au sommet de la bulle chargée, la pression relative intérieure semble constante car la variation du rayon de la bulle est très faible. En effet, la loi de Laplace pendant la fracture permet d'écrire : $\Delta P_f = -\frac{4\gamma_{LG}\Delta R_b}{R_b^2}$ avec ΔP_f la variation de pression relative dans la bulle chargée et ΔR_b la variation du rayon de la bulle. Sachant que $\Delta V = 4\pi R_b^2 \Delta R_b$ pendant l'évolution de la fracture, alors nous pouvons écrire : $\Delta P_f = -\frac{\gamma_{LG}\Delta V}{\pi R_b^4}$. Pour $R_b = 4 \text{ mm}$ et $\Delta V = 0.02 \text{ mL}$, nous trouvons que $\Delta P_f \sim 1 \text{ Pa}$. Cette valeur est négligeable par rapport à la pression relative dans une bulle chargée lors de la fracture (de l'ordre de 50 Pa).

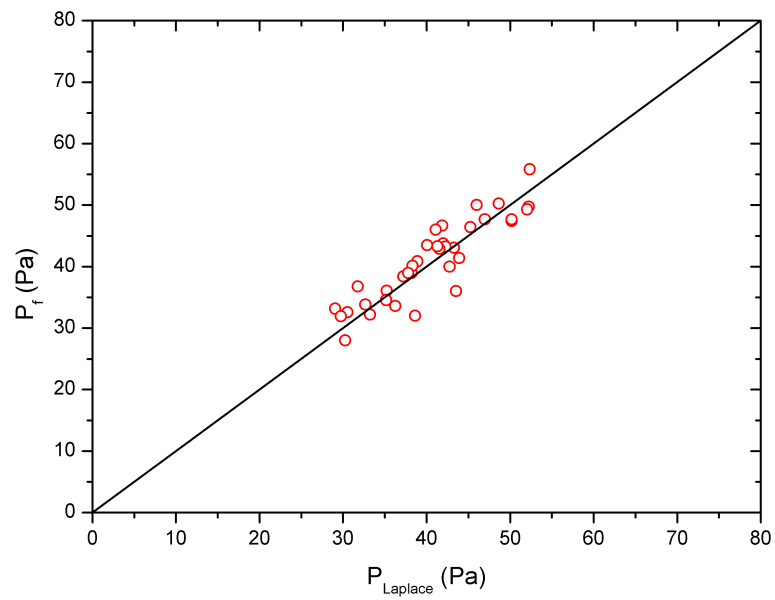


FIGURE 4.10 – Pression relative lors de la fracture P_f en fonction de la pression de Laplace dans une bulle de solution de SDS de même rayon. La droite tracée est de pente 1.

4.5 Bulles chargées en dépression

Cette section est consacrée aux résultats des expériences lors desquelles la pression a été diminuée dans les bulles chargées en particules. La variation de pression est effectuée de la même manière que pour les expériences en surpression : le volume de la seringue à laquelle les bulles chargées en particules sont reliées est augmenté grâce au pousse-seringue. Le débit que nous imposons est égal à 0.06 mL/min. Finalement, la durée de ces expériences est également de l'ordre de quelques minutes. En conséquence, nous négligeons dans la suite la diffusion d'air à travers le film chargé en particules.

4.5.1 Description qualitative

Le comportement des bulles chargées en particules en dépression est plutôt similaire à leur comportement en surpression. En effet, la bulle chargée passe par un premier régime pendant lequel sa pression intérieure diminue. En revanche, des petites variations de pression sont observées pendant ce régime. Grâce au logiciel de traitement d'images ImageJ, nous avons suivi l'évolution et l'aire projetée des bulles à partir de la vue de côté pendant les expériences de dépression et nous observons que les variations de pression et d'aire projetée sont corrélées (voir figure 4.11). En effet, lorsque l'aire projetée de la bulle diminue, sa pression relative augmente. En admettant que l'aire des bulles et leur volume évolue de la même manière, nous pouvons conclure que les faibles variations de pression relative pendant ce premier régime sont dues aux déformations de la bulle chargée. Les déformations des bulles chargées observées pendant ce régime sont de très faible amplitude et semblent correspondre à des réarrangements localisés au niveau de la couche de particules.

La fin de ce premier régime est indiquée par une augmentation brutale de la pression relative à l'intérieur de la bulle chargée et par une déformation de grande ampleur comparable à un collapse. La valeur de la pression relative minimale avant la fin du premier régime est de l'ordre de la centaine de pascals.

Les pressions relatives mesurées après l'effondrement de la bulle chargée varient d'une expérience à l'autre. Si le film liquide de la bulle chargée s'ouvre à un certain endroit lors de son effondrement alors la pression relative s'annule. Il est également possible que du liquide s'infiltré dans l'aiguille reliant la bulle chargée au capteur de pression et à la seringue pendant l'effondrement d'une bulle chargée. Lorsque cela arrive, les valeurs recueillies par le capteur de pression sont faussées. Dans la suite, nous ne nous intéresserons pas aux valeurs de la pression relative après le collapse.

Il est à noter que la pression relative à l'intérieur des bulles chargées est négative car elles sont en dépression. Par ailleurs, lorsqu'une bulle chargée collapse, le volume totale du réservoir diminue. Comme la quantité de matière et la température sont constantes pendant une expérience de dépression, la valeur algébrique de la pression augmente en accord avec la loi des gaz parfaits.

La figure 4.11 montre un exemple de l'évolution de la pression à l'intérieur d'une bulle chargée et de son aire projetée ainsi que des photos de la bulle chargée à différents instants.

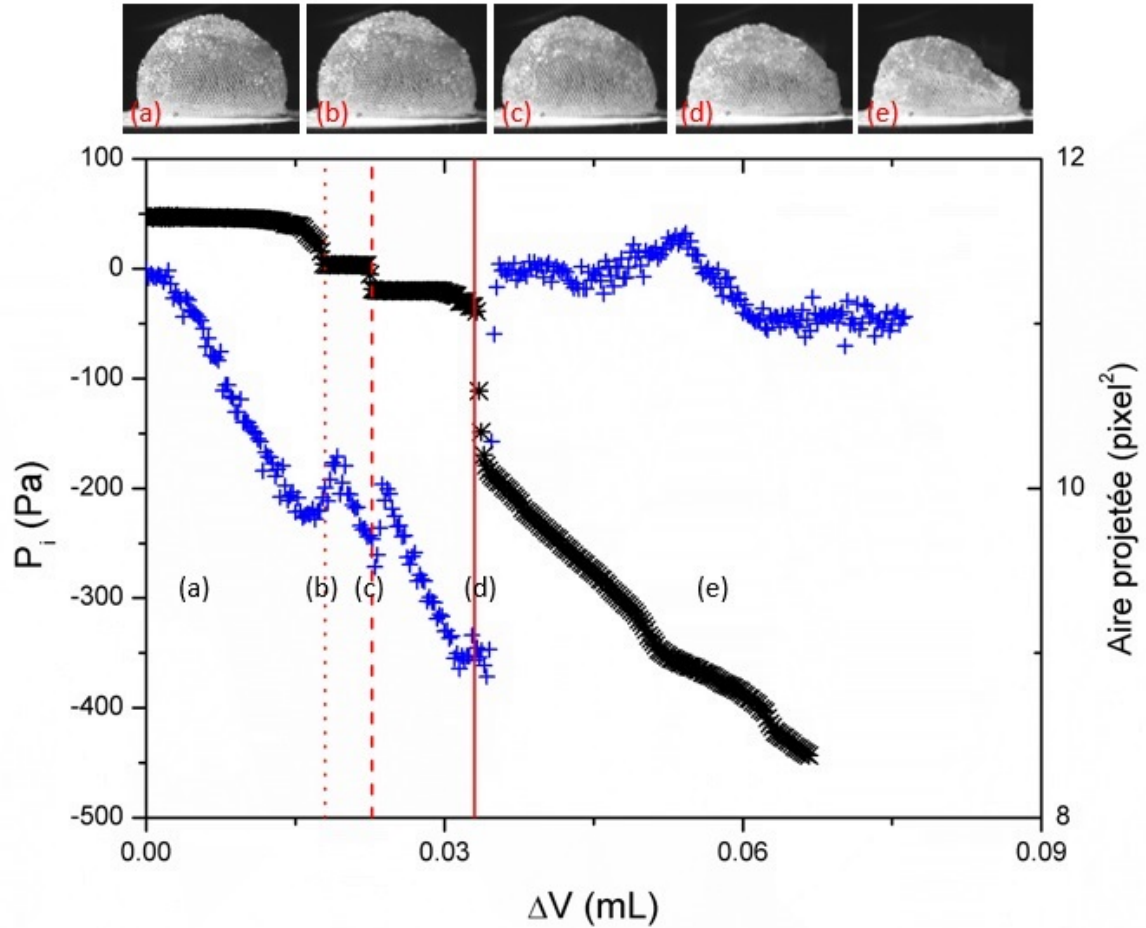


FIGURE 4.11 – La courbe bleue représente l'évolution de la pression relative à l'intérieur d'une bulle chargée en particules de $250 \mu\text{m}$ en fonction de la variation de volume de la seringue $\Delta V = Qt$ avec $Q = 0.06 \text{ mL/min}$ le débit imposé. La courbe noire quant à elle représente la variation de l'aire projetée de la bulle chargée en fonction de ΔV également. La mise en marche du pousse seringue est prise comme origine du temps t . Les traits non continus correspondent aux instants où la bulle se déforme légèrement alors que le trait plein correspond au collapse de la bulle défini grâce aux enregistrements vidéo. Les images permettent de visualiser l'état de déformation de la bulle pendant l'expérience. Les lettres permettent de faire correspondre les images aux pressions relatives.

