

Chapitre 8

Mûrissement de deux bulles dans un bain liquide

Dans cette partie, nous nous intéressons à une expérience modèle permettant de mieux comprendre le mûrissement dans des fluides visqueux et particulièrement à ce qui permet de contrôler la vitesse de mûrissement. En effet, la dynamique du vieillissement d'une mousse est d'un intérêt capital dans la conception de certains produits industriels et représente donc un enjeu de taille. Les études de stabilité des mousses d'eau savonneuse sont très présentes dans notre équipe qui avait déjà développé une expérience permettant de mesurer l'influence de la viscoélasticité de volume et la viscoélasticité de surface sur la dynamique de vidange de deux bulles. Il s'agit d'une expérience conceptuellement très simple permettant de modéliser l'influence de la phase continue ou de l'interface sur le mûrissement. Comme nous le verrons, l'expérience permet de caractériser les phénomènes visqueux de volume et de surface de manière très satisfaisante. Ces résultats sont en bon accord avec d'autres mesures expérimentales.

Dans l'expérience utilisée dans cette étude, les deux bulles sont reliées directement par un tube et non par des films, ce qui permet de modéliser les situations dans lesquelles le transfert de gaz est limité par la résistance visqueuse du volume ou de la surface et pas par la perméabilité des films (voir figure 9.1.b).

Dans ce chapitre, j'introduis le cadre du mûrissement des mousses liquides que cette expérience modélise.

8.1 Les mousses

Une mousse est une dispersion de gaz dans une phase continue liquide. Elles sont caractérisées en premier lieu par la proportion de liquide qui les compose. Cette quantité est appelée fraction liquide φ_l et est décrite par la relation :

$$\varphi_l = \frac{V_{\text{liq}}}{V_{\text{tot}}} = \frac{V_{\text{liq}}}{V_{\text{liq}} + V_{\text{gaz}}} \quad (8.1)$$

où V_{liq} désigne le volume de liquide contenu dans la mousse et V_{tot} le volume total de la mousse. En fonction de la valeur de cette fraction liquide, l'arrangement des bulles dans la mousse se fait différemment. Il existe 3 configurations principales permettant de décrire l'état d'une mousse (voir figure 8.1). À faible fraction liquide, c'est-à-dire lorsque $\varphi_l \leq 5\%$ [52], la mousse est dite sèche. Pour des fractions liquides intermédiaires, c'est-à-dire entre 5 % et 36 %, on est en présence de mousses dites humides. Enfin, à fraction liquide supérieure à $\sim 36\%$, l'objet est défini comme un liquide bulleux et les bulles le composant ne sont plus en

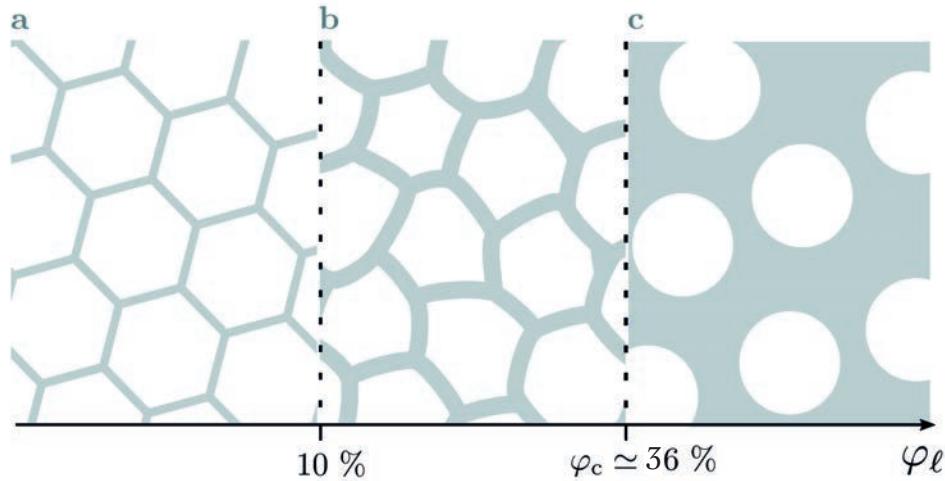


FIGURE 8.1 – Illustration des différents arrangements de bulles pouvant être observés dans une mousse en fonction de la fraction liquide les composant. a) Schéma d'une mousse sèche de fraction liquide inférieure à 5% [52] même si cette limite n'a pas de sens physique particulier. b) Schéma d'une mousse humide où les bulles interagissent et sont déformées. c) Schéma du liquide bulleux, défini par une fraction liquide supérieure à $\sim 36\%$ [53]. Illustration extraite et adaptée de la thèse de Manon Marchand [54].

contact les unes avec les autres. Pour une fraction liquide de 36 %, les bulles sont sphériques et tangentées entre les unes aux autres.

Ces matériaux ont une structure complexe et peuvent être appréhendés à différentes échelles. L'échelle de la vie courante est le mètre dans le cas où nous interagissons directement avec les mousses, par exemple lors de l'utilisation d'un shampoing ou d'un détergent ménager. L'échelle caractéristique qui vient ensuite est celle de la taille des bulles (en général de l'ordre du millimètre ou plus petite). Vient ensuite l'échelle du réseau de canaux et des films savonneux délimitant les bulles (lorsque la fraction liquide est inférieure à 36%) qui est, respectivement, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres au micromètre. C'est à cette échelle que sont décrits les écoulements liquides dans la mousse. Pour finir, l'échelle nanométrique est celle à laquelle est décrit l'arrangement moléculaire des interfaces.

Les mousses sont des objets métastables et peuvent être sujettes au vieillissement. Dans le cas de ce type de matériau, il existe différents mécanismes de vieillissement qui vont impacter les propriétés mécaniques de la mousse au cours du temps et sont fonction de la fraction liquide de celle-ci.

8.1.1 Le drainage gravitaire

Dans le cas d'une mousse, la gravité agit sur la phase liquide et lui impose de s'écouler le long des canaux séparant les bulles. Ce mécanisme crée un gradient de concentration de liquide dans la mousse en fonction de la hauteur. En fait, si l'on imagine qu'une mousse, à l'état initial, est composée de la même quantité de liquide savonneux peu importe la position, le liquide va s'écouler vers le bas au court du temps jusqu'à atteindre un équilibre dans lequel un gradient de fraction liquide va s'établir sur la hauteur de la mousse [52, 53]. Ce mécanisme entraîne une diminution de la taille des canaux mais aussi de l'épaisseur des films liquides entre les bulles ce qui va accélérer les autres mécanismes de vieillissement qui induisent l'augmentation de la taille des bulles.

8.1.2 La rupture de film liquide

Il est possible que les films savonneux d'une mousse rompent ce qui mène à la fusion de deux bulles voisines. Ce mécanisme est appelé "coalescence". En général, cette rupture est due à l'amincisement des films à cause du drainage ou de l'évaporation, mais elle peut aussi avoir lieu si une contrainte extérieure est appliquée. La rupture des films va alors se traduire par l'augmentation du volume moyen, ainsi que par la baisse du nombre total, des bulles contenues dans la mousse, modifiant au cours du temps les propriétés mécaniques de celle-ci [55, 56, 57].

8.1.3 Le mûrissement

Enfin, le mûrissement d'une mousse est dû au transfert par diffusion de gaz, au travers des films liquides dans le cas des mousses, et par diffusion du gaz dissout dans la phase continue dans le cas d'un liquide bulleux, dans ce cas on parle de mûrissement d'*Ostwald*. Ces mécanismes sont induits par la différence de pression entre les deux bulles. Ce mécanisme, à l'instar de la rupture de film, va conduire à une diminution du nombre total de bulles et à l'augmentation de leur volume moyen. Ce chapitre s'intéresse principalement à ce mécanisme, et nous souhaitons plus particulièrement comprendre comment la viscosité de la phase continue peut influencer la vitesse de mûrissement de nos deux bulles.

8.2 Vitesse de mûrissement

La vitesse du mûrissement est donc en partie contrôlée par la perméabilité des films liquides au gaz contenu dans la mousse. Dans la littérature, Lifshitz et Slyozov [58] on décrit l'évolution au cours du temps du rayon moyen $\langle R \rangle$ des bulles contenues dans un liquide bulleux. Dans ce cas, le mûrissement est limité par la diffusion du gaz à travers le liquide et ils ont établi la relation suivante :

$$\frac{d\langle R \rangle^3}{dt} = \frac{8}{9} \gamma D_f H_e V_m \quad (8.2)$$

où γ est la tension interfaciale, D_f le coefficient de diffusion du gaz dans le liquide tenant compte des conditions physicochimiques du système, H_e la constante de Henry et V_m le volume molaire du gaz.

Dans le cas des mousses sèches, le mûrissement est limité par le transfert de gaz à travers les films liquides. On a alors $d\langle R^2 \rangle/dt = D_{\text{eff}}$ avec :

$$D_{\text{eff}} = 2 \frac{D_f H_e \gamma V_m}{h} \delta(\varepsilon) \quad (8.3)$$

avec $\delta(\varepsilon)$ un paramètre géométrique fonction de la fraction volumique et décrivant les contacts entre une bulle et celles de son environnement.

Les travaux de Hilgenfeldt *et al.* [59] démontrent, au travers de la comparaison entre modèle numérique et mesures expérimentales, que le mûrissement à une grande influence sur le drainage des mousses, dont la fraction liquide est inférieure à 10 %, dans les cas où les gaz sont très solubles dans la phase continue et que la taille caractéristique des bulles est petite ($D \leq 1 \text{ mm}$). Dans le même esprit, Lambert *et al.* [60] se sont intéressés au grossissement de bulles dans des mousses modérément humides où $14\% \leq \varphi_l \leq 20\%$. Pour cette gamme de fractions liquide, il n'existe pas de prédition théorique ni numérique de la dynamique du système. Ils ont mesuré le taux de grossissement normalisé $\mathcal{G} = V^{-1/3} \frac{dV}{dt}$ pour 7000 bulles.

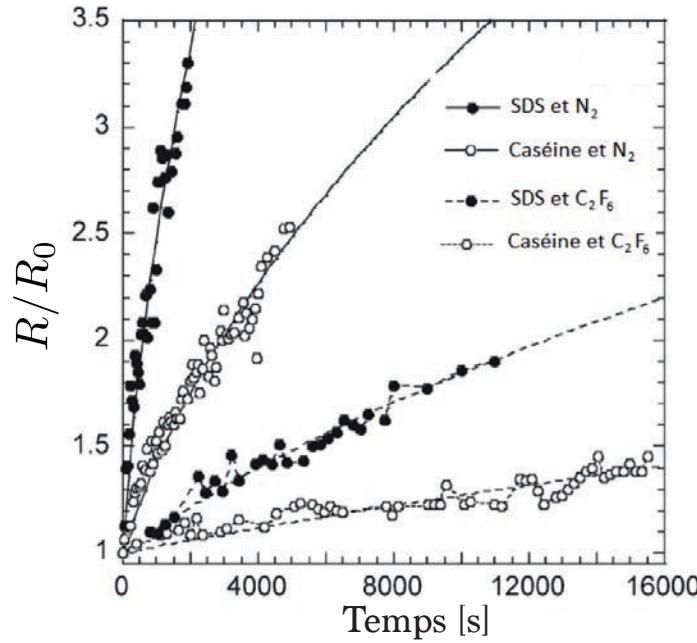


FIGURE 8.2 – Mesures illustrant l’impact de la perméabilité d’une interface et de la solubilité d’un gaz sur le vieillissement des mousses au travers de l’évolution temporelle du rayon des bulles R , normalisé par sa valeur initiale. La nature des tensioactifs (Caséine ou SDS) ainsi que la solubilité du gaz utilisé (N_2 ou C_2F_6) jouent un rôle important. Figure extraite de [63].

