



HAL
open science

Transport de liquide et de particules dans un bord de Plateau

Christelle Fritz

► **To cite this version:**

Christelle Fritz. Transport de liquide et de particules dans un bord de Plateau. Analyse de données, Statistiques et Probabilités [physics.data-an]. Université de Marne la Vallée, 2006. Français. NNT : . tel-00110549

HAL Id: tel-00110549

<https://theses.hal.science/tel-00110549>

Submitted on 30 Oct 2006

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 de Marne-La-Vallée

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Marne-La-Vallée

Spécialité : Physique

présentée et soutenue publiquement par

Christelle FRITZ

le 29 septembre 2006

TRANSPORT DE LIQUIDE ET DE PARTICULES DANS UN BORD DE PLATEAU

Directeur de thèse
Michèle Adler

| | |
|---------------------|--|
| Michèle Adler | Directeur de Recherche au CNRS, Université Marne-la-Vallée |
| Annie Colin | Professeur des Universités, Bordeaux 1 |
| Jean-Marc di-Meglio | Professeur des Universités, Paris 7 |
| Pierre Mills | Professeur émérite des Universités, Marne-la-Vallée |
| Olivier Pitois | Maître de Conférence, Université Marne-la-Vallée |

Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Invité

,à ma grand-mère

Remerciements

Les remerciements sont peut-être une des parties la plus difficile à écrire. Une thèse ne se fait jamais seul et résumer en quelques lignes la contribution de chacun est une tâche ardue.

J'adresse mes très sincères remerciements à Michèle Adler, à qui je dois tout. Malgré son emploi du temps chargé, elle a su me guider dans le monde de la recherche. La recherche ne se fait pas avec de faibles moyens, Michèle Adler a toujours veillé à la qualité de notre environnement. au bon fonctionnement de ma thèse.... Elle a été de très précieuse aide et conseil pour la rédaction du manuscrit et pour la préparation de la soutenance.

Je remercie Olivier Pitois pour avoir guidé mes premiers pas dans le monde expérimental qui m'était inconnu.

Je remercie très chaleureusement Bernard Prunet-Foch qui a été depuis le début d'une précieuse aide pour ses conseils et à la fin de ma thèse quand je pensais ne jamais pouvoir finir la rédaction de ce manuscrit. Je le remercie pour sa patience dans la correction et la relecture.

Je remercie Reinhard Hohler pour m'avoir orienté vers ce sujet de thèse à la fin de mon DEA et Sylvie Cohen-Addad pour ses conseils en chimie. J'ai eu grand plaisir à suivre vos cours. Je remercie aussi Yamin Leprince et Xiaoping Jia pour leurs discussions.

Merci également à Pierre Mills, Annie Colin et Jean-Marc di-Meglio pour avoir accepté de juger ce travail.

Une thèse ne se fait jamais dans la solitude, elle est le fruit de plusieurs collaborations et les interactions diverses les enrichissent.

David Hautemayou est un magicien des montages parfaits. Sa disponibilité et son écoute ont été très bénéfique pour la thèse. (et pas seulement pour le travail ...) Pour cela je lui dis un grand merci même si je sais que cela ne peut pas traduire toute ma gratitude.

Jérôme Laurent a été d'un grand secours pour interfacer l'expérience à l'ordinateur. Il était là dans les moments de panique où d'un coup « tout plante ». Je le remercie.

Florence Royer a été une grande aide autant pour son effet catalyseur, que pour avoir bataillé pour que je puisse faire mes premiers pas dans l'enseignement pendant ma deuxième année de thèse. Elise Lorenceau a été aussi un catalyseur, sa bonne humeur et sa curiosité scientifique sont un soleil. Je vous remercie, vous avez été l'une comme l'autre des modèles à suivre ...

De nombreux stagiaires ont collaboré directement à ce travail, Cédric, Avin, Ivan, Johanne, Guillaume, qu'ils en soient remerciés.

Je remercie aussi Amandine (bon courage bientôt la fin), Max (sempaï), Nicolas et Rémi (indissociables), Kevin, Thomas (bonne soutenance), Yann (professeur Yip), Yacine, Monika, Claudie, Vincent. Vous avez contribué à la bonne ambiance du laboratoire.

Je remercie mes parents pour avoir supporté mes sautes d'humeur, mon stress et pour m'avoir assuré une stabilité financière. Je remercie ma mère pour avoir géré le pot d'une main de maître. Je remercie ma grand-mère qui est malheureusement partie trop tôt et qui n'a pas pu voir la fin de ma thèse.

Je remercie aussi ma famille de cœur, tous ces amis qui m'ont permis de trouver un équilibre entre mon travail et ma vie personnelle. Caro (à toi maintenant) et son petit Théo, Stéphane, Stéphanie, Delphine, Raphaël, Christou et ses deux petits bouts Corentin et Benjamin, Cec., Cindy (taz), Béné (graine de chercheur)...

J'espère n'avoir oublié personne. Ces années de thèse ont été très bénéfiques pour moi, je quitte la vie d'étudiante avec un peu de nostalgie. Il faut se tourner vers l'avenir mais jamais je n'oublierai cette partie de ma vie qui a été un mélange de peines et d'intenses joies. Encore un grand merci à tous.