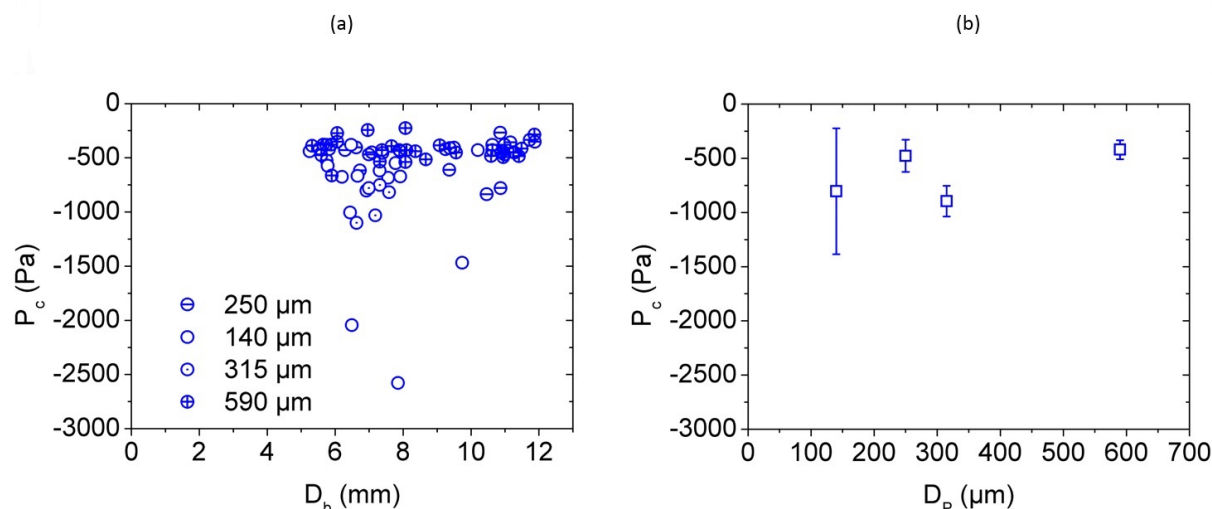


FIGURE 4.12 – Pression relative critique de collapse P_c en fonction du diamètre des bulles D_b pour différentes tailles de particules et P_c en fonction du diamètre des particules D_p toutes tailles de bulles confondues en (a) et (b) respectivement.

4.5.2 Pression relative critique de collapse P_c

Nous nous intéressons dans cette partie à la valeur de la pression relative de collapse P_c des bulles chargées en particules. Comme pour les expériences en surpression, nous traçons P_c en fonction du diamètre des bulles D_b et en fonction du diamètre des particules D_p sur la figure 4.12.

La figure 4.12 montre que les valeurs de la pression relative critique de collapse P_c ne varient pas quelles que soient la taille des particules et des bulles. En effet, mis à part quelques valeurs très faibles de l'ordre -2000 Pa, aucune tendance marquée ne se dégage des deux graphiques (a) et (b). La valeur moyenne de la pression relative de collapse est de l'ordre de -500 Pa.

4.5.3 Comparaison aux gouttes et aux bulles "armurées" et aux coques élastiques

Dans cette partie, nous allons comparer nos résultats au comportement des bulles et des gouttes chargées en particules reporté dans la littérature. Nous comparons par la suite les bulles chargées en particules que nous étudions aux coques solides.

Gouttelettes et bulles "armurées"

La déformation des gouttes et des bulles chargées en particules a fait l'objet de nombreux travaux. Comme mentionné dans la partie 4.3, Monteux et al [63] se sont intéressés au

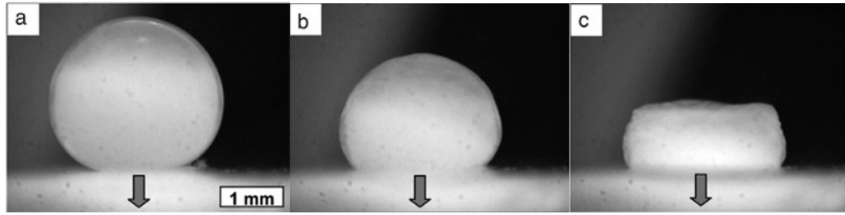


FIGURE 4.13 – Photos successives (a vers c) d’une goutte recouverte de particules de $3\ \mu\text{m}$ lors de la diminution de son volume [63].

comportement de gouttes millimétriques recouvertes de particules microniques lorsque leur volume est diminué. Après un premier régime où la goutte est sphérique (figure 4.13-a) et la pression est égale à la pression de Laplace, la goutte devient "froissée" (figure 4.13-b). Les pressions lors du second régime où les premières déformations sont observées sont de l’ordre de $\sim 20\ \text{Pa}$. La goutte recouverte de particules finit par s’aplatir (figure 4.13-c).

Abkarian et al [2] ont étudié de leur côté la déformation de bulles microniques recouvertes de particules colloïdales lors de leur dissolution. Lorsque le rapport entre la taille des particules et la taille des bulles est augmentée, on passe d’une interface qui a un aspect "froissé" à une interface facettée (voir figure 4.14-i). Les rapports de tailles ont été fait variés entre ~ 0.01 et ~ 0.2 . Une étude numérique a également permis à Abkarian et al d’obtenir les pressions de collapse des bulles chargées dans le régime facetté (voir figure 4.15).

Pitois et al se sont par ailleurs intéressés au collapse de gouttelettes millimétriques recouvertes de particules microniques [72]. Bien que les tailles des gouttes et des particules soient différentes de celles étudiées par Abkarian et al [2], la même gamme de rapport de tailles a été sondée et les mêmes modes de déformation ont été observés. En effet, pour les rapports faibles de l’ordre de ~ 0.05 , l’interface recouverte de particules subit des déformations dont l’échelle spatiale est de l’ordre de la dizaine de particules. À l’approche du collapse, l’interface est "froissée". Si le rapport de taille est plus élevée (de l’ordre de ~ 0.1) l’interface se facette pendant la diminution de la pression avant de s’aplatir. Pour des rapports de tailles supérieurs à ~ 0.15 , le collapse est précédé par le déplacement d’une particule vers l’intérieur de la gouttelette. Des images illustrant ces trois régimes sont présentées dans la figure 4.14-ii.

En faisant varier la pression extérieure, Taccoen et al [90] ont également mesuré les pressions de collapse de bulles (de tailles $\sim 100\ \mu\text{m}$) recouvertes de particules solides de quelques microns. Les pressions de collapse qu’ils reportent ne dépendent pas de la taille des particules mais augmentent lorsque la taille des bulles décroît et peuvent atteindre $3000\ \text{Pa}$. Les pressions reportées par Taccoen et al s’alignent assez bien avec celles reportées par Pitois et al [72] dans la limite des rapports de tailles D_P/D_b faible (< 0.005). Ils

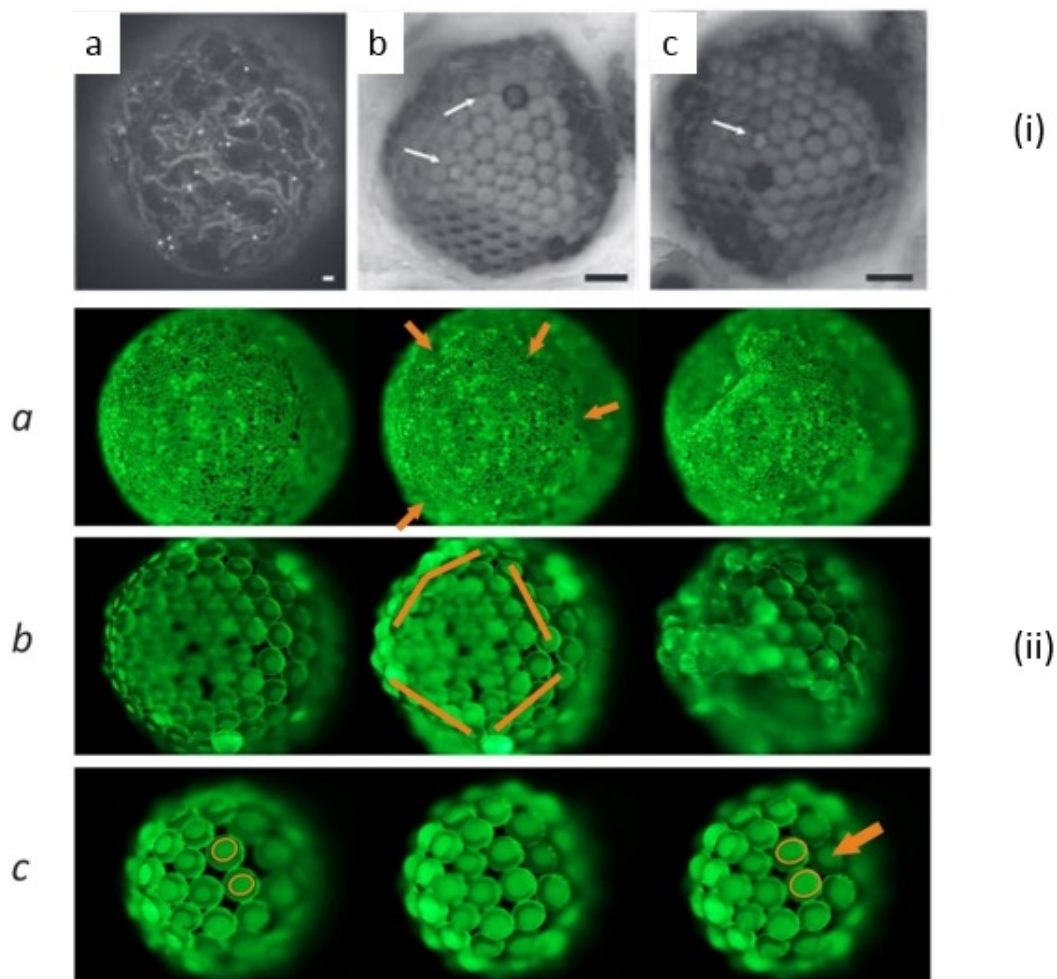


FIGURE 4.14 – (i) photos de trois bulles de rapport de taille différents : (a) 0.008, (b) 0.19 et (c) 0.22 où différents modes de déformation sont observées. L'échelle correspond à $8 \mu\text{m}$. Les flèches blanches indiquent des défauts causés par des particules manquantes [2]. (ii) photos de trois gouttes de rapport de taille différents : (a) 0.02, (b) 0.12 et (c) 0.17 pour des pressions internes de plus en plus faibles (gauche vers droite) [72].