Grâce à cela, ils ont montré qu’il existe une loi de puissance entre le volume moyen des bulles $\langle V \rangle$ et leur nombre de faces de contact f telle que $\langle V \rangle \sim f^\alpha$ avec $\alpha \simeq 2.2$ comparable à la valeur 2.25 observée dans des simulations faites avec Surface Evolver [61] dans le cas de mousses sèches.

8.2.1 Perméabilité des interfaces

D’après l’équation 8.3, on peut se rendre compte que le paramètre qui détermine la vitesse de mûrissement dans une mousse est la perméabilité $\kappa = D_f H_e / h$ des films liquides. Ce paramètre peut être modifié, par exemple, en changeant la nature du gaz utilisé, et donc sa solubilité, pour la génération des mousses ou en jouant sur la nature des molécules tensioactives et donc sur l’épaisseur des films qu’elles stabilisent. Ainsi, l’utilisation de tensioactifs possédant une petite tête hydrophile ou de tensioactifs s’organisant sous forme de couche épaisse [62] va permettre de rendre le film liquide moins perméable. La figure 8.2 illustre ces propos en représentant la mesure du rayon de bulle R , normalisé par sa valeur initiale, au cours du temps lors de plusieurs expériences impliquant la modification du tensioactif et la modification de la nature du gaz utilisé. Sur ce graphique, il est clair que la nature du tensioactif (Caséine ou SDS) est aussi importante que la nature du gaz utilisé (N_2 ou C_2F_6).

8.2.2 Impact de la viscosité de volume

Afin de modifier la vitesse de mûrissement d’une mousse, il est aussi possible de changer la viscosité de volume de la phase continue utilisée. Les simulations numériques de Kloek *et al.* [64] montre que la viscosité de la phase continue joue un rôle sur la vitesse de dissolution d’une bulle unique dans une matrice liquide (figure 8.3.a). Cette vitesse est d’autant plus grande que la viscosité de la phase continue est faible. Cependant, pour pouvoir ralentir le

mûrissement à l'aide de la viscosité de volume, il est nécessaire d'utiliser des liquides de viscosités supérieures à 10^6 Pa.s. Cette valeur peut paraître très grande, mais on la rencontre dans de nombreuses situations. En particulier, les mousses solides sont en général issues de la solidification de mousses liquides et leurs viscosités divergent lors de la solidification du système. Par ailleurs, de nombreuses mousses comme la plupart des mousses alimentaires ont un liquide complexe (gel, émulsion, etc ...) pour phase continue. Dans ce cas, la viscosité de la phase continue peut atteindre des valeurs très importantes. De surcroît, on peut aussi avoir besoin de prendre en compte une composante élastique dans le cas de tels objets.

8.2.3 Impact de la viscosité de surface

Enfin, la modification de la viscosité de surface, principalement au travers de l'utilisation de tensioactifs, peut aussi influencer le temps de mûrissement des mousses. Toujours au travers de simulations numériques, Kloek *et al.* [64] montre que la viscosité de surface ralentit la dissolution d'une bulle unique dans un bain liquide (figure 8.3.b). Le mûrissement se fait plus rapidement lorsque la viscosité est petite. Cependant, à l'instar de la viscosité de volume, les valeurs de viscosités de surface nécessaires afin de ralentir le mûrissement sont très importantes. En faisant l'hypothèse que la tension de surface minimale dans la mousse est de l'ordre de 1 mN.m^{-1} , alors d'après les simulations la viscosité de surface devrait être au moins égale à 10 mN.s.m^{-1} . Cette valeur est incompatible avec la littérature, où les viscosités de surface mesurées les plus importantes pour des interfaces liquides sont de l'ordre de $10^{-1} \text{ mN.s.m}^{-1}$ [65].

En conclusion, la meilleure façon de contrôler la vitesse de mûrissement d'une mousse est de changer la nature du tensioactif ou le gaz utilisé afin de modifier la perméabilité des films savonneux. Il est aussi possible de modifier la vitesse de mûrissement d'une mousse en utilisant des systèmes ayant de grandes viscosités de volume ou de surface.

Nous allons voir dans la section suivante, qu'il est possible d'arrêter totalement le mûrissement dans le cas où une composante élastique est présente dans la description de la phase continue ou de l'interface.

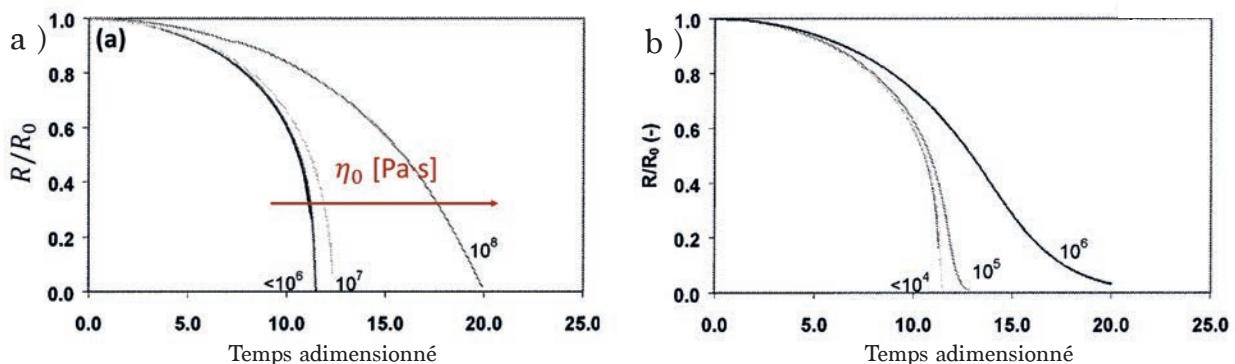


FIGURE 8.3 – Résultat de simulation numérique montrant l'impact de la viscosité de la phase continue (a) et de la viscosité de surface (b) sur la dissolution d'un bulle unique dans un bain liquide. Sur la figure (a), les valeurs de viscosités sont indiquées sur les courbes en Pa.s. Sur la figure (b), les valeurs indiquées sur les courbes sont égales au rapport entre la viscosité de surface η_{surf} et la tension de surface γ . Figures extraites et adaptées de [64].

8.3 Contrer le mûrissement

Dans cette section, nous présenterons divers résultats numériques et expérimentaux mettant en œuvre des effets d'élasticités de volume et de surface avec lesquelles il est possible de complètement arrêter le mûrissement d'une mousse.

8.3.1 Impact de l'élasticité de volume

L'utilisation d'une phase continue possédant des propriétés élastiques est un moyen d'arrêter complètement le mûrissement d'après les simulations de Kloek *et al.* [64]. Sur la figure 8.5.a issues de cet article sont représentés les résultats de l'évolution de la taille relative de la bulle, par rapport à son état initial, en fonction du temps et pour différentes valeurs du module élastique de la phase continue. On voit qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un milieu très élastique pour réussir à stopper le mûrissement. Ces résultats en font un paramètre de contrôle de choix pour réduire le vieillissement des mousses ou des émulsions. Dans cette même étude, dans le cas d'un milieu saturé, c'est-à-dire sans module élastique de surface, et dans le cas où la viscosité de surface est suffisamment faible pour être négligée, il a été montré que la dissolution d'une bulle de rayon initial R_0 piégée dans une matrice élastique peut s'arrêter lorsque la condition :

$$\frac{GR_0}{\gamma} = \frac{4r^3}{1 - 5r^4 + 4r^3} \quad (8.4)$$

est vérifiée. Dans cette relation, G désigne le module élastique, γ la tension interfaciale et $r = R/R_0$ le rayon de la bulle adimensionné par sa valeur initiale. En considérant de faibles valeurs de r , on peut remarquer que l'augmentation de l'élasticité de la phase continue et la diminution de la tension de surface vont permettre de diminuer la dissolution de la bulle car le critère de stabilité sera atteint à plus grande valeur de r . Enfin, des travaux expérimentaux [66] ont démontré que si l'élasticité devient suffisamment grande le mûrissement d'une mousse peut être arrêté.

La figure 8.4 est une photographie d'une mousse d'émulsion en fin de vieillissement qui illustre bien ce résultat. Sur cette photographie, nous pouvons voir, dans la zone encadrée en rouge, deux événements de coalescence qui ont été stoppés par la viscoélasticité de la phase continue du système.

8.3.2 Impact de l'élasticité de surface

De la même manière que l'élasticité de volume, l'élasticité interfaciale joue un rôle sur la dissolution de la bulle dans une matrice liquide. Sur la figure 8.5.b sont présentés l'évolution temporelle de la taille relative d'une bulle pour différentes valeurs du rapport E_{surf}/γ . On voit que dès lors que l'élasticité de surface est 5 fois plus faible que la tension de surface, l'arrêt du mûrissement peut déjà s'effectuer. L'augmentation de cette élasticité de surface va permettre de stopper le mûrissement de plus en plus tôt. De nombreuses études, citées dans le travail de Rio *et al.* [68], sur des mousses stabilisées par des particules ont exploré les critères d'arrêt du mûrissement par l'élasticité de surface.