| | |
|--|-----------|
| Chapitre I Introduction..... | 9 |
| -I-1. Présentation du sujet | 9 |
| Chapitre II Rappels sur quelques propriétés des mousses | 13 |
| -II-1. Loi de Laplace | 14 |
| -II-2. La mousse : milieu multi-échelle..... | 15 |
| -II-2.1 Mousse à l'échelle microscopique : propriétés des interfaces | 15 |
| -II-2.2 Mousse à l'échelle intermédiaire : film, bord de Plateau, nœud | 18 |
| -II-3. Rhéologie interfaciale..... | 19 |
| -II-3.1 Mouvement d'une sphère solide ou fluide dans un milieu infini | 20 |
| -II-3.2 Sédimentation d'une goutte ou d'une bulle dans une solution tensioactive | 21 |
| -II-4. Ecoulement dans un réseau de bords de Plateau | 23 |
| -II-4.1 Drainage dans un bord de Plateau | 23 |
| -II-4.2 Drainage forcé dans une mousse aqueuse : mousse à l'échelle globale..... | 25 |
| -II-4.2.1. Modèle de Trinity | 25 |
| -II-4.2.2. Modèle de Harvard | 26 |
| -II-4.2.3. Transition entre les deux modèles : la mobilité de surface | 27 |
| -II-4.2.4. Contribution des films au drainage ? | 29 |
| -II-4.3 Interaction hydrodynamique entre une sphère et la paroi | 30 |
| -II-4.3.1. Paramètre du problème | 30 |
| -II-4.3.2. Mouvement d'une sphère dans un canal | 31 |
| -II-4.3.3. Influence de la paroi | 32 |
| -II-5. Conclusion du chapitre | 35 |
| Chapitre III Drainage dans un réseau de bords de Plateau | 37 |
| -III-1. Solutions | 38 |
| -III-1.1 Solutions étudiées | 38 |
| -III-1.2 Protocole suivi pour la préparation des solutions | 39 |
| -III-1.3 Mesures | 40 |
| -III-2. Dispositif expérimental : Plateau Border Apparatus..... | 40 |
| -III-2.1 Description du PBA | 40 |
| -III-2.1.1. Bord de Plateau | 41 |
| -III-2.1.2. Mesure de Pression | 42 |
| -III-2.1.3. Mesure des profils et des sections du bord de Plateau..... | 44 |
| -III-2.1.4. Détermination de la viscosité de surface | 50 |
| -III-2.1.5. Mesure de l'épaisseur des films | 51 |
| -III-3. Résultats. | 55 |
| -III-3.1 Effet du dodécanol | 55 |
| -III-3.1.1. Perte de charge | 56 |
| -III-3.1.2. Section du bord de Plateau | 58 |
| -III-3.1.3. Géométrie du bord de Plateau : profil, angle de contact..... | 59 |
| -III-3.1.4. Détermination de la viscosité de cisaillement de surface | 60 |
| -III-3.2 Effet de la viscosité de volume. | 62 |
| -III-3.2.1. Perte de charge | 62 |
| -III-3.2.2. Section du bord de Plateau | 63 |
| -III-3.2.3. Détermination de la viscosité de cisaillement de surface | 64 |
| -III-3.3 Mesure de l'épaisseur de film | 65 |
| -III-3.3.1. Evolution de l'épaisseur des films | 65 |

| | |
|--|------------|
| -III-3.3.2. Lien entre l'épaisseur des films et la perte de charge ΔP | 66 |
| -III-3.3.3. Temps d'équilibre | 68 |
| -III-4. Drainage d'une mousse aqueuse | 68 |
| -III-4.1 Dispositif expérimental pour l'étude globale d'une mousse..... | 68 |
| -III-4.1.1. Formation de la mousse | 69 |
| -III-4.1.2. Mesure de la taille des bulles | 69 |
| -III-4.1.3. Injection du liquide | 70 |
| -III-4.2 Résultats | 72 |
| -III-5. Discussion | 75 |
| Chapitre IV Transport de sphères dans un réseau de bords de Plateau | 79 |
| -IV-1. Dispositifs expérimentaux | 80 |
| -IV-1.1 Sphères se déplaçant dans un réseau de bords de Plateau | 80 |
| -IV-1.1.1. 1 ^{er} dispositif : sédimentation de sphères dans une mousse aqueuse | 80 |
| -IV-1.1.2. 2 ^{ème} dispositif : système PBA modifié..... | 81 |
| -IV-1.1.3. Sphères et solutions | 81 |
| -IV-1.1.4. Chargement de sphères | 82 |
| -IV-1.1.5. Géométrie du système..... | 83 |
| -IV-1.2 Contrôle de la fraction volumique de liquide | 86 |
| -IV-1.2.1. Contrôle de la dimension de la section du bord de Plateau sans | 87 |
| écoulement de liquide | |
| -IV-1.2.2. Zone d'observation | 88 |
| -IV-1.2.3. Mesure du diamètre limite | 90 |
| -IV-1.3 Protocoles suivis dans les expériences | 91 |
| -IV-1.3.1. Cellule de Contrôle de la fraction de liquide dans la mousse..... | 92 |
| -IV-1.3.2. PBA modifié | 93 |
| -IV-1.4 Mesure dans un bord de Plateau solide : système modèle..... | 93 |
| -IV-1.4.1. Fluide et sphères utilisées | 93 |
| -IV-1.4.2. Bord de Plateau solide | 94 |
| -IV-1.4.3. Contrôle de l'angle inclinaison..... | 94 |
| -IV-2. Résultats et discussions..... | 96 |
| -IV-2.1 Sédimentation d'une sphère dans un réseau de bords de Plateau..... | 96 |
| -IV-2.1.1. Description..... | 96 |
| -IV-2.1.2. Sédimentation dans un bord de Plateau incliné | 98 |
| -IV-2.1.3. Sédimentation dans un bord de Plateau vertical | 99 |
| -IV-2.2 Entraînement d'une sphère dans un bord de Plateau vertical par un écoulement | 101 |
| -IV-3. Discussion | 105 |
| -IV-3.1 Sédimentation dans un bord de Plateau incliné | 105 |
| -IV-3.2 Sédimentation dans un bord de Plateau vertical | 105 |
| -IV-3.3 Entraînement d'une particule dans un écoulement..... | 107 |
| -IV-4. Quelques effets collectifs | 108 |
| -IV-4.1 Mélange, changement de ligne | 108 |
| -IV-4.2 Blocage | 110 |
| Chapitre V Conclusion et perspectives | 114 |

Chapitre I Introduction

-I-1. Présentation du sujet

L'étude de la mousse est une science en plein essor. Son comportement intéresse diverses disciplines telles que la physique, la chimie, la physico-chimie, les mathématiques et la biologie. Son étude est une combinaison d'études théoriques, de simulations numériques et de caractérisations expérimentales. Les mousses, qu'elles soient sous forme solide ou liquide, au niveau naturel ou industriel font partie de notre quotidien et ont de nombreuses applications. Les mousses contenant des particules solides se rencontrent dans de nombreuses applications industrielles aussi bien dans l'industrie cosmétique, que dans les industries liées aux problèmes d'environnement, ou dans l'industrie minière. Des particules peuvent être véhiculées dans la mousse. En effet, dans l'industrie, il est difficile de supprimer totalement la présence de pollution tel que des poussières. Les particules peuvent être utilisées pour stabiliser ou non la mousse. Dans la flottation du minerai (séparation des particules), par exemple, les particules hydrophobes s'attachent à la surface des bulles tandis que les particules hydrophiles, de diamètre inférieur à la centaine de microns, sont amenées à se déplacer par sédimentation ou par entraînement hydrodynamique dans le réseau de canaux de liquide. Il existe de nombreux articles sur le problème de l'attachement et l'étude des collisions entre les particules et les bulles. Mais le problème des particules véhiculées dans la phase de liquide n'a jamais été étudié, c'est le sujet de cette thèse.