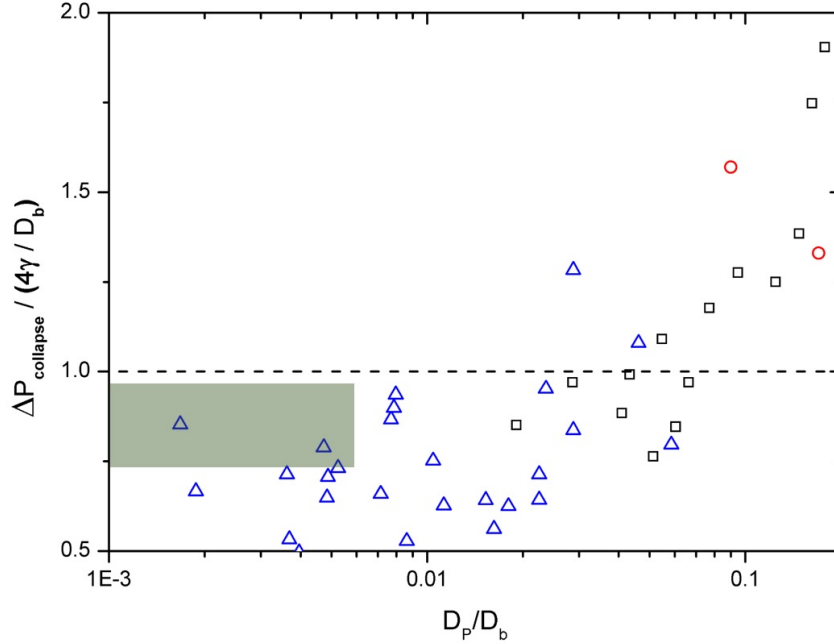


FIGURE 4.15 – Pressions de collapse normalisées par la pression de Laplace de bulles et de gouttes recouvertes de particules en fonction du rapport entre la taille des particules et la taille des bulles/gouttes. Les carrés correspondent aux expériences effectuées par Pitois et al [72], les cercles aux simulations numériques effectuées par Abkarian et al [2] dans le régime facetté, les triangles aux expériences effectuées par Taccoen et al [90] et la zone colorée correspond aux pressions de collapse reportées par Monteux et al [63].

expliquent que l'apparition de dislocations locales au niveau de l'interface chargée est à l'origine du collapse des bulles "armurées" qu'ils étudient. En équilibrant le gain énergétique dû à la dissolution du gaz à l'énergie capillaire associée au déplacement des particules, ils proposent un modèle théorique qui décrit correctement les pressions de collapse qu'ils mesurent expérimentalement.

Les pressions de collapse des bulles et des gouttes armurées étudiées par Monteux et al [63], Abkarian et al [2], Pitois et al [72] et Taccoen et al [90] respectivement sont présentées dans la figure 4.15. $\Delta P_{collapse}$ correspond à la différence entre la pression initiale dans la goutte/bulle (pression de Laplace) et la pression au moment du collapse. $\Delta P_{collapse}$ augmente avec le rapport de tailles entre les particules et les gouttelettes/bulles et est comparable en ordre de grandeur à la pression de Laplace.

Dans le cas des bulles chargées que nous étudions, nous n'identifions pas différents modes de collapse comme c'est le cas des gouttelettes/bulles dont nous avons discuté dans le paragraphe précédent. La pression relative de collapse P_c est quant à elle $\sim 10 \cdot P_{Laplace}$ alors que les pressions de collapse reportées par Monteux et al [63], Abkarian et al [2] et

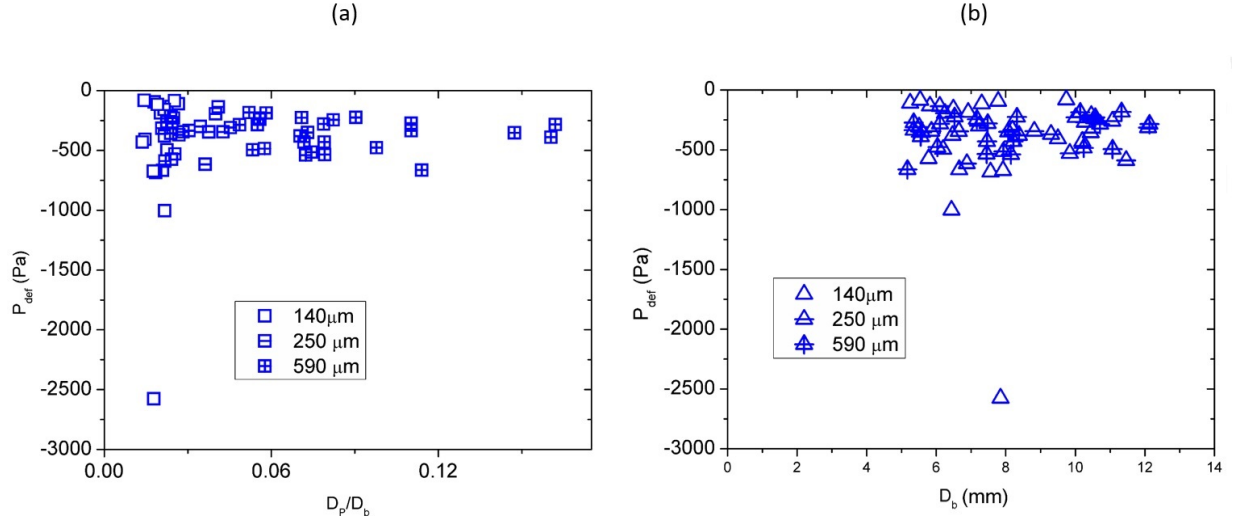


FIGURE 4.16 – Pression relative lors de la première déformation observée P_{def} en fonction du rapport de taille entre les particules et les bulles D_P/D_b en (a) et en fonction du diamètre des bulles D_b en (b).

Pitois et al [72] ne dépassent pas le double de la pression de Laplace (voir figure 4.15). Le rayon des bulles que nous avons étudié est de l'ordre de ~ 4 mm. Pour cette taille, le modèle proposé par Taccoen et al [90] prédit une pression de collapse de l'ordre de 10 Pa bien plus faible que les valeurs absolues des pression de collapse que nous mesurons (~ 500 Pa). Des déformations de faible amplitude peuvent par ailleurs être observées avant le collapse (assimilé à une déformation de plus grande amplitude) des bulles chargées que nous étudions. Il est possible que ce soient ces petites déformations localisées qui correspondent au collapse étudié dans la littérature et non l'effondrement. Les pressions relatives qui accompagnent la première déformation observée notées P_{def} sont présentées dans la figure 4.16. Les valeurs de P_{def} sont dispersées mais de l'ordre de ~ 200 Pa $\sim 10 \cdot P_{Laplace}$ en valeur absolue. Les valeurs de P_{def} restent donc également supérieures en valeur absolue aux pressions de collapse reportées dans la littérature.

Finalement, les pression de collapse P_c et les pressions lors de la première déformation P_{def} ne semblent pas dépendre du rapport de taille D_P/D_b ni du diamètre des bulles ((voir figure 4.17 et 4.16)). Des valeurs très grandes en valeur absolue pour lesquelles nous n'avons d'explication sont toutefois observées à faibles rapport de taille. Ces observations ne sont pas en accord avec les résultats de la littérature présentés précédemment.