8.4 Conclusion

Le mûrissement fait partie des mécanismes ayant un impact sur le vieillissement d'objets tels que les mousses et les émulsions. Ce phénomène est un problème vis-à-vis de la stabilité

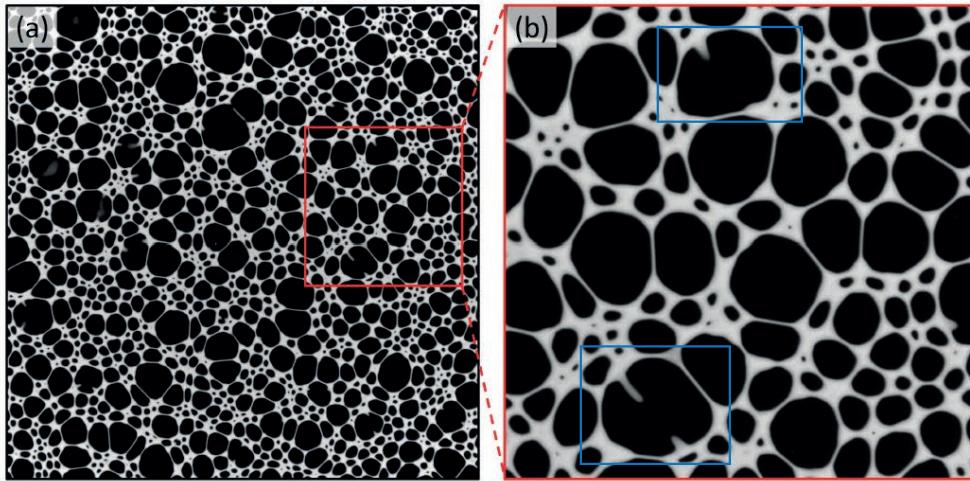


FIGURE 8.4 – a) Photographie d'une mousse d'émulsion en fin de vieillissement avec $\phi = 80\%$ la fraction d'huile de l'émulsion. agrandissement d'une zone de la mousse d'émulsion où la coalescence de deux bulles (encadrées en bleu) a été stoppée par la viscoélasticité de la phase continue. La largeur totale de la photographie est de 20 cm. Figure extraite de la thèse de Chiara Guidolin [67].

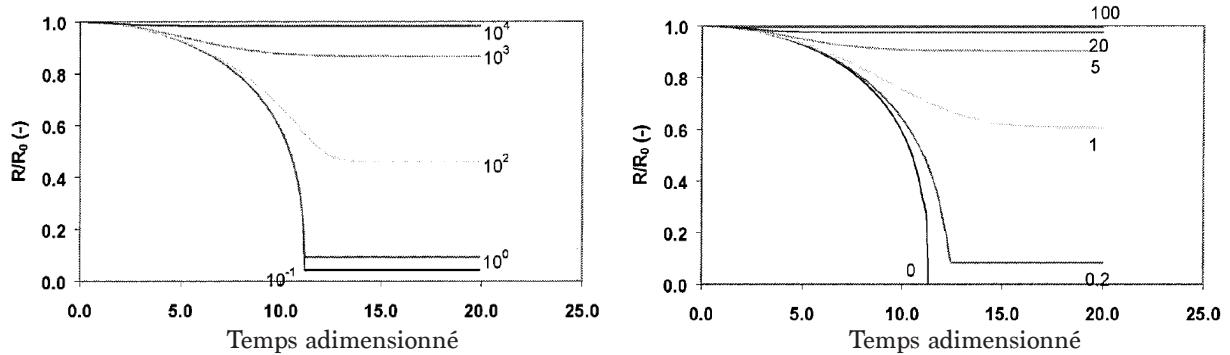


FIGURE 8.5 – Résultat de simulation numérique montrant l'impact du module élastique de la phase continue (a) et de l'élasticité de surface (b) sur la dissolution d'un bulle unique dans un bain liquide. Sur la figure (a), les valeurs des modules élastiques sont indiquées sur les courbes en Pa. Sur la figure (b), les valeurs indiquées sur les courbes sont égales au rapport entre l'élasticité de surface E_{surf} et la tension de surface γ . Figures extraites et adaptées de [64].

des matériaux et sa compréhension est un enjeu majeur permettant de contrôler le temps de vie des mousses en optimisant les quantités de matières premières les composants. Nous avons vu qu'il était possible, dans certaines situations, de ralentir le mûrissement des mousses en augmentant la viscosité de la phase continue et la viscosité interfaciale. Cependant, les valeurs de viscosités à partir desquelles le mûrissement est impacté sont très importantes. Dans un deuxième temps, nous avons montré qu'il était possible de complètement arrêter le mûrissement en faisant soit intervenir une phase continue avec des propriétés élastiques soit une interface possédant un module d'élasticité de surface non nul. Les valeurs de ces modules élastiques, de volume ou de surface, sont beaucoup plus accessibles que ceux prédits pour les viscosités.

CHAPITRE 8. MÛRISSEMENT DE DEUX BULLES DANS UN BAIN LIQUIDE

Chapitre 9

Dispositif expérimental et différents modèles rhéologiques

Ce chapitre va présenter, dans un premier temps, les différents éléments constitutifs du dispositif expérimental nous ayant permis de mettre en oeuvre les expériences de mûrissement de deux bulles dans un bain liquide. Cette expérience permet de mesurer la dynamique de vidange des bulles au cours du temps, et d'en tirer des informations sur l'influence exercée par l'environnement dans lequel elles évoluent. Différents modèles permettent de prédire cette dynamique de vidange en fonction des modes de dissipation en jeu.

Le développement de cette expérience a été initié par A. Maestro [69], D. Alvès et M. Schneider [70], respectivement, postdoctorant, visiteur et ancien doctorant de notre équipe, et le service d'instrumentation du laboratoire (ELINSTRU). Durant ma thèse, nous avons relancé ce projet dans le cadre du stage de Roudy Issa, étudiant en 1^{ère} année de master, qui a effectué la caractérisation du dispositif et plus particulièrement mesuré les dissipations intrinsèques de celui-ci. Son travail a permis de mieux comprendre les précédents résultats qui ont pu être obtenus.

9.1 Description du dispositif expérimental

Avant de présenter les différents modèles développés pour modéliser l'expérience, il est nécessaire de présenter le dispositif expérimental. Comme dans chacune des parties de cette thèse, une attention particulière a été apportée à l'imagerie puisque la totalité des paramètres mesurés découle de l'observation directe des bulles formées dans le bain liquide. Ce dispositif reprend ce qui a été présenté dans les parties 1 et 2 sur l'expérience de millifluidique et de bulle oscillante au sujet de la caméra, de la source lumineuse et de l'objectif d'imagerie. Les explications les plus détaillées sont disponibles dans la section 3.1.

9.1.1 Éléments constitutifs du dispositif expérimental

Cuve optique et génération des deux bulles :

Le cœur de l'expérience consiste en la génération de deux bulles dans un bain visqueux. Afin d'optimiser les conditions optiques de notre montage, nous avons utilisé une cuve optique de la société Teclis (spécialisée dans l'instrumentation pour la science des interfaces) dans laquelle sont plongées deux aiguilles recourbées (Figure 9.1.a). La génération des bulles se fait au travers de l'utilisation de deux seringues de 250 μL de la marque SGE, permettant de contrôler précisément le volume déplacé et de modifier facilement la taille initiale de chacune des deux bulles. Enfin, les deux aiguilles sont connectées entre elles à l'aide d'une vanne quart

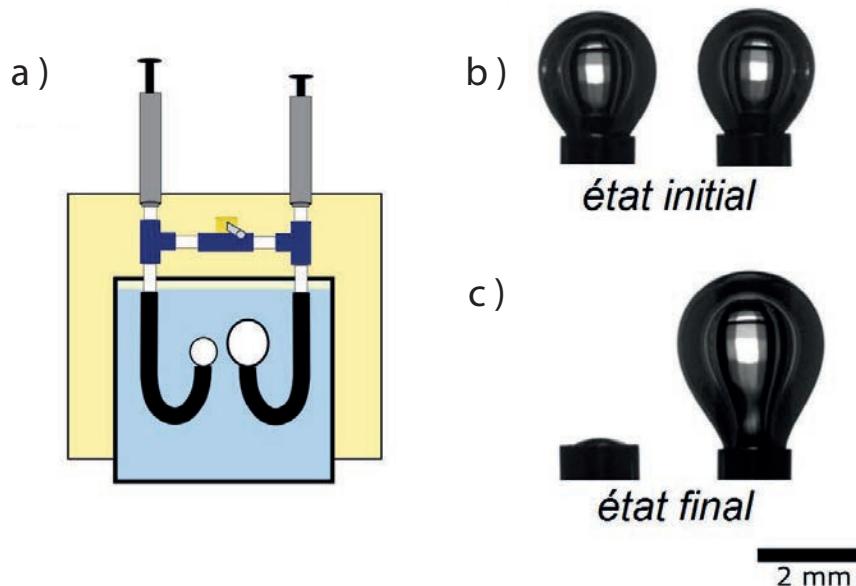


FIGURE 9.1 – a) Schéma de la cuve optique dans laquelle sont plongées les deux aiguilles recourbées qui vont maintenir les deux bulles générées à l'aide de deux seringues connectées par des tuyaux. Les deux aiguilles sont aussi connectées entre elles à l'aide d'une conduite au milieu de laquelle se trouve une vanne permettant de déclencher manuellement la vidange des bulles. b,c) Photographies du système à l'état initial et final, respectivement. Schéma extrait de la thèse de Maxime Schneider [70].

de tour (référence P-782NF chez Cluzeau Info Labo) de faible volume mort ($1.5 \mu\text{L}$). Cette vanne va permettre de déclencher l'écoulement dû à la différence de pression entre les deux bulles.

Caméra :

La mesure de la forme des bulles lors du mûrissement se fait par observation directe. La dynamique étant rapide (environ 0.1 seconde) dans les liquides les moins visqueux. Nous avons choisi de travailler avec une caméra de la marque Basler, imageant en noir et blanc à la résolution de 2 mégapixels et à la vitesse maximale d'acquisition de 165 images par secondes.

Source lumineuse :

De la même manière que pour les deux précédentes expériences, il est important que la quantité de photons reçue par le capteur de la caméra soit assez importante pour imager correctement les deux bulles et avoir accès à toutes les nuances de gris disponibles par l'encodage numérique des images (256 nuages). Pour cela, nous utilisons une source lumineuse de la marque PHLOX (Ref : LedW-BL-100x100-LLUB-Q-IR-24V) principalement utilisée pour de l'imagerie par caméra rapide.

Objectif télécentrique :

Enfin le dernier constituant de l'expérience est l'objectif télécentrique (de la marque Edmund Optics, Ref : SilverTL 0.75x).

Liquides visqueux	ρ (kg.m ⁻³)	η (Pa.s)	γ (mN.m ⁻¹)
Huiles silicones	970	1 et 10	21.8
Glycérol	1260	1.49	63
Eau pure	1000	10^{-3}	72
Mélange Glycérol / Eau 9.1%	1242	0.33	66.5

Solutions savonneuses	Concentration (mM)	γ (mN.m ⁻¹)
C ₁₄ TAB	3.8	36
	79.10^{-3}	36
Trimère	140.10^{-3}	36

TABLE 9.1 – Caractéristiques principales utiles des différents liquides visqueux et différentes solutions savonneuses utilisées dans l’expérience des deux bulles. Les données du mélange Glycérol / Eau ont été déduites des modèles présentés dans les articles [71, 72].

9.1.2 Matériaux

Les expériences de cette étude, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 10, ont été faites avec différentes solutions. Cela nous a permis de faire varier la viscosité de la phase continue ou la viscosité de surface des interfaces liquides.