La mousse est formée de bulles séparées par des films, l'intersection de trois films constitue le bord de Plateau, quatre bords de Plateau se rejoignent au niveau d'un nœud. La phase liquide de la mousse est un réseau de bords de Plateau. Les particules et le liquide sont transportés dans ces canaux fluides et déformables. La géométrie du bord de Plateau est une géométrie confinée et par conséquent plus sensible à la mobilité de l'interface.

La modélisation du transport du liquide et des particules dans une mousse nécessite de décrire les processus à l'échelle d'un bord de Plateau. Pour comprendre le procédé, il est nécessaire de dissocier, dans un premier temps, le problème de l'écoulement de liquide de celui de la sédimentation d'une seule particule, pour ensuite étudier l'effet de l'entraînement hydrodynamique de plusieurs particules. L'originalité de ce travail de thèse consiste à réaliser nos mesures à l'échelle d'un bord de Plateau, en nous focalisant sur l'influence du tensioactif.

Ce mémoire est organisé en trois parties essentielles. Dans le chapitre II, nous faisons un certain nombre de rappels sur quelques propriétés de la mousse et de la sédimentation des particules.

Le transport du liquide dans la mousse aqueuse se nomme le drainage. Il est dit 'libre' si la seule gravité agit, et 'forcé' si un débit de liquide est imposé. La mousse est un milieu multi-échelle. A l'échelle macroscopique, deux types de mousse peuvent être distingués : la mousse humide qui est formée de bulles sphériques et la mousse sèche qui est formée de bulles polyédriques. À l'exception de très petites tailles de bulles ou des liquides très visqueux, le premier cas n'existe pas sur des grandes distances, sauf en apesanteur. Les mousses formées de bulles polyédriques représentent la situation la plus courante, elles sont considérées comme la structure classique de la mousse. Le liquide, contenu dans une mousse, s'écoule entre les bulles sous l'effet de la gravité et des forces capillaires. La mousse est considérée dans la majorité des modèles comme un milieu poreux, constitué d'un réseau de canaux. En effet, le liquide circule en majorité dans le réseau de bords de Plateau et de nœuds, le liquide contenu dans les films est généralement négligé. Mais la mousse est un milieu poreux très particulier, les canaux sont déformables, fluides et varient en taille et en ouverture en fonction de la fraction de liquide qu'ils contiennent : la perméabilité n'est donc pas constante. Par exemple, nous verrons qu'au cours d'une expérience de drainage, elle est directement liée à la nature du liquide qui impose les conditions aux limites à la surface des canaux, en particulier la valeur de la viscosité de surface.

La viscosité de surface est attachée au tensioactif qui se concentre aux interfaces. Brown et al., 1953¹ font état de spectaculaires effets du dodécanol sur la durée de vie d'une mousse de SDS. Dans une expérience de drainage forcé d'une mousse, en 1999 Durand et Langevin² ont observé l'effet du dodécanol sur le passage du front de liquide dans la mousse de SDS initialement sèche. Cet effet est attribué à la transition d'une interface mobile à une interface rigide due à l'augmentation de la concentration en dodécanol.

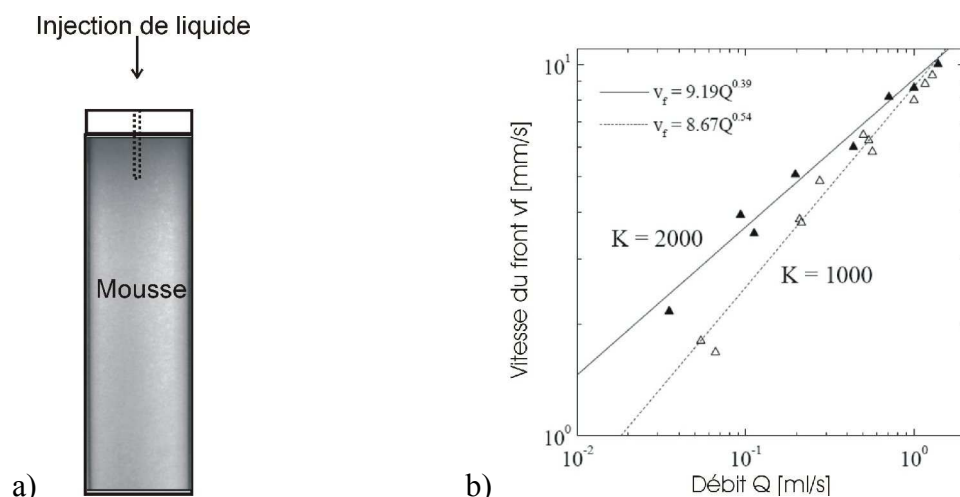


Figure I-1 : a) Drainage forcé d'une mousse aqueuse. b) Variation de la vitesse de front du liquide en fonction du débit pour deux rapports de masses différents ($K = m_{\text{SDS}}/m_{\text{DOH}}$), $K=1000$ et $K=2000$, (Durand et al.)

¹ Brown, A.G., Thuman, W.C., & McBain, J.W. 1953. Transfer of air through adsorbed surface films as a factor in foam stability. *Journal of Colloid Science*, 8(5), 508-519.

² Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. *European Physical Journal E*, 7(1), 35-44.

Les théories du drainage négligent toujours l'effet des films. Seul le modèle développé par Carrier et al., 2002³ pose la question de leurs contributions au drainage. La stabilité des films de mousse isolés a été beaucoup étudiée. Mysels et al., 1959⁴, ont montré l'effet rigidifiant du dodécanol pour les films de solution de SDS.

Dans le travail qui suit, nous nous plaçons à l'échelle intermédiaire entre l'étude d'un film et l'étude d'une mousse, en concentrant notre attention sur l'effet des tensioactifs sur l'écoulement du liquide et sur le transport de sphères dans un bord de Plateau. La Figure I-1b est notre point de départ, les différences de viscosité de surface seront notre fil conducteur.

Dans le chapitre III, en étudiant le drainage d'un bord de Plateau nous présenterons nos résultats expérimentaux sur l'effet de la nature du tensioactif sur la viscosité de surface. Pour cela nous avons développé un appareil qui permet de créer un bord de Plateau et de mesurer la viscosité de surface.

Ensuite, dans le chapitre IV, nous utiliserons ces connaissances pour quantifier l'effet de la mobilité de l'interface sur le transport de particules dans un ou deux bords de Plateau, avec ou sans écoulement de liquide.

³ Carrier, V., Destouesse, S., & Colin, A. 2002. Foam drainage: A film contribution? *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 65(6), 1-9.

⁴ Mysels, K.J., Shinoda, K., & Frankel, S. 1959. *Soap Films: Studies of Their Thinning and a Bibliography*.