Le comportement des bulles chargées que nous étudions est différent de celui des gouttes et des bulles chargées en particules traitées dans [90, 63, 2, 72]. Cette différence peut être due aux états initiaux des interfaces qui ne sont pas équivalents. En effet, la tension de surface de l'interface liquide-air chargée en particules est équivalente à celle de l'interface nue dans le cas des gouttes et des bulles étudiées dans la littérature contrairement aux

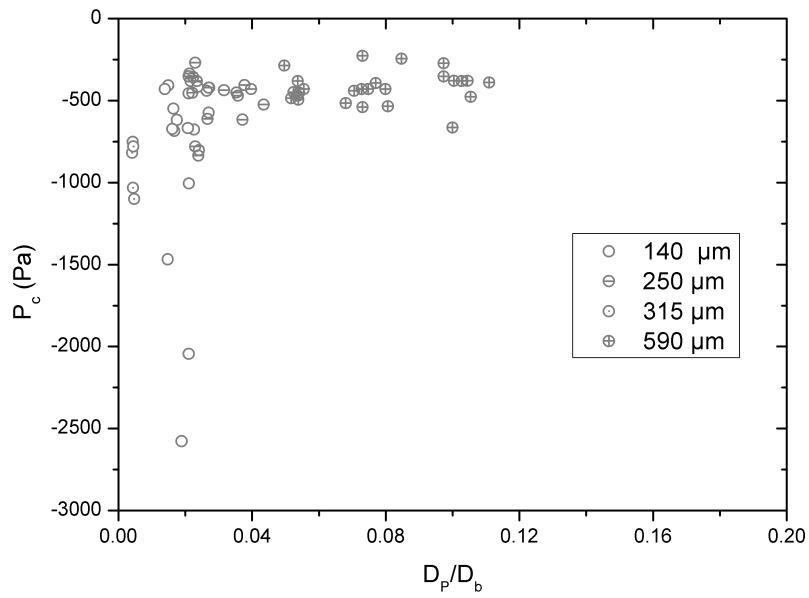


FIGURE 4.17 – Pression relative critique de collapse P_c en fonction du rapport de taille entre les particules et les bulles D_P/D_b .

Chapitre 4. Bulles chargées en particules solides

D_P (μm)	E (Pa)	D_b (mm)	P_{coque} (Pa)
140	98	7	0.63
		11	0.25
250	114	7	2.34
		11	0.94
590	54	7	6.15
		11	2.49

TABLE 4.3 – Valeurs approchées de la pression critique de collapse P_{coque} d’une coque sphérique pour différentes tailles de particules et de bulles.

bulles chargées en particule que nous étudions et où cette tension de surface est soit nulle (interface non fluide) soit très faible par rapport à la tension de surface de l’interface nue. La présence de deux interfaces liquide-gaz dans le cas des bulles chargées que nous étudions pourrait également être à l’origine des divergences que nous reportons. Les bulles et les gouttes chargées auxquelles nous comparons nos résultats ne font intervenir qu’une unique interface liquide-gaz. Comme nous le montrons dans la partie 2.4.4, les interactions entre deux particules sont beaucoup plus importantes lorsque ces dernières sont piégées dans un film liquide par rapport à une interface liquide-gaz unique. Ces interactions, vraisemblablement plus importantes également dans le cas des bulles délimitées par un film liquide, peuvent être à l’origine des pressions relatives de collapse élevées en valeur absolue que nous reportons.

Coques élastiques

En adoptant une approche macroscopique, nous pouvons comparer les bulles chargées en particules aux coques sphériques élastiques. Au-delà d’une pression critique $P_{coque} = \frac{16Eh^2}{D_b^2}$ les coques sphériques ne sont plus stables [51]. Pour les bulles chargées en particules, en assimilant l’épaisseur h de la coque au diamètre des particules présentes au niveau du film et en utilisant le module élastique déduit de la rigidité à la flexion des films plans chargés (section 3.5), nous obtenons une pression critique de l’ordre de 1 Pa (voir tableau 4.3).

Les pressions relatives critique de collapse P_c que nous mesurons expérimentalement sont ~ 100 fois plus élevées que P_{coque} en valeur absolue. Les valeurs théoriques déduites de la théorie élastique sous-estiment donc les pressions de collapse des bulles armurées. La théorie élastique sous-estime également les pressions de collapse des gouttelettes chargées en particules étudiées par Pitois et al [72].

Lorsque qu’une bulle chargée en particules est soumise à une dépression, la déformation ne peut avoir lieu si des particules sont expulsées du film chargé qui délimite la bulle. Des frottements entre les particules peuvent donc être induits. Ces dissipations non prises en compte par le modèle élastique peuvent être à l’origine de la pression relative de collapse élevée que nous mesurons.

Une approche granulaire à l’échelle des particules qui tient compte de la structure locale

des particules aux interfaces (variation d'angles de contact, etc) serait plus adaptée pour décrire le comportement des bulles et des gouttes chargées.

4.6 Forme finale d'une bulle percée

Lorsqu'une bulle de savon est percée, elle disparaît complètement. Le film qui la délimite se rétracte sous l'effet de la tension de surface. Dans cette partie, nous nous intéressons à la forme des bulles chargées en particules après qu'elles aient été percées. Les expériences d'éclatement que nous avons effectuées sur des films plans chargés en particules solides montrent que les films peuvent résister à l'éclatement si les particules sont en configuration monocouche. Dans ce cas, le film chargé résiste à l'expansion du trou qui se retrouve contenu dans le film à l'état final. Nous présentons dans cette partie les résultats d'expériences où le film délimitant une bulle chargée en particules a été percé. L'objectif de ces expériences est de savoir si les résultats obtenus grâce aux films plans peuvent être transposés au cas d'un film à courbure non nulle. Il est également intéressant d'étudier la forme finale d'une bulle chargée dont le film a été percé en vue de prédire l'évolution d'un matériau aéré renforcé par des particules solides. Si une bulle qui fait partie d'un matériau aéré chargé en particules solides ne disparaît pas lorsque son film est percé (lors d'une coalescence par exemple) alors le vieillissement du matériau aéré peut être atténué.

La figure 4.18 montre des photos de bulles chargées en particules avant et après que leur film ait été percé à l'aide d'un papier absorbant. Comme c'est parfois le cas pour les films plans chargés en particules, les bulles chargées ne disparaissent pas lorsque leur film est percé. Les vues de côté permettent d'observer que les bulles chargées percées se déforment légèrement mais qu'elles ne se tassent pas complètement. Les ponts capillaires entre les particules permettraient aux bulles chargées de garder une forme proche d'une calotte sphérique. La forme de la bulle chargée et l'aire du trou à l'état final varient d'une expérience à l'autre. Aucune tendance particulière n'a été observée d'une taille de particules à l'autre mais il est possible que cet état final dépende du rayon de la bulle initiale et de l'état de la couche de particules (présence de défauts, etc). Notre étude dans le cadre de cette thèse s'est limitée à observer l'état final sans proposer de description quantitative.

Il est à noter que l'expansion du trou est bloquée même pour les bulles chargées en particules de $140\ \mu\text{m}$ où la configuration des particules est non définie (section 2.4.1.2). Dans le cas des films plans chargés en particules, l'expansion du trou n'est bloquée que dans le cas des films où les particules s'arrangent en monocouche. Si le blocage de l'expansion du trou a la même origine quelle que soit la courbure du film, alors la résistance des bulles chargées en particules de $140\ \mu\text{m}$ pourrait indiquer que ces particules s'arrangent en monocouche.

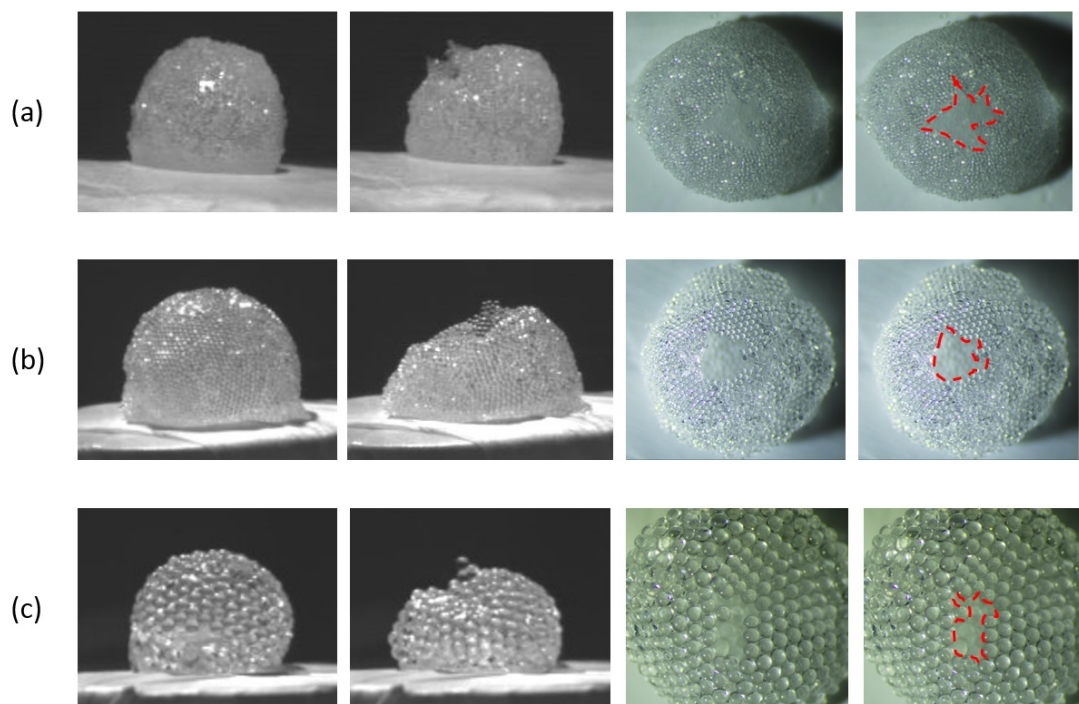


FIGURE 4.18 – Photos de profil et de dessus de bulles chargées en particules solides ($140\ \mu\text{m}$ en (a), $250\ \mu\text{m}$ en (b) et $590\ \mu\text{m}$ en (c)) avant et après que le film qui les délimite ait été percé. Les contours du trou sont surlignés sur la dernière photo pour chaque taille de particules.