Dans le cas de l’étude de l’effet de la viscosité, nous avons utilisé des huiles silicones (figure 9.2.a) de différentes viscosités ainsi qu’un mélange d’eau pure et de glycérol (figure 9.2.b). En pratique, les expériences effectuées avec des huiles silicones sont plus difficiles à faire à cause d’effet de mouillage dans les aiguilles permettant de générer les bulles. Une petite quantité d’huile vient former un film à l’intérieur de l’aiguille et empêche l’écoulement du gaz lorsque l’on ouvre la vanne.

En ce qui concerne l’influence de la viscosité de surface, les mesures ont été faites en utilisant deux tensioactifs de la même famille (TAB, comme dans la partie 1) nous permettant de peu faire varier la physicochimie mais beaucoup la dynamique des tensioactifs. Notre choix s’est porté sur le C₁₄TAB¹ (figure 9.2.c) et le Gemini 12-3-12-3-12 un trimère de C₁₂TAB², dont les spacers possèdent 3 carbones (figure 9.2.d). Le tableau 9.1 synthétise les différentes solutions utilisées dans l’étude et les grandeurs physiques, qui leur sont associées, nécessaires à la résolution des équations différentielles 9.11 et 9.14 présentées dans la suite de ce chapitre.

9.1.3 Protocole expérimental

Cette expérience consiste en la visualisation de la vidange de deux bulles plongées dans un bain liquide visqueux. Il nous est possible de générer manuellement deux bulles au bout d’aiguilles recourbées en utilisant des seringues de faibles volumes. Une fois le système mis en place, la vanne est ouverte et la plus petite bulle, qui a une pression plus importante, se vide dans la plus grosse. L’évolution du volume des deux bulles est filmée au cours du temps.

Le traitement des images se fait de manière similaire à celui fait dans nos expériences de bulle oscillante (voir chapitre 6), à savoir :

1. Seuillage des images afin de délimiter le contour de la bulle
2. Mesure des paramètres géométriques (surface, volume) et physique (tension interfaciale) des bulles à l'aide du plugin "pendant drop" de ImageJ [34].

1. Tetradecyltrimethylammonium bromide
2. Dodecyltrimethylammonium bromide

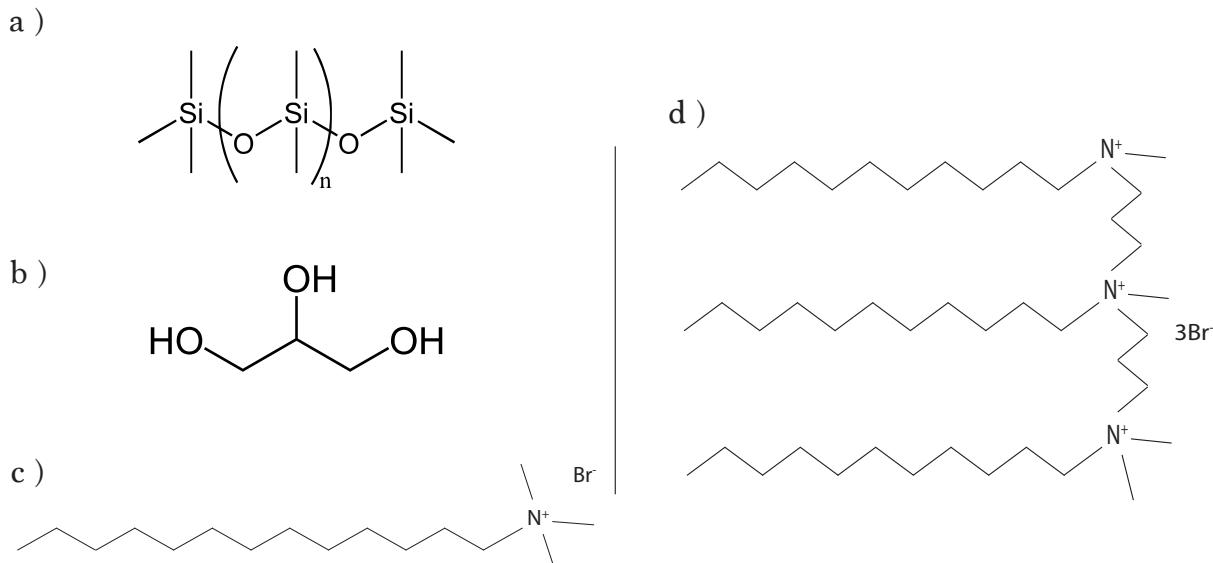


FIGURE 9.2 – Structures moléculaires des différentes phases continues et des différents tensioactifs utilisés lors de cette étude. a) Huile silicone. b) Glycérol. c) Monomère de C₁₄TAB. d) Trimère de C₁₂TAB avec spacers de 3 carbones (Gemini 12-3-12-3-12).

À la fin de l'expérience, il est important de vérifier qu'aucune perturbation significative n'a entravé l'expérience (vibrations extérieures) ou le traitement des images (problème de détection, par exemple au passage d'une bulle ou d'une impureté en arrière-plan). Une façon de le vérifier est de représenter le volume des deux bulles au cours du temps et de vérifier que la mesure n'est pas bruitée et que le volume total est constant au cours du temps. Sur la figure 9.3 sont représentées les mesures des volumes des bulles au cours du temps pour une expérience typique dans une solution de glycérol pur. Le trait pointillé désigne le départ de l'expérience, c'est-à-dire le moment où la vanne quart de tour a été ouverte pour laisser l'écoulement de gaz se faire de la petite bulle vers la plus grosse. On observe effectivement que le volume de la plus petite bulle diminue pendant que celui de la plus grosse augmente. Par ailleurs, le volume total est bien constant au cours du temps. En pratique, à la fin de l'expérience le volume total continue de croître légèrement à cause du remplissage de l'aiguille où la bulle a disparu par l'eau de la cuve, ce qui continue de pousser le gaz dans les conduites.

9.2 Modèles

Dans notre étude, nous avons développé, avec la collaboration de Cyprien Gay, plusieurs modèles permettant de modéliser la dynamique de vidange des bulles en fonction de la nature de la phase continue et de celle des interfaces. Il nous faut tenir compte des contraintes expérimentales (section 9.1) donnant lieu à des dissipations supplémentaires de l'écoulement dans les conduites et plus particulièrement au niveau du très faible diamètre interne de la vanne permettant de déclencher l'écoulement.

Avant de commencer à décrire les différents modèles rhéologiques, il est important de définir quelques paramètres. L'expérience a lieu à volume total V_{tot} constant, c'est-à-dire que la somme des volumes V_1 et V_2 des deux bulles est constante tout au long de la vidange ($V = V_1 + V_2$). On définit R_0 , le rayon de la sphère de volume équivalent qui s'écrit en

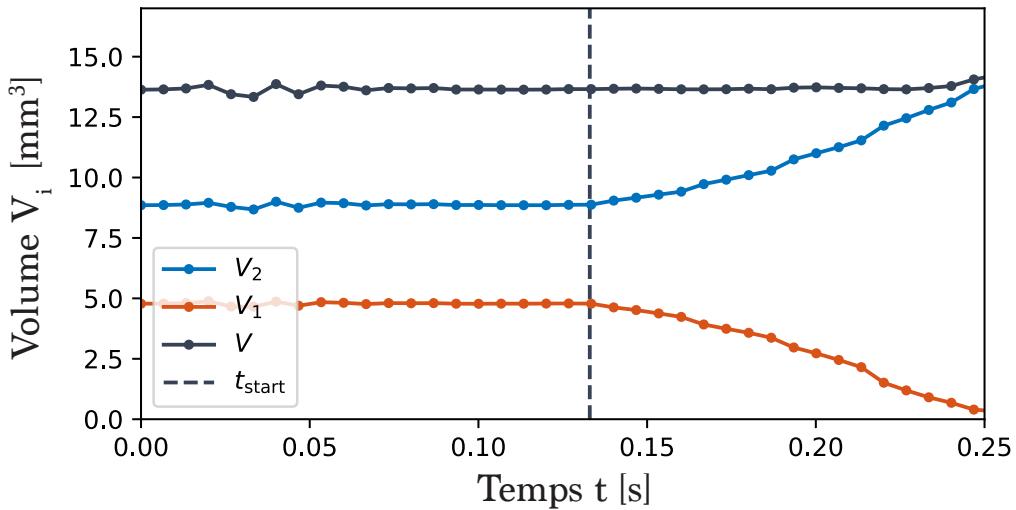


FIGURE 9.3 – Évolution temporelle des volumes des deux bulles au cours d'une expérience dans un bain de glycérol pur. Le volume total reste constant sur toute la durée de l'expérience sauf à la fin où le volume mort de la vanne est aussi déplacé. Le trait pointillé désigne le moment où la vanne a été ouverte et où l'expérience commence réellement.

fonction des rayons R_1 et R_2 de chacune des deux bulles :

$$R_0 = \sqrt[3]{\frac{R_1^3 + R_2^3}{2}} \quad (9.1)$$

Le mécanisme moteur du déplacement du gaz est la différence de pression de Laplace, due à une différence de rayon de courbure, entre les deux bulles. On définit donc un nouveau paramètre, permettant de facilement tenir compte de cette différence, que nous nommons polydispersité et que nous notons x :

$$x = \frac{R_2^3 - R_1^3}{2R_0^3} \quad (9.2)$$

Ce paramètre permet de caractériser la vidange à lui seul. Par exemple, il donne, à l'instant $t = 0$, une bonne indication des conditions initiales de l'expérience. Lorsque x_{ini} est très proche de 0, la différence de pression est très faible, et la vidange se fera lentement. Au contraire, lorsqu'il est proche de 1, la vidange aura lieu très rapidement. Au cours d'une expérience, la polydispersité, passe de sa valeur initiale x_{ini} à $x = 1$, valeur atteinte lorsque le volume de la petite bulle est intégralement transféré dans la bulle de plus grand rayon caractéristique, c'est-à-dire, lorsque $V_1 = 0$ et $V_{2,\text{max}} = V_{2,\text{ini}} + V_{1,\text{ini}}$.