Chapitre II

Rappels sur quelques propriétés des mousses

| | |
|--|-----------|
| -II-1. Loi de Laplace | 14 |
| -II-2. La mousse : milieu multi-échelle..... | 15 |
| -II-2.1 Mousse à l'échelle microscopique : propriétés des interfaces | 15 |
| -II-2.2 Mousse à l'échelle intermédiaire : film, bord de Plateau, nœud | 18 |
| -II-3. Rhéologie interfaciale..... | 19 |
| -II-3.1 Mouvement d'une sphère solide ou fluide dans un milieu infini..... | 20 |
| -II-3.2 Sédimentation d'une goutte ou d'une bulle dans une solution tensioactive | 21 |
| -II-4. Ecoulement dans un réseau de bords de Plateau | 23 |
| -II-4.1 Drainage dans un bord de Plateau | 23 |
| -II-4.2 Drainage forcé dans une mousse aqueuse : mousse à l'échelle globale..... | 25 |
| -II-4.2.1. Modèle de Trinity | 25 |
| -II-4.2.2. Modèle de Harvard | 26 |
| -II-4.2.3. Transition entre les deux modèles : la mobilité de surface | 27 |
| -II-4.2.4. Contribution des films au drainage ?..... | 29 |
| -II-4.3 Interaction hydrodynamique entre une sphère et la paroi | 30 |
| -II-4.3.1. Paramètre du problème..... | 30 |
| -II-4.3.2. Mouvement d'une sphère dans un canal | 31 |
| -II-4.3.3. Influence de la paroi | 32 |
| -II-5. Conclusion du chapitre | 35 |

Dans ce chapitre nous introduisons quelques définitions nécessaires à la bonne compréhension de cette thèse.

-II-1. Loi de Laplace

Lorsque l'on traverse une interface fluide courbe quelconque, il y a une discontinuité de la pression. La formule de Laplace décrit le saut de pression et s'écrit de façon générale en un point de l'interface :

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.1)$$

où R_1 et R_2 sont des rayons de courbure principaux de l'interface.

L'interface du bord de Plateau est une frontière entre le gaz contenu dans les bulles et le liquide interne (Figure II-1). Cette paroi est concave, la pression capillaire du bord de Plateau est donc négative, elle est donnée par :

$$\Delta P_\sigma = P_{\text{int}} - P_{\text{ext}} = -\frac{\sigma}{r}, \quad (2.2)$$

avec r le rayon de courbure du bord de Plateau, P_{int} , la pression interne du bord de Plateau et P_{ext} , la pression extérieure de la bulle. C'est pour cela que le liquide contenu dans les films s'écoule vers le bord de Plateau jusqu'à ce que l'ensemble soit à l'équilibre : on appelle cet effet la succion capillaire.

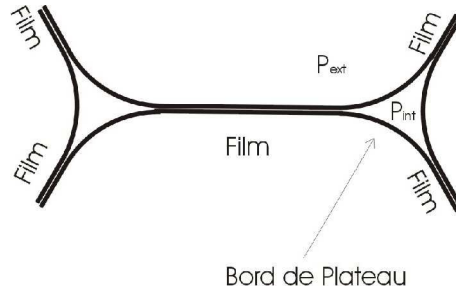


Figure II-1 : Sections de bords de Plateau et ses films.

La pression capillaire d'un bord de Plateau ΔP_σ varie avec la hauteur z du bord de Plateau considéré dans la mousse.

$$\Delta P_\sigma(z) = P_{\text{bdP}}(z) - P_{\text{bulle}}(z) = -\frac{\sigma}{r_{\text{bdP}}(z)}, \quad (2.3)$$

d'où

$$\frac{\sigma}{r_{\text{bdP}}} \approx \rho \cdot g \cdot h. \quad (2.4)$$

Plus le bord de Plateau se trouve dans la partie supérieure de la mousse, plus r_{bdP} diminue. Dans la mousse la plupart des bulles sont polyédriques. En présence de la gravité, les bulles sphériques, s'il y en a, se retrouvent à la base et leurs rayons de courbure r_{bdP} sont grands.

-II-2. La mousse : milieu multi-échelle

-II-2.1 Mousse à l'échelle microscopique : propriétés des interfaces

La mousse est une dispersion de gaz dans un liquide qui est stabilisée par des molécules de tensioactifs. La structure de ces molécules comporte deux parties compatibles avec deux milieux distincts et immiscibles : une tête polaire hydrophile, chargée ou non, et une queue hydrophobe, formée de chaînes ou cycles hydrocarbonées. Il est d'usage de représenter les tensioactifs simplement comme ceci (Figure II-2).



Figure II-2 : Représentation conventionnelle d'un tensioactif.

La molécule de tensioactif peut être soluble ou insoluble. Si le tensioactif est insoluble dans l'eau, il reste confiné aux interfaces. C'est le cas, par exemple, du dodécanol, $C_{12}H_{25}OH$, alcool gras constitué d'une chaîne hydrocarbonée de 12 atomes de carbone. Par contre, les tensioactifs ioniques, cationiques ou anioniques, se dissolvent en solution au niveau de leur tête polaire et libèrent des contre ions, cations ou anions. En s'adsorbant aux interfaces les molécules tensioactives diminuent l'énergie du système.

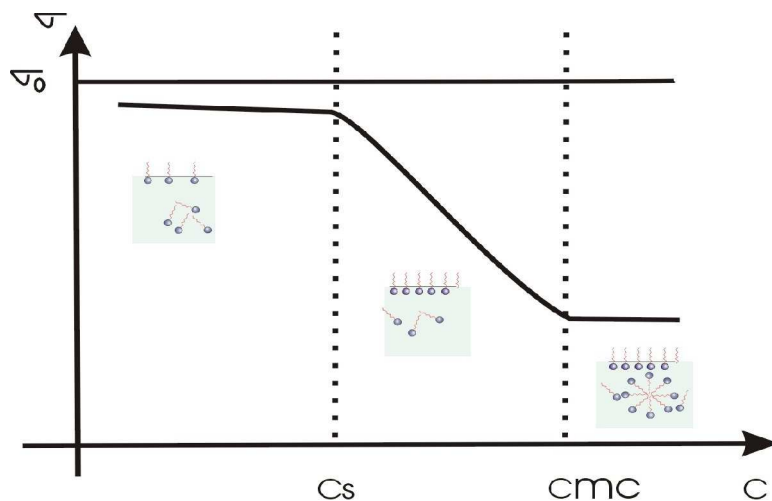


Figure II-3 : Tension de surface en fonction de concentration de tensioactif.