4.7 Conclusion

Les bulles chargées en particules que nous étudions ne se déforment pas tant que la pression intérieure relative ne dépasse pas des valeurs seuils. Dans le cas d'une surpression, la bulle se fracture (le film liquide est étiré au sommet) et finit par éclater. La pression seuil de fracture notée P_{f*} est de l'ordre de 600 Pa. Une approche macroscopique des bulles chargées en particules caractérisées par un module élastique E permet de prédire correctement la pression relative critique de fracture grâce au critère de Griffith [37]. Pendant l'évolution de la fracture, la pression relative que nous mesurons correspond parfaitement à la pression de Laplace indiquant que la bulle chargée retrouve un comportement fluide. Les bulles chargées en particules peuvent par ailleurs supporter des pressions relatives négatives ~ 10 fois plus grandes que la pression de Laplace pour des bulles fluides de même taille. Les pressions relatives de collapse que nous reportons, de l'ordre de 600 Pa en valeur absolue, sont très élevées par rapport aux résultats reportés dans la littérature. La présence de deux interfaces liquide-gaz dans le cas des bulles chargées que nous étudions renforce les interactions interparticulaires et pourrait ainsi être à l'origine de la résistance élevée au collapse que nous observons. Finalement, la théorie élastique sous-estime les pressions de collapse des bulles chargées en particules que nous étudions. Les dissipations potentiellement induites par les frottements entre les particules non prises en compte par le modèle élastique peuvent être à l'origine de ce désaccord.

Des expériences d'éclatement forcé montrent par ailleurs que l'expansion du trou peut être bloquée par les bulles chargées en particules que nous étudions. Cette propriété ouvre des perspectives intéressantes quant au rôle stabilisant que peuvent jouer ce genre de bulles lorsqu'elles sont intégrées à un milieu aéré.

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressées au comportement des films et des bulles chargés en particules solides hydrophobes. Leurs propriétés ont été sondées, grâce à des expériences d'éclatement et de rétraction d'un côté et de variation de pression d'un autre côté. En utilisant l'imagerie rapide, la PIV et des approches à différentes échelles, nous montrons que les films et les bulles chargés en particules se démarquent des films et des bulles de savon et nous caractérisons leurs propriétés mécaniques afin de proposer des modèles.

Les expériences d'éclatement des films chargés en particules mettent en évidence l'influence importante de la configuration des particules sur les propriétés des films chargés. Lorsque les particules s'arrangent en monocouche au niveau d'un film liquide, son comportement est très différent de celui d'un film de savon nu. En effet, l'expansion du trou est anisotrope. Les irrégularités au niveau du bord de rétraction libre correspondent aux ruptures des ponts capillaires entre les particules. L'augmentation de la fraction surfacique au voisinage du bord de rétraction a quant à elle pour effet de rendre défavorable la rupture des ponts capillaires entre les particules. En conséquence, les films chargés en particules en configuration monocouche peuvent contenir et arrêter l'évolution du trou.

Le comportement des films en bicouche pendant une expérience d'éclatement est quant à lui qualitativement similaire au comportement des films de savon. La dynamique d'expansion du trou est en effet régulière. Un assombrissement du bord libre de rétraction dû à l'accumulation des particules et du liquide est observé. Finalement, le film disparaît complètement suite à son éclatement. Ces observations sont qualitativement similaires à l'éclatement d'un film de savon. En prenant en compte la masse collectée des particules dans le modèle de Taylor-Culick [92, 23], la vitesse du bord libre de rétraction peut être prédite. Cependant, cela n'est vrai qu'aux faibles fractions surfaciques en particules. À fraction surfacique élevée, les vitesses expérimentales du bord libre de rétraction sont inférieures aux vitesses théoriques déduites à l'aide du modèle de Taylor-Culick.

En ce qui concerne les expériences de rétraction à bord contraint des films particulières, la dynamique est régulière quelle que soit la configuration des particules dans le film. Comme c'est le cas pour l'éclatement des films en bicouche, la vitesse de rétraction du bord contraint peut être prédite à partir du modèle de Taylor-Culick adapté à nos conditions expérimentales (prise en compte de la force par unité de longueur F induite par la présence du barreau) à faibles fractions surfaciques. À fraction surfacique élevée, les vitesses

CONCLUSION

de rétraction expérimentales sont encore une fois plus faibles que les vitesses théoriques. Grâce au suivi des particules que nous avons effectué par PIV (Particle Image Velocimetry), nous mettons en évidence que la quantité de mouvement diffuse dans les films chargés en particules pendant une expérience de rétraction. En supposant que ces films chargés sont des fluides newtoniens 2D, nous déduisons une viscosité effective en ajustant les profils théoriques aux profils expérimentaux.

La viscosité effective commence à croître lorsque $\varphi \sim 0.65$. À cette fraction surfacique en particules, chaque particule du film chargé a en moyenne $Z \sim 4$ plus proche voisin. Pour cette valeur de Z , le système est localement "bloqué" (jamming) [94] : une particule ne peut pas changer de position sans induire le déplacement de ses voisines et du liquide autour d'elle. La fraction surfacique pour laquelle la viscosité effective diverge par la suite ($\varphi \sim 0.84$) est comparable à la fraction surfacique de jamming pour les granulaires secs 2D [102, 58, 20]. L'origine de cette viscosité effective peut être attribuée aux dissipations dans la phase liquide lors du déplacement des particules. Nous montrons ainsi que les films liquides particuliers dissipent de l'énergie visqueuse lorsqu'ils se rétractent et que cette dissipation d'énergie augmente fortement à forte concentration en particules, ces films particuliers tendent ainsi vers un état "solide".

Le flambement des films chargés en particules peut par ailleurs être observé. En mesurant la distance entre deux plis consécutifs, nous déduisons un module de rigidité à la flexion de l'ordre de 10^{-10} N · m. Cette valeur est comparable à ce qui a été reporté dans le cas de radeaux de particules [98, 74]. Ce flambement indique encore une fois que les films chargés en particules subissent une transition liquide-solide pour des fractions surfaciques proches de ~ 0.8 .

Finalement, nous observons qu'à rapport de taille élevé (ratio de la longueur sur la largeur) et à fraction surfacique assez élevée, un film chargé en particules peut arrêter l'avancée du barreau. L'origine de ce comportement pourrait être attribuée aux mécanismes dissipatifs présents aux fortes concentrations en particules (divergence de viscosité et flambement) mais aussi à la diminution de la tension de surface effective du film chargé aux fractions surfaciques en particules très élevée (>0.84).

Les expériences de mûrissement forcé que nous avons effectuées sur les bulles chargées en particules en faisant varier leur pression interne montrent l'effet de la réduction de la perméabilité du film particulaire aux échanges gazeux ainsi que l'existence de pressions seuil de déformations. Les pressions de collapse (dépression) et de fracture (surpression), dans le cas d'expériences de déflation et d'inflation respectivement, sont du même ordre de grandeur et semblent ne dépendre ni de la taille des particules ni de celle des bulles. Une modélisation macroscopique où le film chargé en particules est considéré comme une coque élastique (dont le module est déduit des modules de rigidité à la flexion que nous définissons grâce aux films chargés plans) permet de retrouver le bon ordre de grandeur de la pression critique de fracture grâce au critère de Griffith. En revanche, les pressions critiques de collapse déduites en adoptant cette même approche sous-estiment les pressions critiques de collapse que nous mesurons expérimentalement. Le frottement entre les grains, qui intervient vraisemblablement lors d'une expérience de déflation, pourrait être à l'ori-

gine de cet écart. Les pressions de collapse que nous reportons sont par ailleurs ~ 10 fois supérieures à celles reportées dans la littérature pour les gouttes et les bulles à interface unique chargée en particules solides. Cela pourrait être attribué aux forces d'interaction entre particules plus importante dans le cas du film comme l'ont montré nos expériences de rapprochement d'une paire de particules. En effet, ces fortes interactions pourraient être à l'origine d'une forte contrainte dans le film particulaire ~ 10 fois plus importante que la pression de Laplace. La pression effective dans ces coques particulaires serait alors responsable de la résistance au collapse ou à la fracture.

Les résultats que nous obtenons sont intéressants quant à leurs applications aux milieux aérés. La présence de films liquides chargés en particules solides similaires à ceux que nous avons étudiés pourrait limiter les effets de la coalescence et des réarrangements topologiques. Des bulles "armurées" comparables à celles présentées dans ce mémoire pourrait de leur côté ralentir, voir même inhiber, le mûrissement du matériau aéré dans lequel elles sont incluses.

Pour compléter cette étude, il serait intéressant de faire varier la viscosité du fluide interstitiel lors des expériences de rétraction. L'évolution de la viscosité effective du film chargé en particules avec la viscosité du fluide interstitiel permettrait de confirmer davantage que l'origine de la viscosité effective en termes de dissipation d'énergie est bien liée au mouvement des particules dans le film liquide visqueux. La rigidité à la flexion des films chargés en particules pourrait par ailleurs être caractérisée avec plus de précision grâce à une vue de profil lors des expériences de rétraction. Cette vue permettrait d'observer le régime des ridules (qui précède les plis). En ce qui concerne les bulles chargées en particules, la variation de l'épaisseur du film liquide entre les particules permettrait de faire varier les forces d'interactions entre les particules. Mesurer les pressions de collapse et de fracture pour différentes forces d'interaction serait un moyen de mieux comprendre le rôle que jouent ces forces dans la résistance à la déformations des bulles chargées.

CONCLUSION

Annexe A

Mesure de l'épaisseur d'un film liquide mince par interférométrie

Considérons un film liquide d'épaisseur e éclairé perpendiculairement par une source de lumière blanche. Les ondes lumineuses incidentes peuvent être réfléchies par la première interface liquide-air, traverser la première interface liquide-air et être réfléchiées par la seconde ou bien traverser les deux interfaces du film liquide (voir figure A.1).