9.2.1 Dissipation dans la conduite

Une première expérience, mesurant le temps de vidange pour plusieurs liquides visqueux, montre que la dynamique de vidange calculée est systématiquement plus rapide que celle mesurée expérimentalement. Ce résultat, présenté dans la section 10.1.1, suggère l'existence d'une dissipation additionnelle lors du transfert de gaz d'une bulle à l'autre. Afin de tenir compte de ce mécanisme, nous faisons l'hypothèse qu'il existe une différence de pression entre les deux bulles. Cette différence est liée au débit de gaz :

$$\dot{V}_2 = -\dot{V}_1 > 0 \quad (9.3)$$

La différence de pression entre les deux bulles peut s'écrire :

$$P_1 - P_2 = \zeta_{\text{visq}} \left(\frac{\dot{V}_2}{4\pi} \right) + \zeta_{\text{ine}} \left(\frac{\dot{V}_2}{4\pi} \right)^2 \quad (9.4)$$

$$= \zeta_{\text{visq}} R_0^3 \dot{x} + \zeta_{\text{ine}} R_0^6 \dot{x}^2 \quad (9.5)$$

où R_0 désigne le rayon moyen des deux bulles générées et où nous avons inclus une contribution visqueuse ζ_{visq} suffisante à faible débit et une contribution inertielle ζ_{ine} dominante à haut nombre de Reynolds. Au cours d'une expérience typique, une bulle de 5 mm^3 se vide dans une conduite de section 1 mm^2 au cours d'un temps caractéristique minimal de l'ordre de 0.1 s . Le nombre de Reynolds maximal d'une telle expérience est de $Re_{\max} = 16.2$. Nous pouvons donc simplifier l'expression 9.5 en posant $\zeta_{\text{ine}} = 0$, et :

$$P_1 - P_2 = \zeta_{\text{visq}} R_0^3 \dot{x}. \quad (9.6)$$

Nous utiliserons l'équation 9.6 dans la suite lors du calcul des équations différentielles caractérisant la dynamique de vidange des gouttes dans différents environnements.

9.2.2 Viscosité de volume

La viscosité de volume va influencer le débit du transfert de gaz d'une bulle vers l'autre. En effet, plus l'environnement des bulles sera visqueux plus lente sera la dynamique de vidange car il faudra lutter contre les dissipations dues à la viscosité. La pression P_i à l'intérieur de la bulle i s'écrit :

$$P_i = P_0 + \frac{2\gamma}{R_i} - \frac{4}{3}\rho g R_i + 4\eta \frac{\dot{R}_i}{R_i} \quad (9.7)$$

où P_0 est la pression atmosphérique, $2\gamma/R_i$ la pression de Laplace caractérisée par la tension de surface γ et le rayon de courbure de la bulle R_i , $\frac{4}{3}\rho g R_i$ la pression hydrostatique [73] et $4\eta \dot{R}_i/R_i$ la contrainte visqueuse.

En utilisant les définitions de la polydispersité et du rayon caractéristique, respectivement, données par les équations 9.2 et 9.1, il est possible d'écrire le rayon de chaque bulle comme étant :

$$R_1 = R_0(1-x)^{\frac{1}{3}} \quad (9.8)$$

$$R_2 = R_0(1+x)^{\frac{1}{3}} \quad (9.9)$$

Après substitution des expressions 9.8 et 9.9 dans l'équation 9.7 appliquée pour chacune des deux bulles, la différence de pression entre les deux bulles à tout instant :

$$\begin{aligned} P_1 - P_2 &= \frac{2\gamma}{R_0} [(1-x)^{-\frac{1}{3}} - (1+x)^{-\frac{1}{3}}] - \frac{4}{3}\rho g R_0 [(1-x)^{\frac{1}{3}} - (1+x)^{\frac{1}{3}}] \\ &\quad - \frac{4}{3}\eta \dot{x} [(1-x)^{-1} + (1+x)^{-1}] = \zeta_{\text{visq}} R_0^3 \dot{x}, \end{aligned} \quad (9.10)$$

ce qui mène à l'équation différentielle du premier ordre liant la polydispersité à sa variation temporelle \dot{x} :

$$\dot{x} = \frac{\frac{3}{2} \left[(1-x)^{-\frac{1}{3}} - (1+x)^{-\frac{1}{3}} \right] - \left(\frac{R_0}{l_c} \right)^2 \left[(1-x)^{\frac{1}{3}} - (1+x)^{\frac{1}{3}} \right]}{\frac{3}{4}\zeta_{\text{visq}} \frac{R_0^4}{\gamma} + \tau_{\text{visc}} \left[(1-x)^{-1} + (1+x)^{-1} \right]} \quad (9.11)$$

avec $l_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$ la longueur capillaire et $\tau_{\text{visc}} = \eta R_0/\gamma$ le temps caractéristique de relaxation visqueuse.

9.2.3 Viscosité de surface

Dans les cas où les interfaces sont peuplées de tensioactifs, une nouvelle contribution visqueuse va s'ajouter au problème, il s'agit de la viscosité interfaciale. Cette viscosité à deux dimensions va, de la même manière que la viscosité de volume, dissiper de l'énergie lorsque la bulle va se vider ou gonfler. La viscosité de surface η_{surf} est prise en compte au travers d'une relaxation de la tension de surface vers l'équilibre :

$$\gamma - \gamma_{\text{eq}} = \eta_{\text{surf}} \frac{\dot{\mathcal{A}}}{\mathcal{A}} \quad (9.12)$$

avec γ_{eq} la tension de surface à l'équilibre et \mathcal{A} la surface de la bulle. Cette nouvelle contribution se substitue dans le terme de pression de Laplace de l'équation 9.7, de plus nous faisons l'hypothèse que la viscosité de volume devient négligeable ($\eta \sim 10^{-3}$ Pa.s) étant donné que l'on souhaite modéliser des solutions savonneuses et donc principalement constituées d'eau. Ceci donne :

$$P_i = P_0 + \frac{2}{R_i} \left(2\eta_{\text{surf}} \frac{\dot{R}_i}{R_i} + \gamma_{\text{eq}} \right) - \frac{4}{3} \rho g R_i \quad (9.13)$$

De la même manière que dans la section 9.2.2, l'équilibre entre la différence des pressions et la dissipation visqueuse dans les tuyaux introduite dans la sous-section 9.2.1 nous mène à une nouvelle équation différentielle :

$$\dot{x} = \frac{\frac{3}{2} \left[(1-x)^{-\frac{1}{3}} - (1+x)^{-\frac{1}{3}} \right] - \left(\frac{R_0}{l_c} \right)^2 \left[(1-x)^{\frac{1}{3}} - (1+x)^{\frac{1}{3}} \right]}{\frac{3}{4} \zeta_{\text{visq}} \frac{R_0^4}{\gamma_{\text{eq}}} + \tau_{\text{surf}} \left[(1-x)^{-\frac{4}{3}} + (1+x)^{-\frac{4}{3}} \right]} \quad (9.14)$$

avec $\tau_{\text{surf}} = \eta_{\text{surf}} / \gamma_{\text{eq}}$ le temps caractéristique de relaxation visqueuse de l'interface.

Pour conclure, le paramètre ζ_{visq} est mesuré sur une expérience effectuée avec de l'eau pure si bien que le modèle prenant en compte une viscosité de volume (équation 9.11) ne contient aucun paramètre ajustable et va nous permettre de caractériser et valider l'expérience de vidange des deux bulles. Enfin, après validation du dispositif expérimental, il sera possible d'effectuer des mesures de viscosité interfaciale dans les cas où des tensioactifs sont présents dans la phase continue du système.

Chapitre 10

Résultats expérimentaux et comparaisons aux modèles

Dans ce chapitre, il est question de mesurer l'influence que peuvent avoir les effets de viscosité de volume et de surface sur la dynamique de vidange de deux bulles. Pour cela, nous allons dans un premier temps valider notre expérience à l'aide du modèle faisant intervenir uniquement la viscosité de volume de la phase continue (équation 9.11).

Les précédents travaux de M. Schneider [70] ont montré que les résultats obtenus par la modélisation des interfaces liquides complexes par un modèle viscoélastique ne sont pas significativement différents de ceux obtenus avec un modèle simplement visqueux. Ce premier possède un paramètre ajustable supplémentaire et rend donc plus aisément l'ajustement de la courbe théorique aux données. De par cette faible différence de résultats, nous pensons que son utilisation n'apporte que peu voire pas d'informations supplémentaires. De fait, nous nous intéresserons aux effets de viscosité de surface et utiliserons nos mesures et leur comparaison au modèle 9.14 pour mesurer la valeur du module visqueux caractérisant la rhéologie interfaciale.

10.1 Mûrissement dans un liquide purement visqueux

D'après le modèle visqueux présenté dans la section précédente (équation 9.11), il est possible de prédire exactement la dynamique de vidange de deux bulles connectées entre elles et dont le moteur de la vidange est la différence de pression de Laplace. Cette vidange va prendre plus ou moins de temps en fonction de l'environnement des deux bulles ainsi que de la polydispersité initiale qui sont imposés.

10.1.1 Influence de la polydispersité initiale

Une manière de changer les conditions expérimentales est de modifier les conditions initiales du problème. En effet, le choix de la polydispersité initiale va permettre d'effectuer différentes mesures dans le même environnement car plus elle est grande plus la différence de pression est importante. Sur la figure 10.1 sont représentées deux mesures de polydispersité au cours du temps dans un bain d'un mélange eau / glycérol, à 9.1 % en volume, pour deux conditions initiales différentes. Les résultats sont comparés au modèle du chapitre 9. L'équation différentielle régissant la dynamique de ces expériences est résolue à l'aide d'une intégration numérique en Python faite avec le solveur "odeint", puis la superposition des solutions aux données expérimentales est faite à la main. L'expérience ne commençant pas à $t = 0$, il est nécessaire de décaler la courbe le long de l'axe des abscisses. Le choix de

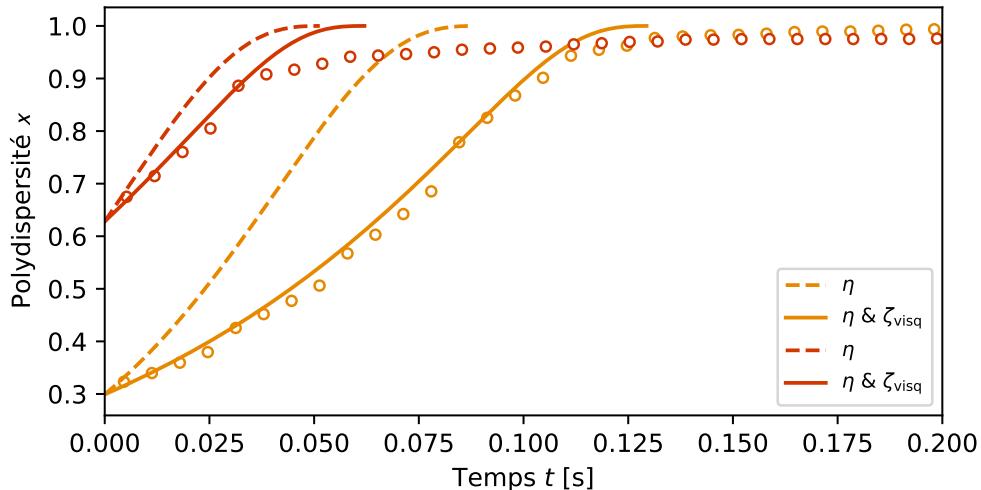


FIGURE 10.1 – Évolution temporelle de la polydispersité de deux bulles dans un même liquide pour deux valeurs initiales de polydispersité.

l'instant de départ t_{start} est en excellent accord avec l'enregistrement des images. On trouve une différence significative, entre le modèle et l'expérience, lorsque la dissipation visqueuse dans les tuyaux est négligée (voir les courbes pointillées sur la figure 10.1.1). Ceci peut être compensé en ajustant la valeur du paramètre ζ_{visq} . Dans toutes nos expériences, nous avons utilisé :

$$\zeta_{visq} = 2.25 \cdot 10^9 \text{ Pa.s.m}^{-3} \quad (10.1)$$

La figure 10.1 nous permet donc de nous rendre compte que la dissipation additionnelle engendrée par les tuyaux est non négligeable. En fait, ceci est vrai à petite viscosité. Dans les cas de grandes viscosités, cette dissipation devient négligeable. Ce résultat est présenté dans la sous-section suivante.