Aux faibles concentrations, les molécules amphiphiles se concentrent aux interfaces. Il y a formation de films mono-moléculaires. Le rapport de la concentration de surface et de la concentration de volume reste constant. Lorsque la concentration augmente, l'adsorption aux surfaces augmente, ce jusqu'à la saturation, et la tension de surface chute. Lorsque la concentration atteint une certaine limite, dite 'concentration micellaire critique', cmc,

toutes molécules tensioactives ajoutées s'agrègent. Ceci a pour conséquence de stabiliser la concentration de tensioactifs en surface et par suite de stabiliser la tension de surface. Les agrégats micellaires sont une micro-organisation où les chaînes hydrophobes des molécules sont mises en commun pour 'se protéger' de l'eau. Les têtes hydrophiles sont à la surface de cet agrégat, augmentant ainsi l'interaction avec l'eau. La Figure II-4 fournit une représentation d'un tel agrégat dit 'micelle'.

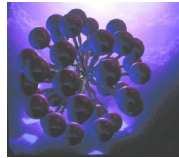


Figure II-4 : Représentation d'une micelle en trois dimensions

La forme des agrégats micellaires dépend des forces d'interaction moléculaire selon la composition chimique du tensioactif, ce sont les forces de van der Waals, les forces électrostatiques, hydrophobes et les liaisons hydrogènes... La forme des agrégats de tensioactif est très variée (sphères, cylindres, lamelles), elle évolue en fonction de l'architecture moléculaire, de la concentration, de la température, de la nature du co-tensioactif...

Cinétique d'adsorption :

En fait, les micelles ne sont pas des entités stables, elles se font et se défont en permanence, leur durée de vie est plus ou moins longue, elle varie de la microseconde à la milliseconde. Des monomères et des micelles sont présents simultanément dans la solution, Figure II-5. Au moment de la création d'une surface, les molécules de tensioactifs sont transportées à travers la couche de diffusion-convection i.e. du bulk vers la sous-couche située près de l'interface appelée la couche d'adsorption-diffusion. C'est dans cette sous-couche que se trouve la barrière d'énergie que les molécules de tensioactif doivent franchir pour pouvoir s'adsorber. Seuls les monomères s'adsorbent aux interfaces. Il existe un équilibre chimique entre les monomères et les micelles dans le bulk et entre les monomères adsorbés et ceux dans le bulk.

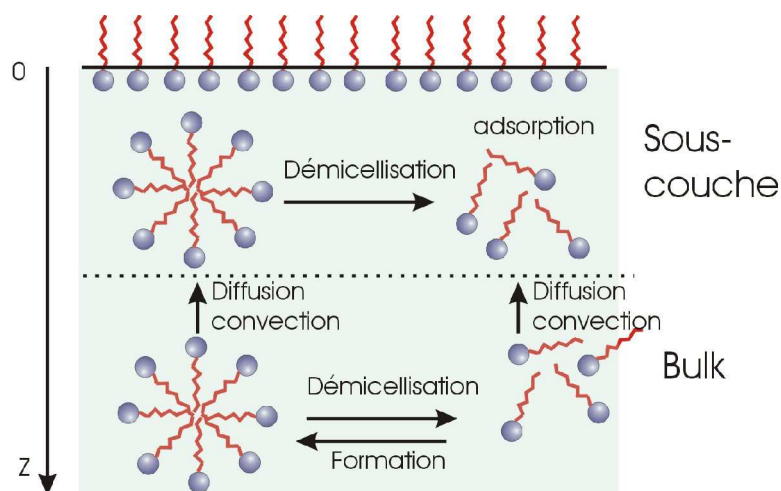


Figure II-5 : Processus d'adsorption des tensioactifs

Effet Marangoni :

Une petite perturbation de l'interface peut modifier l'adsorption des tensioactifs : ce peut être un écoulement du liquide ou une déformation locale. Il n'y a plus d'équilibre entre l'interface et le bulk. Ce dernier est rétabli par des échanges entre le bulk et la surface. Dès que les tensioactifs s'adsorbent à l'interface, ils poussent les molécules déjà adsorbées ce qui entraîne le liquide adjacent et provoque des mouvements convectifs dans le bulk. Il en résulte un gradient de tension de surface non équilibré. Ceci provoque une contre-réaction tendant à restaurer l'uniformité de la distribution de tensioactifs en surface engendrant ainsi un écoulement dans le liquide adjacent à la surface. C'est une des formes de l'effet Marangoni (Figure II-6). C'est une conséquence de l'absence de glissement entre la monocouche et le bulk à cause de la viscosité du liquide.

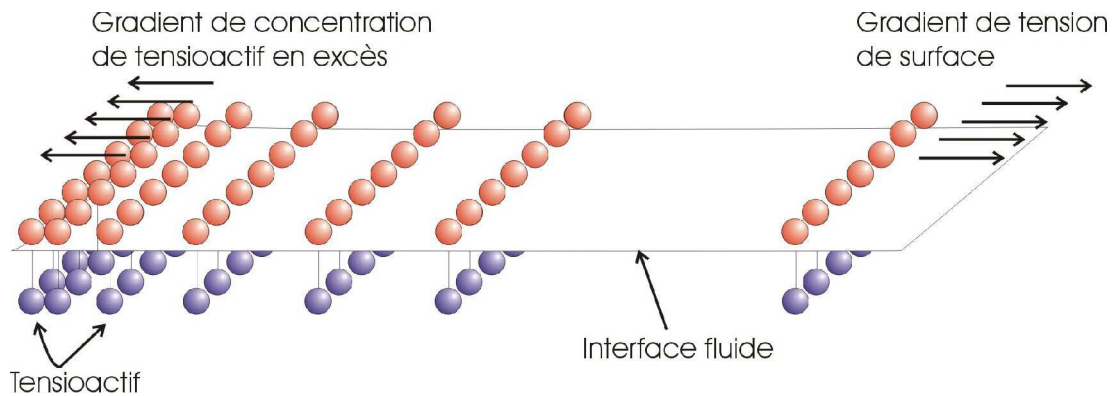


Figure II-6 : Effet Marangoni sur une surface plane.