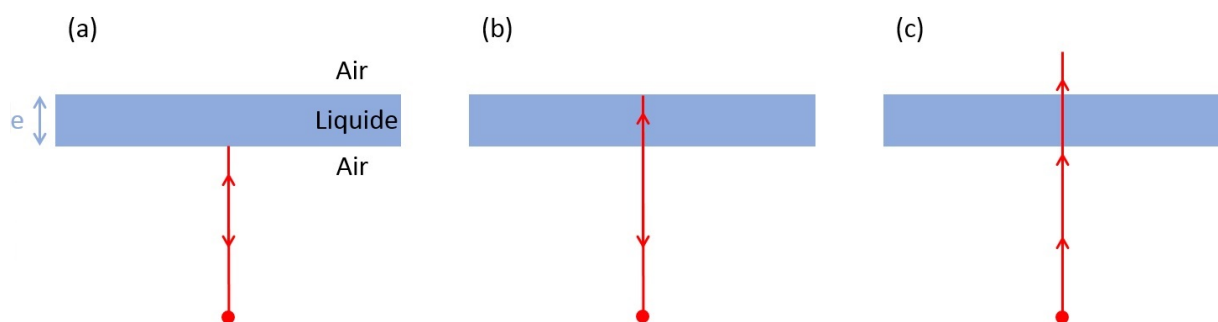


FIGURE A.1 – Une onde lumineuse incidente perpendiculairement sur un film liquide peut être réfléchiée par la première interface liquide-air (a), traverser la première interface liquide-air puis le film liquide et être réfléchiée par la seconde interface liquide-air (b) ou bien traverser les deux interfaces du film liquide (c).

En utilisant une source de lumière qui joue également le rôle de capteur (Ocean Optics), l'intensité résultant de l'interférence des rayons réfléchis par la première interface et des rayons transmis par la première interface puis réfléchis sur la deuxième interface est mesurée en fonction de la longueur d'onde à différents instants (voir figure A.2).

L'intensité I de deux ondes de même longueur d'onde λ qui interfèrent s'écrit :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\phi) \quad (\text{A.1})$$

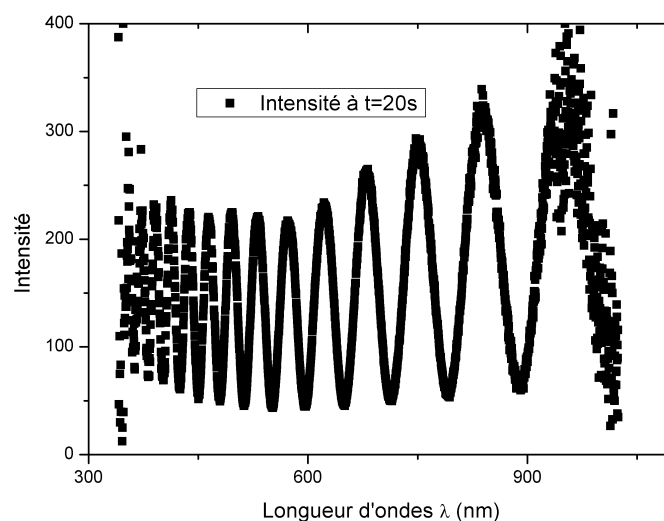


FIGURE A.2 – Intensité en fonction de la longueur d'onde.

Avec I_1 et I_2 les intensités des deux ondes qui interfèrent et $\Delta\phi$ le déphasage. Dans notre cas, $\Delta\phi = \frac{2\pi n\delta}{\lambda}$ où $\delta = 2e$ la différence de marche optique des deux ondes et $n \simeq 1.33$ l'indice optique du film liquide. L'intensité est maximale si $\Delta\phi \equiv [2\pi]$. En développant cette équation, nous obtenons :

$$e = \frac{k\lambda}{2n} \quad (\text{A.2})$$

Avec k un entier. D'après l'équation A.2, la valeur de $k\lambda$ est constante et correspond à la pente de la droite représentant une suite arithmétique entière aléatoire de raison 1 en fonction de l'inverse des longueurs d'ondes présentant un maximum d'intensité. L'épaisseur du film liquide est finalement calculée grâce à cette pente.

Annexe B

Particle Image Velocimetry

La PIV (Particle Image Velocimetry) est une méthode optique qui permet de mesurer des champs de vitesse instantanée dans un fluide grâce à des particules réparties dans le matériau. Si l'objet de l'étude est le fluide, la concentration de particules doit rester assez faible afin de ne pas modifier la dynamique d'écoulement. Les particules solides, assimilées à des particules fluides, servent de traceurs dans ce cas.

Dans le cadre de notre travail, nous nous sommes intéressées à la dynamique des films chargés en particules considérés comme un milieu homogène. La concentration élevée de ces particules n'est donc pas problématique.

En comparant deux photos successives prises par la caméra rapide lors d'une expérience de rétraction, la vitesse locale est déduite. En pratique, la PIV est effectuée à l'aide du logiciel DaVis, version 8.2.2, développé par La Vision qui repose sur l'utilisation d'une fonction appelée fonction de corrélation croisée entre des images successives. La fonction de corrélation croisée est un opérateur qui agit sur deux fonctions (f , g) corrélées à un motif d'intensité sur chaque image. Cet opérateur vaut 1 lorsque les deux fonctions sont identiques et tend vers -1 quand les fonctions sont différentes.

L'image est découpée en carré d'interrogations de $N \cdot M$ pixels. Chaque carré est caractérisé par la fonction $f(x, y)$ qui correspond au niveau de gris au point (x, y) . Si g est la fonction associée au même carré après déformation alors la fonction de corrélation discrète s'écrit :

$$C_{fg}(dx, dy) = \frac{1}{N \cdot M} \sum_{x=0}^{N-1} \sum_{y=0}^{M-1} f(x, y) \cdot g(x + dx, y + dy) \quad (\text{B.1})$$

Où dx et dy sont les déplacements en pixels. Le couple (dx, dy) qui maximise la fonction de corrélation de paire de $g(x + dx, y + dy)$ avec $f(x, y)$ est retenu comme la meilleure estimation du déplacement du carré d'interrogations (voir figure B.1).

L'analyse par PIV est optimale si chaque carré d'interrogations contient 3 à 4 particules. Nous avons fait varier la taille des carrés d'interrogation avec la taille des particules afin de respecter ce critère. Le choix du pas de temps entre les images successives est également important. Il doit être choisi pour que le déplacement d'un motif dans un carré d'interrogation entre deux images successives soit de l'ordre du diamètre d'une particule. Dans

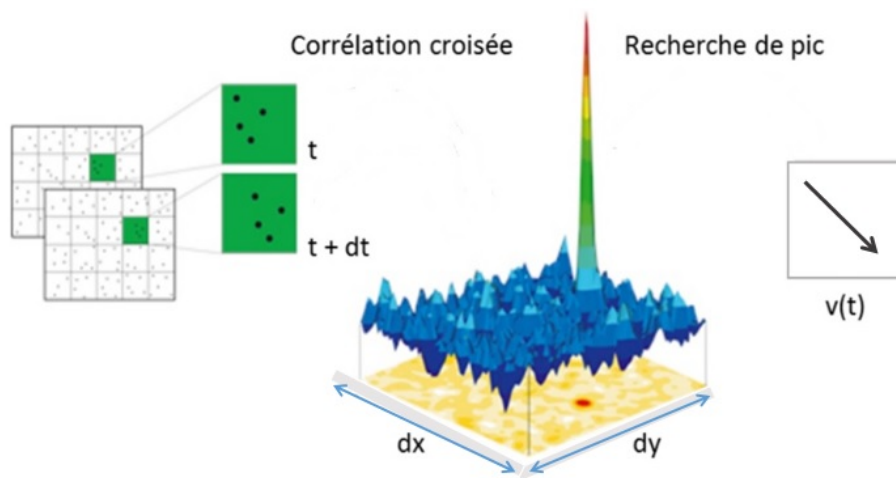


FIGURE B.1 – Principe de la corrélation croisée [57]

ces conditions, la détection des déplacements entre deux carrés et le temps de calcul sont optimaux. Pour nos expériences, un pas de temps de l'ordre de 0.5 ms permet d'obtenir des résultats satisfaisants.

Annexe C

Viscosités de cisaillement et de dilatation

Pour un fluide newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses peut s'écrire :

$$\underline{\underline{(\mu : \underline{\underline{D}})_{ij}}} = A(2D_{ij} - \delta_{ij}D_{ll}) + (A + B)\delta_{ij}D_{ll} \quad (\text{C.1})$$

Où D_{ll} est la trace du tenseur du taux de déformation. L'équation C.1 permet de diviser le tenseur des contraintes en la somme d'un tenseur déviatorique de trace nulle et d'un tenseur diagonal. Le coefficient A , noté η dans la suite, correspond à la viscosité de cisaillement fréquemment traitée dans la littérature. $A + B = \xi$ quant à lui est appelé seconde viscosité ou viscosité dilatationnelle et il devient important quand la compressibilité du fluide n'est plus négligeable. Pour l'eau à 20°C , $\eta \simeq 1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ et $\xi \simeq 3.4 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ [44]. L'équation C.1 permet donc d'écrire que $\mu_{xxxx} = \eta + \xi$. La viscosité cinématique, qui correspond à $\frac{\eta + \xi}{\rho}$, est notée ν .