10.1.2 Influence de la viscosité de la phase continue

Plus la viscosité du liquide dans lequel sont plongées les deux bulles sera importante, plus la vidange prendra du temps. En effet, plus la viscosité d'un milieu est importante plus le déplacement à l'intérieur de celui-ci sera difficile à effectuer pour une contrainte appliquée donnée. Ceci se traduit au travers du temps caractéristique visqueux de l'expérience $\tau_{visq} = \eta R_0 / \gamma$. Dans nos expériences, nous utilisons un mélange eau / glycérol ainsi que des huiles silicones pour avoir accès à une gamme étendue de viscosités nous permettant de valider l'expérience. La figure 10.2 représente les mesures de la variation du volume des deux bulles au cours du temps dans différents liquides de viscosités différentes. On voit que plus la viscosité est importante, plus le temps de vidange augmente. De ces mesures découle la représentation de la polydispersité au cours du temps, présentée sur la figure 10.3, pour les différentes phases continues. On voit que pour des conditions initiales similaires l'évolution temporelle est très différente pour chacune de ces solutions. Sur cette figure sont aussi représentés les résultats de la résolution numérique de l'équation différentielle prenant en compte les effets visqueux. Les traits pointillés représentent les résultats lorsque la dissipation additionnelle due à l'écoulement de gaz dans les conduites n'est pas prise en compte, c'est-à-dire que le paramètre $\zeta_{visq} = 0$, et le trait plein le résultat lorsque ζ_{visq} est pris en compte. Ces nouvelles mesures permettent de se rendre compte que l'ajout d'un paramètre caractérisant la dissipation dans les conduites est important à petite viscosité mais négligeable à grande viscosité.

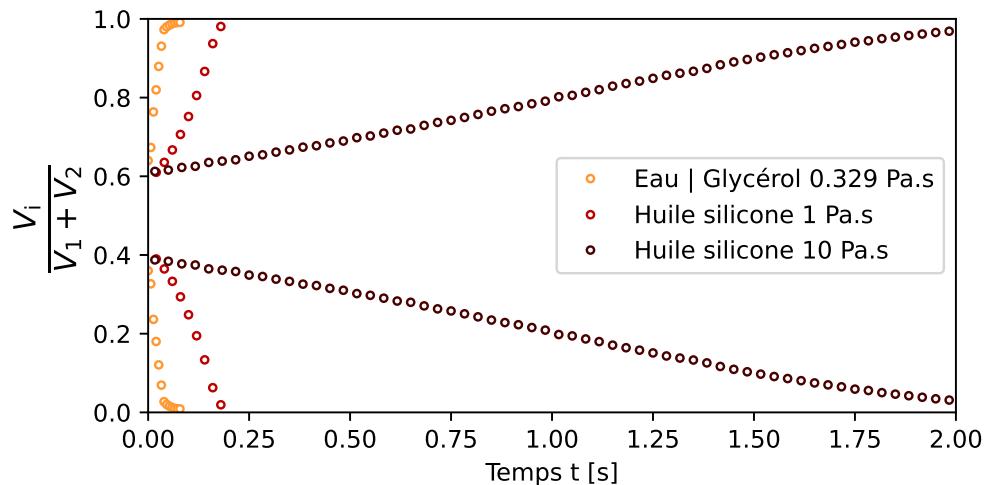


FIGURE 10.2 – Évolution temporelle des volumes de deux bulles de volumes initiaux égaux et pour différentes phases continues, de viscosités différentes.

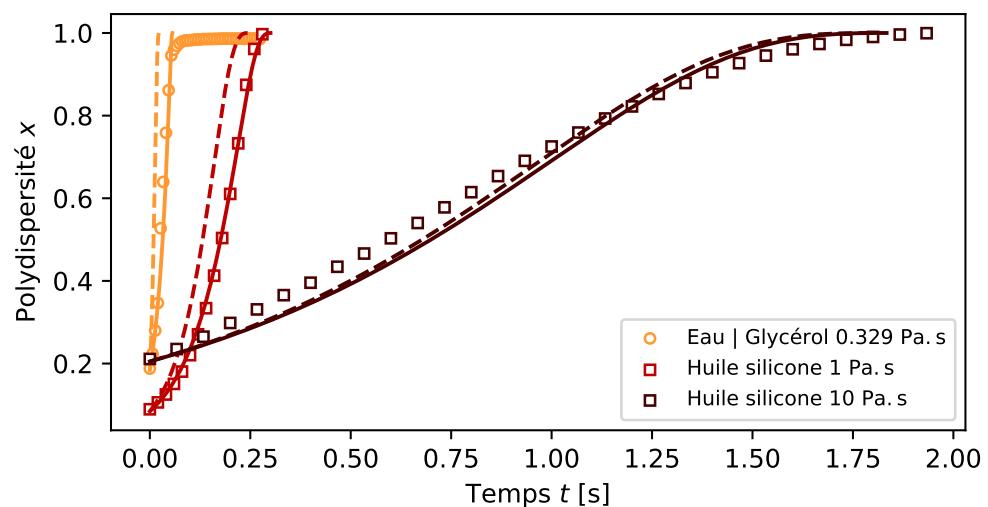


FIGURE 10.3 – Évolution temporelle des volumes de deux bulles de volumes initiaux égaux et pour différentes phases continues, de viscosités différentes.

Ces résultats permettent de valider notre expérience et le modèle caractérisant la dynamique de la polydispersité en tenant compte à la fois des paramètres rhéologiques ainsi que des dissipations intrinsèques au dispositif expérimental.

10.2 Mûrissement dans un liquide avec interfaces complexes

Nous avons vu dans la section précédente que la viscosité de la phase continue et la polydispersité étaient les paramètres clés de la dynamique de vidange de deux bulles. Dans cette section, il est question d'aller un peu plus loin en mesurant cette dynamique lorsque les effets interfaciaux, et plus particulièrement, lorsque la viscosité de surface est prépondérante ou de même ordre de grandeur en comparaison de la viscosité de volume.

Dans cette étude, nous avons travaillé avec des solutions savonneuses peu concentrées en tensioactifs (voir section 9.1.2). Nous avons mesuré la vitesse de mûrissement des deux bulles dans trois solutions de C₁₄TAB (1) et de trimère (2) pour différentes valeurs initiales de polydispersité.

À l'aide de la figure 10.4, nous pouvons voir que l'ajout de tensioactifs dans l'eau peut avoir un impact important sur le temps de vidange des deux bulles dans une configuration où leur impact sur la perméabilité des films est négligeable. Le fait que la réponse du système soit dépendante de la physicochimie de l'interface nous indique que les propriétés de surface modifient beaucoup la vitesse de mûrissement des deux bulles. Au travers de la mesure de la polydispersité au cours du temps pour différents systèmes physicochimiques et de la comparaison au modèle tenant compte des effets de viscosité de surface, il nous est possible de mesurer le module de viscosité de surface associé à chacun de ces systèmes. Les figures 10.5.a), b) et c) montrent, respectivement, les mesures et résolutions numériques associées à la vidange de deux bulles dans une solution de C₁₄TAB ainsi que celles de solutions de trimère de C₁₂TAB à 79 μM et 140 μM (se référer à la section 9.1.2). Cette résolution numérique ne repose que sur un paramètre ajustable, la viscosité de surface. Nous avons effectué indépendamment l'ajustement des résultats numériques aux données expérimentales pour chacune des expériences de vidange. Enfin, la viscosité de surface n'ayant pas de raison de changer pour un système donné, nous choisissons d'attribuer la valeur moyenne des viscosités mesurées comme valeur réelle. Les valeurs de viscosité de surface moyenne relevées pour le C₁₄TAB à 3.8 mM (1), le trimère à 79 μM (2) et le trimère à 140 μM (3) sont :

$$\eta_{\text{surf},1} = 2.7 \pm 0.5 \text{ mN.s.m}^{-1} \quad (10.2)$$

$$\eta_{\text{surf},2} = 10.1 \pm 3.0 \text{ mN.s.m}^{-1} \quad (10.3)$$

$$\eta_{\text{surf},3} = 9.5 \pm 1.1 \text{ mN.s.m}^{-1} \quad (10.4)$$

Les incertitudes associées correspondent à l'écart-type des mesures pour chaque système.

Chaque jeu de données (*i.e.* système physicochimique) est associé à une valeur de viscosité de surface mesurée. Dans chaque cas, les comparaisons entre la résolution numérique des équations et les mesures expérimentales sont raisonnables. Les valeurs mesurées pour les trimères sont similaires et quelques fois supérieures au résultat obtenu pour le C₁₄TAB conformément à ce que l'on attend puisqu'il s'agit de tensioactifs moins solubles et plus lents du fait de leur masse molaire importante en comparaison du C₁₄TAB. On attend donc une plus grande viscoélasticité de surface. De plus, de précédents résultats de mesures obtenus par Salonen *et al.* [74], à l'aide d'un dispositif commercial de bulle oscillante à basse fréquence (0.1 Hz), sont du même ordre de grandeur que ceux que nous obtenons pour les trimères,

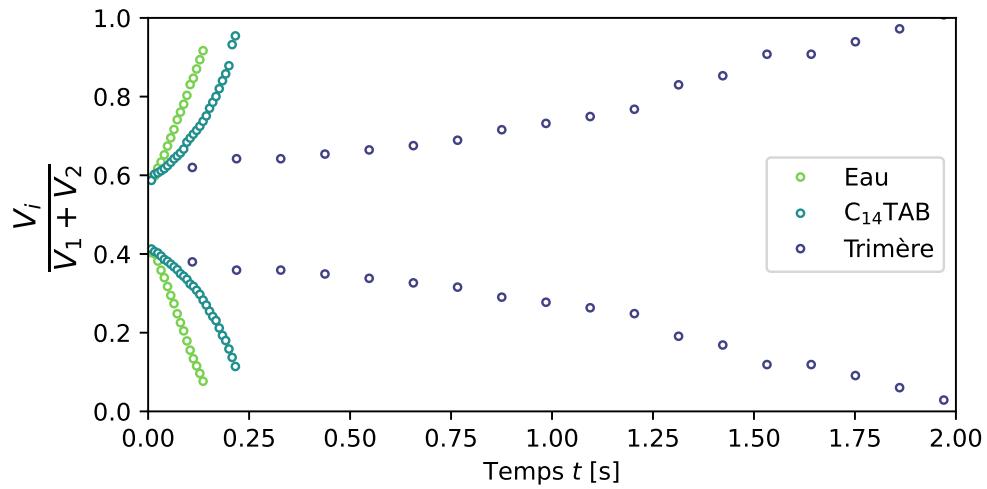


FIGURE 10.4 – Évolution temporelle des volumes de deux bulles de volumes initiaux égaux et pour différents tensioactifs.

cependant, dans cet article, l'impact de la présence de $C_{14}TAB$ en solution est non mesurable ou négligeable sur les propriétés mécaniques de l'interface. Dans notre cas, le temps caractéristique de la déformation est d'environ 0.25 seconde 10.4 ce qui correspond à une fréquence caractéristique de 4 Hz. La méthode des deux bulles permet donc d'accéder à des mesures à plus haute fréquence et donc de mesurer une réponse non nulle de la rhéologie de surface dans le cas de ce tensioactif qui est assez soluble. Par ailleurs, il est possible qu'il existe une petite contribution élastique qui contribue à la valeur de viscosité de surface mesurée.