Solutions de plusieurs tensioactifs :

Dans un mélange de tensioactifs et de molécules insolubles, ces dernières peuvent être solubilisées par les micelles du tensioactif soluble ce qui supprime en partie leur adsorption en surface car elles n'interviennent plus dans l'équilibre chimique surface/bulk. Lu et al., 2000⁵ l'ont mis en évidence en mesurant, par réflexion de neutrons, l'excès en surface de dodécanol, cf. Figure II-7, pour deux concentrations différentes de SDS : juste avant la cmc, 0.0067 M et juste après la cmc 0.009 M. Les deux isothermes sont complètement différentes. Juste avant la cmc l'adsorption du dodécanol montre une isotherme typique d'adsorption de Langmuir : l'adsorption augmente jusqu'à une valeur-limite qui est atteinte lorsque la concentration en dodécanol par rapport au SDS est égale approximativement à 0.75 wt% ; ceci correspond à une concentration absolue de $8 \cdot 10^5 M$ ($1.4 \cdot 10^3$ wt%). Au-dessous de la cmc, l'adsorption varie linéairement avec la concentration en dodécanol et tend vers la valeur-limite décrite ci-dessus sans jamais l'atteindre. En dessus de la cmc, le dodécanol est solubilisé dans les micelles et l'adsorption en surface est partiellement supprimée jusqu'à saturation complète des micelles.

⁵ Lu, J.R., Thomas, R.K., & Penfold, J. 2000. Surfactant layers at the air/water interface: Structure and composition. *Advances in Colloid and Interface Science*, 84(1), 143-304.

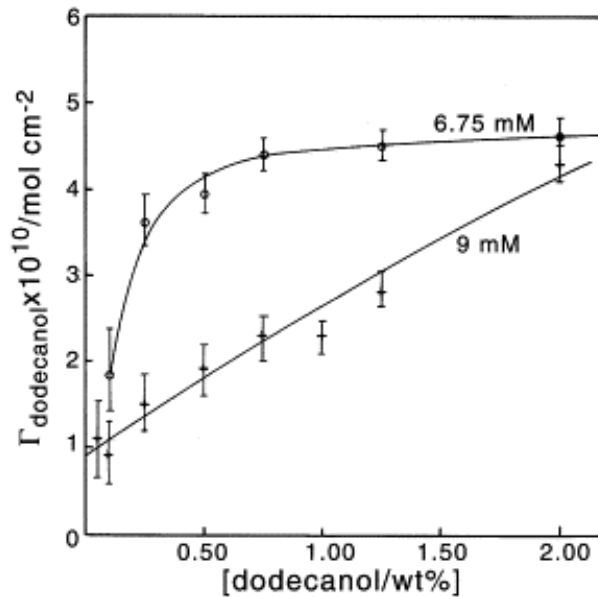


Figure II-7 : Excès de dodécanol en surface déterminé par réflexion de neutrons, pour deux concentrations de SDS : 0.0067 M et 0.009 [Lu et al., 2000]⁵

-II-2.2 Mousse à l'échelle intermédiaire : film, bord de Plateau, nœud

L'équilibre de la mousse est atteint quand son énergie libre est minimale, c'est-à-dire quand la surface est minimale. Un liquide a toujours tendance à prendre une forme lui donnant la plus faible surface ; ainsi, en apesanteur, une goutte prend la forme d'une sphère. Plateau, 1873⁶ fut l'un des premiers physiciens à s'intéresser à l'existence de surface minimale pour des formes variées. Il utilisait des armatures de fil de fer et les plongeait dans des solutions savonneuses, créant ainsi des interconnexions de films. A partir de ses observations, il a pu définir expérimentalement des lois régissant la structure de la mousse sèche polyédrique, connues sous le nom des Lois de Plateau : les films se rencontrent trois par trois avec un angle de 120° entre eux, formant ainsi un canal appelé bord de Plateau. Les bords de Plateau se rencontrent quatre par quatre, formant un angle de $\arccos(1/3) \approx 109,5^\circ$, qui correspond à l'angle des intersections des hauteurs d'un tétraèdre. Les lois de Plateau traduisent l'équilibre thermodynamique local et l'équilibre mécanique.

Quand la mousse monodisperse est sèche, elle devient un assemblage de films, de bords de Plateau et de nœuds. Ceux-ci sont placés aléatoirement, en respectant les lois de Plateau. Lord Kelvin⁷ proposa en 1894 une structure de mousse qui est à la base de la théorie classique. Le problème de Kelvin était le suivant : 'comment partitionner un espace en trois dimensions par des cellules de volume égal et de surface minimale ? ' Le résultat est bien connu en 2D, c'est la structure en nids d'abeille, par contre en 3D la solution n'a toujours pas été obtenue. Une solution se nomme cellule de Kelvin, elle est dessinée sur la Figure II-8a. On sait depuis qu'il existe des cellules ayant une surface plus

⁶ Plateau, J.A.F. 1873. *Statique Expérimentale et Théorique des Liquides Soumis aux Seules Forces Moléculaires*.

⁷ Thomson, W. (1882-1911). *Mathematical and Physical Papers*. (6 vols) Cambridge University Press. ISBN 0521054745.

petite. Ces cellules sont dites de Weaire-Phelan⁸, elles sont pour l'instant la meilleure solution au problème de Kelvin. La cellule de Kelvin respecte bien une partie des lois de Plateau (les films se rencontrent trois par trois et les bords de Plateau se rencontrent quatre par quatre), mais elle ne respecte pas les angles. il est impossible de paver périodiquement un espace 3D avec des surfaces planes.

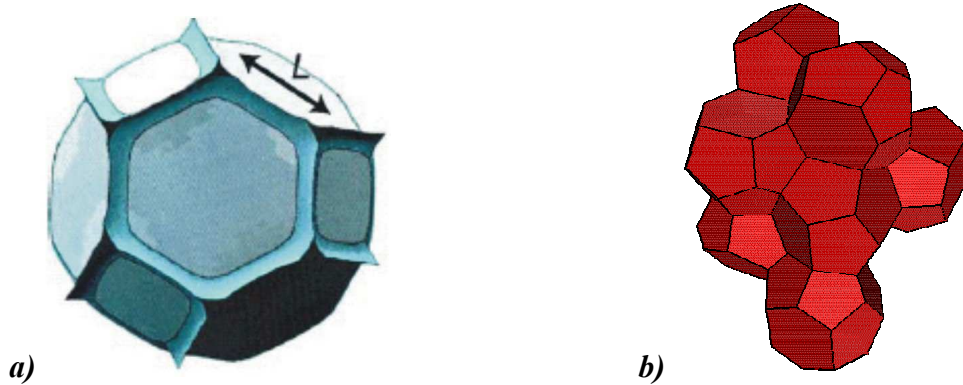


Figure II-8 : a) Schéma d'une cellule tétrakaidécaédrique, figure idéale d'une bulle dans une mousse avec une fraction volumique de liquide : $\varepsilon = 0.005$ (Kraynik⁹). La bulle est composée de 14 films, 12 nœuds et 36 bords de Plateau de longueur L_{bdP} ,

b) Cette cellule de Weaire-Phelan est, pour l'instant, la meilleure solution au problème de Kelvin.