Bibliographie

- [1] Manouk Abkarian, Suzie Protière, Jeffrey M Aristoff, and Howard A Stone. Gravity-induced encapsulation of liquids by destabilization of granular rafts. *Nature communications*, 4 :1895, 2013.
- [2] Manouk Abkarian, Anand Bala Subramaniam, Shin-Hyun Kim, Ryan J Larsen, Seung-Man Yang, and Howard A Stone. Dissolution arrest and stability of particle-covered bubbles. *Physical review letters*, 99(18) :188301, 2007.
- [3] Rossitza G Alargova, Devdutta S Warhadpande, Vesselin N Paunov, and Orlin D Velev. Foam superstabilization by polymer microrods. *Langmuir*, 20(24) :10371–10374, 2004.
- [4] C Allain and M Cloitre. Interaction between particles trapped at fluid interfaces : I. exact and asymptotic solutions for the force between two horizontal cylinders. *Journal of colloid and interface science*, 157(2) :261–268, 1993.
- [5] Seher Ata. Coalescence of bubbles covered by particles. *Langmuir*, 24(12) :6085–6091, 2008.
- [6] Steven Atkinson, Frank H Stillinger, and Salvatore Torquato. Existence of isostatic, maximally random jammed monodisperse hard-disk packings. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(52) :18436–18441, 2014.
- [7] Pascale Aussillous and David Quéré. Liquid marbles. *Nature*, 411(6840) :924–927, 2001.
- [8] Robert Aveyard, John H Clint, Dieter Nees, and Nick Quirke. Structure and collapse of particle monolayers under lateral pressure at the octane/aqueous surfactant solution interface. *Langmuir*, 16(23) :8820–8828, 2000.
- [9] MM Bandi, Tuomas Tallinen, and L Mahadevan. Shock-driven jamming and periodic fracture of particulate rafts. *EPL (Europhysics Letters)*, 96(3) :36008, 2011.
- [10] Michael Berhanu and Arshad Kudrolli. Heterogeneous structure of granular aggregates with capillary interactions. *Physical review letters*, 105(9) :098002, 2010.
- [11] Anne-Laure Biance, Sylvie Cohen-Addad, and Reinhard Höhler. Topological transition dynamics in a strained bubble cluster. *Soft Matter*, 5(23) :4672–4679, 2009.
- [12] J Bico, J Ashmore-Chakrabarty, GH McKinley, and HA Stone. Rolling stones : The motion of a sphere down an inclined plane coated with a thin liquid film. *Physics of Fluids (1994-present)*, 21(8) :082103, 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [13] Bernard P Binks and Tommy S Horozov. Aqueous foams stabilized solely by silica nanoparticles. *Angewandte Chemie*, 117(24) :3788–3791, 2005.
- [14] Fabian Brau, Pascal Damman, Haim Diamant, and Thomas A Witten. Wrinkle to fold transition : influence of the substrate response. *Soft Matter*, 9(34) :8177–8186, 2013.
- [15] Isabelle Cantat. Liquid meniscus friction on a wet plate : Bubbles, lamellae, and foams). *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(3) :031303, 2013.
- [16] Isabelle Cantat, Sylvie Cohen-Addad, Florence Elias, François Graner, Reinhard Höhler, Olivier Pitois, Florence Rouyer, and Arnaud Saint-Jalmes. *Les mousses : structure et dynamique*. Belin, 2010.
- [17] V Carrier and A Colin. Coalescence in draining foams. *Langmuir*, 19(11) :4535–4538, 2003.
- [18] Dandan Chen, Kenneth W Desmond, and Eric R Weeks. Topological rearrangements and stress fluctuations in quasi-two-dimensional hopper flow of emulsions. *Soft Matter*, 8(40) :10486–10492, 2012.
- [19] Pietro Cicuta and Dominic Vella. Granular character of particle rafts. *Physical review letters*, 102(13) :138302, 2009.
- [20] Corentin Coulais, Antoine Seguin, and Olivier Dauchot. Shear modulus and dilatancy softening in granular packings above jamming. *Physical review letters*, 113(19) :198001, 2014.
- [21] Philippe Coussot. *Rhéophysique la matière dans tous ses Etats*. EDP sciences, 2012.
- [22] Olivier Coussy. *Mechanics and physics of porous solids*. John Wiley & Sons, 2011.
- [23] FEC Culick. Comments on a ruptured soap film. *Journal of applied physics*, 31(6) :1128–1129, 1960.
- [24] Marie-Julie Dalbe, Darija Cosic, Michael Berhanu, and Arshad Kudrolli. Aggregation of frictional particles due to capillary attraction. *Physical Review E*, 83(5) :051403, 2011.
- [25] Olivier Dauchot, Douglas J Durian, and Martin van Hecke. Dynamical heterogeneities in grains and foams. *Dynamical Heterogeneities in Glasses, Colloids, and Granular Media*, 150 :203, 2011.
- [26] Pierre-Gilles de Gennes, Françoise Brochard-Wyart, David Quéré, Marc Fermigier, and Christophe Clanet. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin Paris, 2002.
- [27] AJ De Vries. Foam stability : Part iv. kinetics and activation energy of film rupture. *Recueil des travaux chimiques des Pays-Bas*, 77(4) :383–399, 1958.
- [28] G Debrégeas, P Martin, and F Brochard-Wyart. Viscous bursting of suspended films. *Physical review letters*, 75(21) :3886, 1995.
- [29] A Dippenaar. The destabilization of froth by solids. i. the mechanism of film rupture. *International Journal of Mineral Processing*, 9(1) :1–14, 1982.

-
- [30] Jacques Duran. *Sands, powders, and grains : an introduction to the physics of granular materials*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [31] J Eggers, RR Kerswell, and T Mullin. Balancing a cylinder on a thin vertical layer of viscous fluid. *Physical Review E*, 87(6) :065001, 2013.
- [32] Valeria Garbin, John C Crocker, and Kathleen J Stebe. Nanoparticles at fluid interfaces : Exploiting capping ligands to control adsorption, stability and dynamics. *Journal of colloid and interface science*, 387(1) :1–11, 2012.
- [33] Jw Gibbs. The scientific papers ofj. *Willard Gibbs, Thermodynamics*, 1, 1993.
- [34] Lorna J Gibson and Michael F Ashby. *Cellular solids : structure and properties*. Cambridge university press, 1999.
- [35] Urs T Gonzenbach, André R Studart, Elena Tervoort, and Ludwig J Gauckler. Ultrastable particle-stabilized foams. *Angewandte Chemie International Edition*, 45(21) :3526–3530, 2006.
- [36] David G Grier and Sven H Behrens. Interactions in colloidal suspensions. In *Electrostatic effects in soft matter and biophysics*, pages 87–116. Springer, 2001.
- [37] Alan A Griffith. The phenomena of rupture and flow in solids. *Philosophical transactions of the royal society of london. Series A, containing papers of a mathematical or physical character*, 221 :163–198, 1921.
- [38] Benjamin Haffner, Yacine Khidas, and Olivier Pitois. Flow and jamming of granular suspensions in foams. *Soft matter*, 10(18) :3277–3283, 2014.
- [39] Aladár Heppes. Some densest two-size disc packings in the plane. *Discrete & Computational Geometry*, 30(2) :241–262, 2003.
- [40] Haye Hinrichsen and Dietrich E Wolf. *The physics of granular media*. John Wiley & Sons, 2006.
- [41] Tommy S Horozov. Foams and foam films stabilised by solid particles. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 13(3) :134–140, 2008.
- [42] Tommy S Horozov, Robert Aveyard, John H Clint, and Bernd Neumann. Particle zips : vertical emulsion films with particle monolayers at their surfaces. *Langmuir*, 21(6) :2330–2341, 2005.
- [43] G Kaptay. On the equation of the maximum capillary pressure induced by solid particles to stabilize emulsions and foams and on the emulsion stability diagrams. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 282 :387–401, 2006.
- [44] SM Karim and L Rosenhead. The second coefficient of viscosity of liquids and gases. *Reviews of Modern Physics*, 24(2) :108, 1952.
- [45] Aditya S Khair. The einstein correction to the bulk viscosity in n dimensions. *Journal of colloid and interface science*, 302(2) :702–703, 2006.
- [46] Peter A Kralchevsky and Kuniaki Nagayama. Capillary interactions between particles bound to interfaces, liquid films and biomembranes. *Advances in colloid and interface science*, 85(2) :145–192, 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- [47] Benoit Laborie, Florent Lachaussée, Elise Lorenceau, and Florence Rouyer. How coatings with hydrophobic particles may change the drying of water droplets : incompressible surface versus porous media effects. *Soft Matter*, 9(19) :4822–4830, 2013.
- [48] Benoit Laborie, Florence Rouyer, Dan E Angelescu, and Elise Lorenceau. Bubble formation in yield stress fluids using flow-focusing and t-junction devices. *Physical review letters*, 114(20) :204501, 2015.
- [49] Guillaume Lagubeau. *Interfaces à grains, et autres situations de mouillage nul*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2010.
- [50] Guillaume Lagubeau, Antonella Rescaglio, and Francisco Melo. Armoring a droplet : Soft jamming of a dense granular interface. *Physical Review E*, 90(3) :030201, 2014.
- [51] L Landau and E Lifshitz. *Theory of elasticity* : 2nd end, 1970.
- [52] Norbert Adolph Lange, Gordon M Forker, Richard Stevens Burington, et al. *Handbook of chemistry*. 1939.
- [53] Marie Le Merrer, David Quéré, and Christophe Clanet. Buckling of viscous filaments of a fluid under compression stresses. *Physical review letters*, 109(6) :064502, 2012.
- [54] Henri Lhuissier and Emmanuel Villermaux. Soap films burst like flapping flags. *Physical review letters*, 103(5) :054501, 2009.
- [55] LN Liebermann. The second viscosity of liquids. *Physical Review*, 75(9) :1415, 1949.
- [56] Andrea J Liu and Sidney R Nagel. Nonlinear dynamics : Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396(6706) :21–22, 1998.
- [57] Mathilde Maillard. *Étalements de fluides à seuil*. PhD thesis, Paris Est, 2015.
- [58] TS Majmudar, M Sperl, S Luding, and Robert P Behringer. Jamming transition in granular systems. *Physical review letters*, 98(5) :058001, 2007.
- [59] A Cervantes Martinez, Emmanuelle Rio, Giles Delon, Arnaud Saint-Jalmes, Dominique Langevin, and Bernard P Binks. On the origin of the remarkable stability of aqueous foams stabilised by nanoparticles : link with microscopic surface properties. *Soft Matter*, 4(7) :1531–1535, 2008.
- [60] J Clerk Maxwell. L. on the calculation of the equilibrium and stiffness of frames. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 27(182) :294–299, 1864.
- [61] Winnie R McEntee and Karol J Mysels. Bursting of soap films. i. an experimental study. *The Journal of Physical Chemistry*, 73(9) :3018–3028, 1969.
- [62] Pierre Mills and Patrick Snabre. Apparent viscosity and particle pressure of a concentrated suspension of non-brownian hard spheres near the jamming transition. *The European Physical Journal E*, 30(3) :309–316, 2009.
- [63] Cécile Monteux, John Kirkwood, Hui Xu, Eric Jung, and Gerald G Fuller. Determining the mechanical response of particle-laden fluid interfaces using surface pressure isotherms and bulk pressure measurements of droplets. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 9(48) :6344–6350, 2007.