10.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons confronté les mesures expérimentales et les résolutions numériques de la dynamique de vidange de deux bulles, par différence de pression de Laplace, dans un milieu purement visqueux et en présence de viscosité de surface. Les résultats que nous avons obtenus permettent d'affirmer que le dispositif expérimental associé aux différents modèles développés est capable de prédire la dynamique des deux bulles. Les expériences en milieu purement visqueux ont permis de valider l'expérience, en particulier grâce au fait d'avoir un modèle sans paramètre ajustable. L'expérience étant fonctionnelle nous avons pu mesurer des modules de viscosité de surface associés à des systèmes physicochimiques différents. Ces mesures sont en accord avec les différentes valeurs de viscosité de surface pouvant être trouvées dans la littérature pour ces mêmes systèmes ou pour des systèmes équivalents.

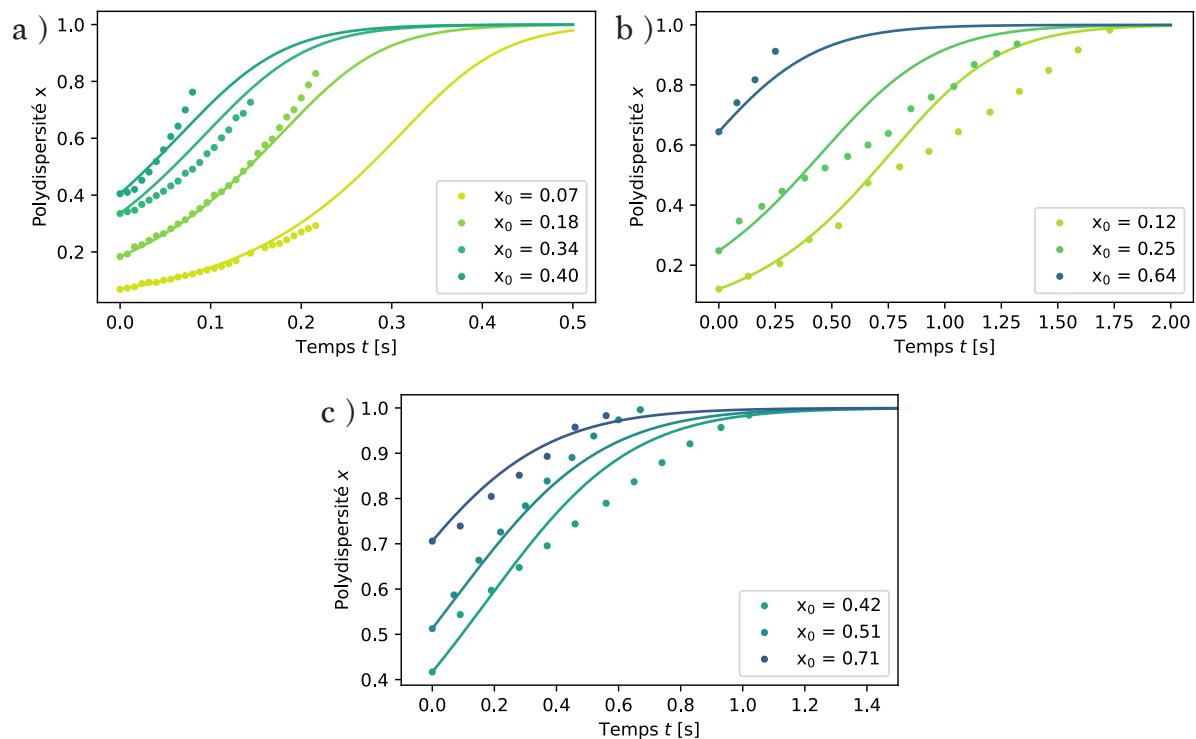


FIGURE 10.5 – Évolution temporelle de la polydispersité de deux bulles pour différents tensioactifs et différentes conditions initiales. Pour chacun des trois systèmes, la valeur de viscosité de surface utilisée est la viscosité interfaciale moyenne. Solutions de a) $C_{14}\text{TAB}$ à 3.8 mM , b) trimère à $79 \mu\text{M}$ et c) trimère à $140 \mu\text{M}$

Conclusion et perspectives

Dans cette partie, nous avons présenté une nouvelle expérience permettant de mesurer l'impact des viscosités de volume et de surface sur la vidange de deux bulles. Nous avons mis en évidence l'influence de ces paramètres sur la dynamique de vidange et montré qu'il était possible d'utiliser ce dispositif expérimental comme un rhéomètre de surface. En effet, la collaboration avec Cyprien Gay nous a permis de développer des modèles tenant compte des propriétés rhéologiques du système d'étude ainsi que des dissipations introduites par le montage lui-même. Nous avons montré que les expériences en viscosité de volume et la résolution de l'équation différentielle associée nous permettent de valider l'expérience, car le seul paramètre ajustable, ζ_{visq} , est obtenu sur une expérience effectuée avec de l'eau pure. Les expériences en viscosité de surface nous permettent d'aller un peu plus loin quant à l'utilisation de ce dispositif grâce à la déduction de module de viscosité interfaciale.

Pour aller encore plus loin, des expériences pourront être faites dans des milieux visco-élastiques notamment en utilisant des mousses d'émulsions (voir figure 8.4). Ces matériaux sont étudiés dans l'équipe et sont très intéressants du point de vue de leur stabilité qui est très importante.

Ces travaux ayant été initiés par D. Alvès et M. Schneider ont pu être poursuivis pendant ma thèse grâce au travail de Roudy Issa, étudiant de M1, que j'ai encadré durant l'été 2021. Par la suite, l'utilisation du dispositif expérimental pour l'étude des fluides viscoélastiques a donné lieu au stage de Myriam Choukroun, étudiante de L3, pendant l'été 2022 que j'ai co-encadrée avec Alice Requier, actuellement doctorante dans l'équipe. Dans cette dernière étude, l'évolution des bulles change considérablement et nécessite une évolution du modèle proposé dans cette partie.

Bibliographie

- [1] John Lennard-Jones. On the determination of molecular fields.—i. from the variation of the viscosity of a gas with temperature. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 106(738) :441–462, oct 1924.
- [2] Y. Marcus. *The properties of solvents*. Wiley, 1998.
- [3] P.S. de Laplace. *Supplément à la théorie de l'action capillaire*. 1807.
- [4] Marina Pasquet. *Stabilité d'objets savonneux : mousses humides, bulles de surface et films géants*. Theses, Université Paris-Saclay, January 2022.
- [5] Vance Bergeron. Disjoining pressures and film stability of alkyltrimethylammonium bromide foam films. *Langmuir*, 13(13) :3474–3482, jun 1997.
- [6] J.W. Gibbs, H.A. Bumstead, and R.G. Van Name. *The Scientific Papers of J. Willard Gibbs, Ph. D. Ll. D., Formerly Professor of Mathematical Physics in Yale University : Thermodynamics*. Marilee E. Thomas and Robert C. Thomas Science and Related Subjects Collection. Longmans, Green and Company, 1906.
- [7] J. W. Gibbs. *Équilibre des systèmes chimiques*. 1899.
- [8] Leonard M. C. Sagis. Dynamic properties of interfaces in soft matter : Experiments and theory. *Reviews of Modern Physics*, 83(4) :1367–1403, nov 2011.
- [9] L Ting, D.T Wasan, K Miyano, and S-Q Xu. Longitudinal surface waves for the study of dynamic properties of surfactant systems. II. air-solution interface. *Journal of Colloid and Interface Science*, 102(1) :248–259, nov 1984.
- [10] David A. Edwards Howard Brenner Darsh T. Wasan. *Interfacial transport processes and rheology*. Butterworth-Heinemann, 1991.
- [11] Zachary A. Zell, Arash Nowbar, 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, feb 2014.
- [12] G. I. Taylor. The formation of emulsions in definable fields of flow. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 146(858) :501–523, oct 1934.
- [13] Doojin Lee and Amy Q. Shen. Interfacial tension measurements in microfluidic quasi-static extensional flows. *Micromachines*, 12(3) :272, mar 2021.
- [14] Quentin Brosseau, Jérémie Vrignon, and Jean-Christophe Baret. Microfluidic dynamic interfacial tensiometry (μ DIT). *Soft Matter*, 10(17) :3066, 2014.
- [15] Yashodhara Pawar and Kathleen J. Stebe. Marangoni effects on drop deformation in an extensional flow : The role of surfactant physical chemistry. i. insoluble surfactants. *Physics of Fluids*, 8(7) :1738–1751, jul 1996.