La cellule de Kelvin est inscrite dans une sphère de rayon $R = 2\sqrt{L}$, les 36 arrêtes, i.e. les 36 bords de Plateau, de cette cellule ayant la même longueur L. La surface est composée de 8 hexagones et 6 carrés, qui sont chacun une interface entre deux bulles.

Dans ce cas parfait, la section d'un bord de Plateau est composée de la réunion de trois arcs de cercles de rayon égal r_{bdP} . L'aire de cette section se calcule facilement :

$$A_{bdP} = \delta r_{bdP}^2 \quad (2.5)$$

$$\text{avec } \delta = \sqrt{3} - \frac{\pi}{2} \approx 0,16.$$

-II-3. Rhéologie interfaciale

Nous avons vu précédemment que les tensioactifs s'accumulent à la surface, dans le sens thermodynamique de Gibbs. On peut considérer la surface comme une 'phase' indépendante (monocouche) dont on étudie les propriétés rhéologiques en soi : on parle de rhéologie de surface ou interfaciale. La présence de tensioactifs modifie l'hydrodynamique des systèmes. Levich¹⁰ (1962) a appelé cette discipline l'hydrodynamique physico-chimique.

⁸ Weaire D and Phelan R, "A counterexample to Kelvin's conjecture on minimal surfaces", Phil. Mag. Lett. 69, 107-110 (1994)

⁹ Kraynik A M 1988 *Annu. Rev. Fluid Mech.* 20 325

¹⁰ Levich, V.G., 1962 *Physico-chemical*, Prentice hall

-II-3.1 Mouvement d'une sphère solide ou fluide dans un milieu infini

En 1851, Stokes a calculé la vitesse de sédimentation d'une sphère solide dans un liquide infini pour un nombre de Reynolds faible,

$$\text{Re} = \frac{d\rho U}{\mu} \ll 1, \quad (2.6)$$

la vitesse s'écrit :

$$v_{\infty} = \frac{gd^2\Delta\rho}{18\mu}, \quad (2.7)$$

v_{∞} est appelée vitesse de Stokes, d est le diamètre de la sphère, $\Delta\rho = \rho_{\text{solide}} - \rho_{\text{liquide}}$ est la différence entre la densité de la sphère solide et celle du liquide traversé, μ est la viscosité du liquide et g la gravité.

Rybczynski et Hadamard(1911) ont indépendamment l'un et l'autre généralisé la solution de Stokes (1851) au cas d'une goutte se déplaçant dans un liquide immiscible sous l'effet de la gravité. Dans le cas de la sphère solide il y a adhérence du liquide à la paroi tandis que dans le cas de la goutte, dans le référentielle de la particule, la vitesse n'est pas nulle. La vitesse de Hadamard-Rybczynski s'écrit :

$$v_{HB} = \frac{gd^2\Delta\rho}{6\mu} \frac{(\mu + \mu')}{(2\mu + 3\mu')} \quad (2.8)$$

où μ' est la viscosité du liquide de la goutte. Dans le cas d'une bulle $\mu' \ll \mu$.

Boussinesq (1913) a étudié le cas d'une goutte de mercure en sédimentation. Il a constaté que la vitesse de sédimentation ne vérifiait pas la loi de Hadamard-Rybczynski. En fait, le mercure est un métal de très haute tension de surface ($\sim 500 \text{ mJ/m}^2$), et elle se pollue très facilement. Pour interpréter les résultats expérimentaux, Boussinesq a postulé l'existence d'une viscosité de surface μ_s , l'équivalent 2D de la viscosité 3D du liquide dans le bulk. La résistance aux frictions interfaciales visqueuses tend à solidifier l'interface en diminuant sa mobilité. La vitesse de sédimentation s'écrit alors :

$$V_B = \frac{gd^2\Delta\rho}{6\mu} \frac{\mu + \mu' + \frac{\mu_s}{3d}}{2\mu + 3\mu' + \frac{\mu_s}{d}}. \quad (2.9)$$

-II-3.2 Sédimentation d'une goutte ou d'une bulle dans une solution tensioactive

Dans le cas de solutions tensioactives, un gradient de tension de surface naît du mouvement convectif circulaire des tensioactifs à l'arrière de la goutte. Ceci a pour effet de provoquer des échanges de matière entre la surface et les fluides adjacents et de ralentir la vitesse de sédimentation de la goutte. Levich¹¹ a introduit la notion de viscosité interfaciale dans le cas général. Dans ce cas, la valeur de μ_s traduit les échanges de tensioactifs entre le bulk et la surface. Elle dépend de l'expérience. Il existe une importante littérature sur ce sujet.

Sur la Figure II-9 est reproduite une goutte de liquide soumise à l'effet de la gravité : un gradient de tension de surface apparaît avec le mouvement convectif des tensioactifs. Ce phénomène diminue la vitesse de sédimentation, (Levich, 1962¹¹).

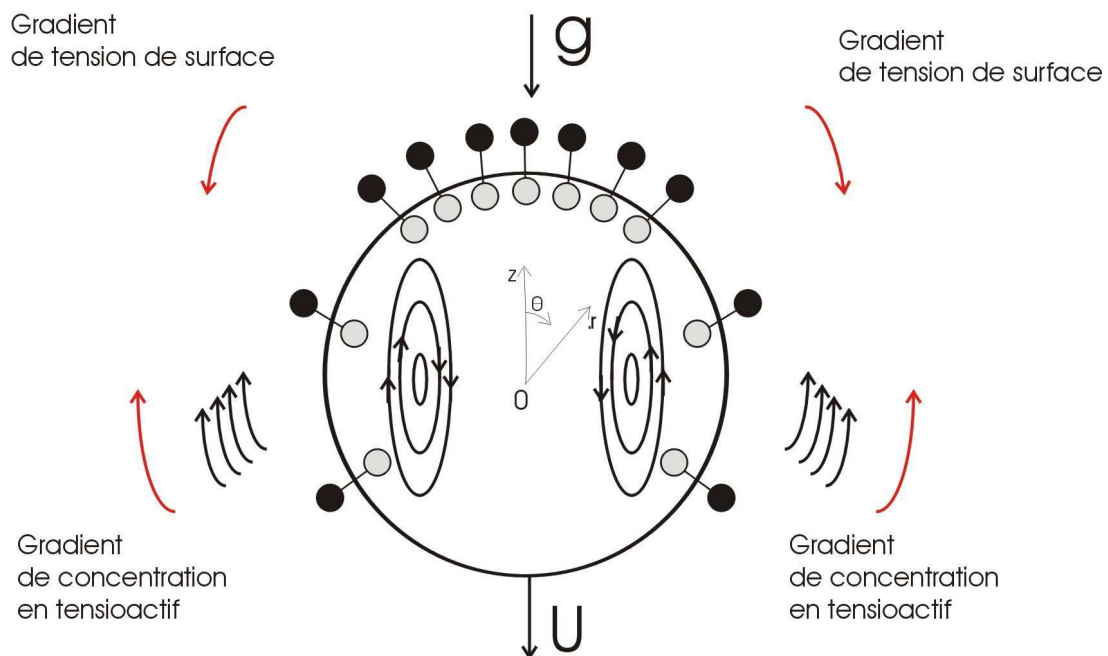


Figure II-9 : Goutte de liquide soumise à l'effet de la gravité : un gradient de tension de surface apparaît avec le mouvement convectif des tensioactifs. Ce phénomène diminue la vitesse de sédimentation.