- [64] P Mukerjee and KJ Mysels. National bureau of standards of nsrds-nbs 36. *Washington, DC*, 20234, 1971.
- [65] Karol J Mysels and Stanley P Frankel. The effect of a surface-induced gradual viscosity increase upon the thickness of entrained liquid films and the flow in narrow channels. *Journal of Colloid and Interface Science*, 66(1) :166–172, 1978.
- [66] KJ Mysels, K Shinoda, and SP Frankel. Soap films—studies of their thinning, and a bibliography. Pergamon press, 1959.
- [67] Corey S O’Hern, Leonardo E Silbert, Andrea J Liu, and Sidney R Nagel. Jamming at zero temperature and zero applied stress : The epitome of disorder. *Physical Review E*, 68(1) :011306, 2003.
- [68] Pauline Petit. *Déformation d’interfaces complexes : des architectures savonneuses aux mousses de particules*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I, 2014.
- [69] PC Petit, Marie Le Merrer, and A-L Bianco. Holes and cracks in rigid foam films. *Journal of Fluid Mechanics*, 774 :R3, 2015.
- [70] Jordan T Petkov, Krassimir D Danov, Nikolai D Denkov, Richard Aust, and Franz Durst. Precise method for measuring the shear surface viscosity of surfactant monolayers. *Langmuir*, 12(11) :2650–2653, 1996.
- [71] Spencer Umfreville Pickering. Cxcvi.—emulsions. *Journal of the Chemical Society, Transactions*, 91 :2001–2021, 1907.
- [72] Olivier Pitois, Matthieu Buisson, and Xavier Chateau. On the collapse pressure of armored bubbles and drops. *The European Physical Journal E*, 38(5) :1–7, 2015.
- [73] Olivier Pitois, Christelle Fritz, and Michèle Vignes-Adler. Hydrodynamic resistance of a single foam channel. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 261(1) :109–114, 2005.
- [74] Carole Planchette, Elise Lorenceau, and Anne-Laure Bianco. Surface wave on a particle raft. *Soft Matter*, 8(8) :2444–2451, 2012.
- [75] Joseph Plateau. *Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires*, volume 2. Gauthier-Villars, 1873.
- [76] Luka Pocivavsek, Robert Dellsy, Andrew Kern, Sebastián Johnson, Binhua Lin, Ka Yee C Lee, and Enrique Cerda. Stress and fold localization in thin elastic membranes. *Science*, 320(5878) :912–916, 2008.
- [77] Alan M Poskanzer and FC Goodrich. Surface viscosity of sodium dodecyl sulfate solutions with and without added dodecanol. *The Journal of Physical Chemistry*, 79(20) :2122–2126, 1975.
- [78] John Henry Poynting and Joseph John Thomson. *Properties of matter*. Charles Griffin and Company, 1913.
- [79] HM Princen and SG Mason. The permeability of soap films to gases. *Journal of Colloid Science*, 20(4) :353–375, 1965.

BIBLIOGRAPHIE

- [80] Emmanuelle Rio and Anne-Laure Bianco. Thermodynamic and mechanical timescales involved in foam film rupture and liquid foam coalescence. *ChemPhysChem*, 15(17) :3692–3707, 2014.
- [81] Arnaud Saint-Jalmes and Dominique Langevin. Time evolution of aqueous foams : drainage and coarsening. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 14(40) :9397, 2002.
- [82] Louis Salkin, Alexandre Schmit, Pascal Panizza, and Laurent Courbin. Influence of boundary conditions on the existence and stability of minimal surfaces of revolution made of soap films. *American Journal of Physics*, 82(9) :839–847, 2014.
- [83] Nikos Savva and John WM Bush. Viscous sheet retraction. *Journal of Fluid Mechanics*, 626 :211–240, 2009.
- [84] Jacopo Seiwert, Benjamin Dollet, and Isabelle Cantat. Theoretical study of the generation of soap films : role of interfacial visco-elasticity. *Journal of Fluid Mechanics*, 739 :124, 2014.
- [85] M Skorobogatiy and L Mahadevan. Folding of viscous sheets and filaments. *EPL (Europhysics Letters)*, 52(5) :532, 2000.
- [86] WS Slaughter. The linearized theory of elasticity. 2002. ISBN-10, 817641173.
- [87] Antonio Stocco, Wiebke Drenckhan, Emanuelle Rio, Dominique Langevin, and Bernard P Binks. Particle-stabilised foams : an interfacial study. *Soft Matter*, 5(11) :2215–2222, 2009.
- [88] Antonio Stocco, Emmanuelle Rio, Bernard P Binks, and Dominique Langevin. Aqueous foams stabilized solely by particles. *Soft Matter*, 7(4) :1260–1267, 2011.
- [89] Anand Bala Subramaniam, Manouk Abkarian, and Howard A Stone. Controlled assembly of jammed colloidal shells on fluid droplets. *Nature materials*, 4(7) :553–556, 2005.
- [90] Nicolas Taccoen, François Lequeux, Deniz Z Gunes, and Charles N Baroud. Probing the mechanical strength of an armored bubble and its implication to particle-stabilized foams. *Physical Review X*, 6(1) :011010, 2016.
- [91] Yuka Takehara and Ko Okumura. High-velocity drag friction in granular media near the jamming point. *Physical review letters*, 112(14) :148001, 2014.
- [92] Geoffrey Taylor. The dynamics of thin sheets of fluid. iii. disintegration of fluid sheets. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 253, pages 313–321. The Royal Society, 1959.
- [93] Antoinette Tordesillas, David Carey, Andrew B Croll, Jingyu Shi, and Bekele Gurmessa. Micromechanics of elastic buckling of a colloidal polymer layer on a soft substrate : experiment and theory. *Granular Matter*, 16(2) :249–258, 2014.
- [94] S Torquato and FH Stillinger. Multiplicity of generation, selection, and classification procedures for jammed hard-particle packings. *The Journal of Physical Chemistry B*, 105(47) :11849–11853, 2001.

-
- [95] AA Trapeznikov. Application of the method of two-dimensional viscosity and shear strength to the investigation of the structure and composition of two-sided films and surface layers in solutions of soaps and saponins. In *Proceedings of the 2nd International Congress on Surface Activity*, pages 242–258, 1957.
- [96] VERONIQUE Trappe, V Prasad, Luca Cipelletti, PN Segre, and DAVID A Weitz. Jamming phase diagram for attractive particles. *Nature*, 411(6839) :772–775, 2001.
- [97] Ernst A Van Nierop, Benoit Scheid, and Howard A Stone. On the thickness of soap films : an alternative to frankel’s law. *Journal of fluid mechanics*, 602 :119–127, 2008.
- [98] Dominic Vella, Pascale Aussillous, and L Mahadevan. Elasticity of an interfacial particle raft. *EPL (Europhysics Letters)*, 68(2) :212, 2004.
- [99] Dominic Vella, Ho-Young Kim, Pascale Aussillous, and L Mahadevan. Dynamics of surfactant-driven fracture of particle rafts. *Physical review letters*, 96(17) :178301, 2006.
- [100] Dominic Vella and L Mahadevan. The “cheerios effect”. *American journal of physics*, 73(9) :817–825, 2005.
- [101] Zachary A Zell, Arash Nowbahar, Vincent Mansard, L Gary Leal, Suraj S Deshmukh, Jodi M Mecca, Christopher J Tucker, and Todd M Squires. Surface shear inviscidity of soluble surfactants. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 111(10) :3677–3682, 2014.
- [102] Jie Zhang, TS Majmudar, M Sperl, and RP Behringer. Jamming for a 2d granular material. *Soft Matter*, 6(13) :2982–2991, 2010.
- [103] Weizheng Zhou, Jian Cao, Weichang Liu, and Simeon Stoyanov. How rigid rods self-assemble at curved surfaces. *Angewandte Chemie International Edition*, 48(2) :378–381, 2009.