- [16] H. A. Stone and L. G. Leal. The effects of surfactants on drop deformation and breakup. *Journal of Fluid Mechanics*, 220 :161–186, nov 1990.
- [17] Raymond W. Flumerfelt. Effects of dynamic interfacial properties on drop deformation and orientation in shear and extensional flow fields. *Journal of Colloid and Interface Science*, 76(2) :330–349, aug 1980.
- [18] Maximilien Degonville. *Etude numérique de la dynamique sous écoulement de gouttes et vésicules avec viscosités de surface*. PhD thesis, Université Aix-Marseille, 2018.
- [19] Shi Yow Lin, Kevin McKeigue, and Charles Maldarelli. Diffusion-limited interpretation of the induction period in the relaxation in surface tension due to the adsorption of straight chain, small polar group surfactants : theory and experiment. *Langmuir*, 7(6) :1055–1066, jun 1991.
- [20] C. A. Macleod and C. J. Radke. Surfactant exchange kinetics at the air/water interface from the dynamic tension of growing liquid drops. *Journal of Colloid and Interface Science*, 166(1) :73–88, aug 1994.
- [21] Shi-Yow Lin, Kevin McKeigue, and Charles Maldarelli. Diffusion-controlled surfactant adsorption studied by pendant drop digitization. *AICHE Journal*, 36(12) :1785–1795, dec 1990.
- [22] Charles D. Eggleton, Yasho P. Pawar, and Kathleen J. Stebe. Insoluble surfactants on a drop in an extensional flow : a generalization of the stagnated surface limit to deforming interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, 385 :79–99, apr 1999.
- [23] Charles D. Eggleton and Kathleen J. Stebe. An adsorption-desorption-controlled surfactant on a deforming droplet. *Journal of Colloid and Interface Science*, 208(1) :68–80, dec 1998.
- [24] Corentin Trégouët, Thomas Salez, Cécile Monteux, and Mathilde Reyssat. Transient deformation of a droplet near a microfluidic constriction : A quantitative analysis. *Physical Review Fluids*, 3(5) :053603, may 2018.
- [25] Corentin Trégouët, Thomas Salez, Cécile Monteux, and Mathilde Reyssat. Microfluidic probing of the complex interfacial rheology of multilayer capsules. *Soft Matter*, 15(13) :2782–2790, 2019.
- [26] W. J. Milliken and L. G. Leal. Deformation and breakup of viscoelastic drops in planar extensional flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 40(3) :355–379, nov 1991.
- [27] Derek C. Tretheway and L. Gary Leal. Surfactant and viscoelastic effects on drop deformation in 2D extensional flow. *AICHE Journal* 10.1063/1.858790, 45(5) :929–937, may 1999.
- [28] Y. T. Hu and A. Lips. Estimating surfactant surface coverage and decomposing its effect on drop deformation. *Physical Review Letters*, 91(4) :044501, jul 2003.
- [29] Charles D. Eggleton, Tse-Min Tsai, and Kathleen J. Stebe. Tip streaming from a drop in the presence of surfactants. *Physical Review Letters*, 87(4) :048302, jul 2001.
- [30] W. J. Milliken, H. A. Stone, and L. G. Leal. The effect of surfactant on the transient motion of newtonian drops. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 5(1) :69–79, jan 1993.
- [31] D. R. H. Jones and Michael Ashby. *Engineering materials volume 1*. Butterworth-Heinemann, 1996.
- [32] Elise Lorenceau, Yann Yip Cheung Sang, Reinhard Höhler, and Sylvie Cohen-Addad. A high rate flow-focusing foam generator. *Physics of Fluids*, 18(9) :097103, sep 2006.
- [33] Etienne Guyon, Jean-Pierre Hulin, and Luc Petit. *Hydrodynamique physique, nouvelle édition*. CNRS Editions, 2001.

- [34] Adrian Daerr and Adrien Mogne. Pendent drop : An imageJ plugin to measure the surface tension from an image of a pendent drop. *Journal of Open Research Software*, 4(1) :3, jan 2016.
- [35] David Grier. Methods of digital video microscopy for colloidal studies. *Journal of Colloid and Interface Science*, 1996.
- [36] Jonas Miguët. *Amincissement et stabilité de bulles de surface*. Theses, Université Paris Saclay (COMUE), 2019.
- [37] Sandeep R. Patil, Natalie Buchavzov, Enda Carey, and Cosima Stubenrauch. Binary mixtures of β -dodecylmaltoside (β -C12G2) with cationic and non-ionic surfactants : micelle and surface compositions. *Soft Matter*, 4(4) :840, 2008.
- [38] Paul Stevenson. Remarks on the shear viscosity of surfaces stabilised with soluble surfactants. *Journal of Colloid and Interface Science*, 290(2) :603–606, oct 2005.
- [39] O. Pitois, C. Fritz, and M. Vignes-Adler. Liquid drainage through aqueous foam : study of the flow on the bubble scale. *Journal of Colloid and Interface Science*, 282(2) :458–465, feb 2005.
- [40] M. S. Klamkin. Elementary approximations to the area of n-dimensional ellipsoids. *The American Mathematical Monthly*, 78(3) :280, mar 1971.
- [41] M. S. Klamkin. Corrections to "E10.1063/1.2353799lementary approximations to the area of n-dimensional ellipsoids". *The American Mathematical Monthly*, 83(6) :478–478, jun 1976.
- [42] Irving Langmuir. The Constitution And Fundamental Properties Of Solids And Liquids. II. Liquids10.1021/la991287k. *Journal of the American Chemical Society*, 39(9) :1848–1906, sep 1917.
- [43] Jordan T. Petkov, Theodor D. Gurkov, Bruce E. Campbell, and Rajendra P. Borwankar. Dilatational and Shear Elasticity of Gel-like Protein Layers on Air/Water Interface. *Langmuir*, 16(8) :3703–3711, mar 2000.
- [44] Gerald G. Fuller and Jan Vermant. Complex fluid-fluid interfaces : Rheology and structure. *Annual Review of Chemical and Biomolecular Engineering*, 3(1) :519–543, jul 2012.
- [45] Wikipedia. Langmuir–Blodgett trough, 2022. [Online ; accessed 22-November-2022].
- [46] M.E. Leser, S. Acquistapace, A. Cagna, A.V. Makievski, and R. Miller. Limits of oscillation frequencies in drop and bubble shape tensiometry. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 261(1-3) :25–28, jul 2005.
- [47] Joseph D. Berry, Michael J. Neeson, Raymond R. Dagastine, Derek Y.C. Chan, and Rico F. Tabor. Measurement of surface and interfacial tension using pendant drop tensiometry. *Journal of Colloid and Interface Science*, 454 :226–237, sep 2015.
- [48] Abraham. Savitzky and M. J. E. Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8) :1627–1639, jul 1964.
- [49] H. Fruhner and K.-D. Wantke. A new oscillating bubble technique for measuring surface dilational properties. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 114 :53–59, aug 1996.
- [50] Lu Lai, Ping Mei, Xiao-Mei Wu, Li Cheng, Zhao-Hua Ren, and Yi Liu. Interfacial dynamic properties and dilational rheology of sulfonate gemini surfactant and its mixtures with quaternary ammonium bromides at the air–water interface. *Journal of Surfactants and Detergents*, 20(3) :565–576, mar 2017.

- [51] Mohamed Soula and Yvon Chevalier. La dérivée fractionnaire en rhéologie des polymères - application aux comportements élastiques et viscoélastiques linéaires et non linéaires des élastomères. *ESAIM : Proceedings*, 5 :193–204, 1998.
- [52] I. Cantat, S. Cohen-Addad, F. Elias, F. Graner, R. Höhler, O. Pitois, F. Rouyer, and A. Saint-Jalmes. *Les mousses Structure et dynamique*. Belin Education, 2010.
- [53] Armando Maestro, Wiebke Drenckhan, Emmanuelle Rio, and Reinhard Höhler. Liquid dispersions under gravity : volume fraction profile and osmotic pressure. *Soft Matter*, 9(8) :2531, 2013.
- [54] Manon Marchand. *Frottement de mousses liquides sur des surfaces rugueuses*. Theses, Université Paris-Saclay, October 2020.
- [55] Annie Colin. Coalescence in foams, jan 2012.
- [56] Emmanuelle Rio and Anne-Laure Biance. Thermodynamic and mechanical timescales involved in foam film rupture and liquid foam coalescence. *ChemPhysChem*, 15(17) :3692–3707, sep 2014.
- [57] Dominique Langevin. Bubble coalescence in pure liquids and in surfactant solutions. *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, 20(2) :92–97, apr 2015.
- [58] I.M. Lifshitz and V.V. Slyozov. The kinetics of precipitation from supersaturated solid solutions. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 19(1-2) :35–50, apr 1961.
- [59] Sascha Hilgenfeldt, Stephan A. Koehler, and Howard A. Stone. Dynamics of coarsening foams : Accelerated and self-limiting drainage. *Physical Review Letters*, 86(20) :4704–4707, may 2001.
- [60] Jérôme Lambert, Isabelle Cantat, Renaud Delannay, Rajmund Mokso, Peter Cloetens, James A. Glazier, and François Graner. Experimental growth law for bubbles in a moderately “wet” 3d liquid foam. *Physical Review Letters*, 99(5) :058304, aug 2007.
- [61] Andrew Kraynik, Douglas Reinelt, and Frank van Swol. Structure of random foam. *Physical Review Letters*, 93(20) :208301, nov 2004.
- [62] A. Saint-Jalmes, M.-L. Peugeot, H. Ferraz, and D. Langevin. Differences between protein and surfactant foams : Microscopic properties, stability and coarsening. *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1-3) :219–225, aug 2005.
- [63] Arnaud Saint-Jalmes. Physical chemistry in foam drainage and coarsening. *Soft Matter*, 2(10) :836, 2006.
- [64] William Kloek, Ton van Vliet, and Marcel Meinders. Effect of bulk and interfacial rheological properties on bubble dissolution. *Journal of Colloid and Interface Science*, 237(2) :158–166, may 2001.
- [65] K. Golemanov, N. D. Denkov, S. Tcholakova, M. Vethamuthu, and A. Lips. Surfactant mixtures for control of bubble surface mobility in foam studies. *Langmuir*, 24(18) :9956–9961, aug 2008.
- [66] Houda Bey, Frédéric Wintzenrieth, Olivier Ronsin, Reinhard Höhler, and Sylvie Cohen-Addad. Stabilization of foams by the combined effects of an insoluble gas species and gelation. *Soft Matter*, 13(38) :6816–6830, 2017.
- [67] Chiara Guidolin. *Controlling foam ageing in viscoelastic media*. Theses, Université Paris-Saclay, May 2022.
- [68] Emmanuelle Rio, Wiebke Drenckhan, Anniina Salonen, and Dominique Langevin. Unusually stable liquid foams. *Advances in Colloid and Interface Science*, 205 :74–86, mar 2014.

- [69] A. Salonen, C. Gay, A. Maestro, W. Drenckhan, and E. Rio. Arresting bubble coarsening : A two-bubble experiment to investigate grain growth in the presence of surface elasticity. *EPL (Europhysics Letters)*, 116(4) :46005, nov 2016.
- [70] Maxime Schneider. *Stabilité et rhéologie des mousses d'émulsions attractives*. PhD thesis, 2018. Thèse de doctorat dirigée par Salonen, Anniina et Langevin, Dominique Physique Université Paris-Saclay (ComUE) 2018.
- [71] Koichi Takamura, Herbert Fischer, and Norman R. Morrow. Physical properties of aqueous glycerol solutions. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, 98-99 :50–60, nov 2012.
- [72] Andreas Volk and Christian J. Kähler. Density model for aqueous glycerol solutions. *Experiments in Fluids*, 59(5), apr 2018.
- [73] A Salonen, Cyprien Gay, A Maestro, W Drenckhan, and Emmanuelle Rio. Gas pressure in bubble attached to tube circular outlet. working paper or preprint, December 2016.
- [74] A. Salonen, M. In, J. Emile, and A. Saint-Jalme. Solutions of surfactant oligomers : a model system for tuning foam stability by the surfactant structure. *Soft Matter*, 6(10) :2271, 2010.