De nombreuses méthodes expérimentales de mesures de la viscosité de cisaillement de surface existe ne donnant des résultats parfois très différents. En effet, dans la mousse, la viscosité de surface déduite de l'expérience peut être 100 fois supérieure aux mesures effectuées dans des systèmes plus simples. Stevenson, 2005¹² a rassemblé les mesures de la viscosité de surface du SDS par diverses méthodes et pour diverses concentrations dans un tableau (Tableau II-1).

¹¹ Levich, V.G., 1962 Physico-chemical, Prentice hall

¹² Stevenson, P. 2005. Remarks on the shear viscosity of surfaces stabilised with soluble surfactants. *Journal of Colloid and Interface Science*, 290(2), 603-606.

| Investigator | Concentration (g/l) | μ_s ($\mu\text{Pa m s}$) | Method |
|--------------|---------------------|--------------------------------|--|
| 13 | 1.0 | 0.036 | Inferred from velocity profile |
| 14 | 3.0 | 0.02 | Inferred from drainage rate of isolated Plateau border |
| 15 | 10 | 0.08 | Inferred from forced drainage experiments |
| 16 | Not reported | 0.025 | Inferred from observation of black spots on films |
| 17 | Not reported | 0.1 | Not reported |
| 18 | 10.0 | 2.6 | Drag coefficient of a disk |
| 19 | 12.2 | 1.45 | Drag coefficient of a sphere |
| 20 | 1.5 | 0.1 | Rotating wall knife-edge viscometer |
| | 1.8 | 0.4 | " |
| | 2.0 | 1.0 | " |
| | 2.2 | 1.7 | " |
| | 2.5 | 2.2 | " |
| | 3.0 | 2.2 | " |
| | 4.0 | 2.3 | " |
| 21 | 0.25 | 0.02 | Deep-channel surface viscometer |
| | 0.37 | 0.14 | " |
| | 0.5 | 0.32 | " |
| 22 | 7.5 | 50 | " |
| | 15 | 60 | " |
| | 30 | 100 | " |

Tableau II-1 : Valeur de la viscosité de surface de la solution de SDS trouvées par différents auteurs.

¹³ S.A. Koehler, S. Hilgenfeldt, E.R. Weeks and H.A. Stone, *Phys. Rev. Lett. E* **66** (2002), p. 040601

¹⁴ Pitois, O., Fritz, C., & Vignes-Adler, M. 2005. Liquid drainage through aqueous foam: Study of the flow on the bubble scale. *Journal of Colloid and Interface Science*, 282(2), 458-465.

¹⁵ A. Saint-Jalmes, Y. Zhang and D. Langevin, *Eur. Phys. J. E* **15** (2004), p. 53.

¹⁶ K.J. Mysels, S. Shinoda and S. Frankel, *Soap Films: Studies of Their Thinning and a Bibliography*, Pergamon, Elmsford, NY (1959).

¹⁷ D.O. Shah, N.F. Djabbarah and D.T. Wasan, *Colloid Polym. Sci.* **256** (1978), p. 1002

¹⁸ C. Barentin, C. Ybert, J.-M. di Meglio and J.-F. Joanny, *J. Fluid Mech.* **397** (1999), p. 331.

¹⁹ J.T. Petkov, K.D. Danov, N.D. Denkov, R. Aust and F. Durst, *Langmuir* **12** (1996), p. 2650.

²⁰ A.M. Poskanzer and F.C. Goodrich, *J. Phys. Chem.* **79** (1975), p. 2122.

²¹ P.A. Harvey, A.V. Nguyen, G.J. Jameson and G.M. Evans, *Miner. Eng.* **18** (2005), p. 311.

²² A. Patist, T. Axelberd and D.O. Shah, *J. Colloid Interface Sci.* **208** (1998), p. 259.

-II-4. Ecoulement dans un réseau de bords de Plateau

Ces dernières années, les résultats expérimentaux obtenus à partir de l'observation macroscopique d'une mousse ont montré que les mécanismes microscopiques locaux (cellule unitaire composée de bords de Plateau connectés par un nœud) doivent influencer les comportements macroscopiques. Ce constat est à la base des modèles de drainage proposés.

-II-4.1 Drainage dans un bord de Plateau

Pour étudier le drainage d'une mousse en fonction de la mobilité des interfaces Leonard & Lemlich, 1965²³ ont modélisé la mousse par un seul bord de Plateau et étudié le couplage entre le bulk et la surface.

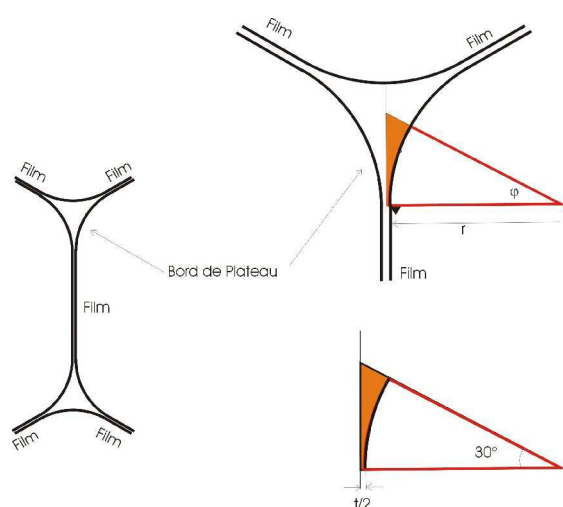


Figure II-10 : bord de Plateau

Ils ont considéré que les surfaces dans un bord de Plateau, caractérisées par la viscosité de surface μ_s , ne sont pas complètement rigides sans pour cela considérer les échanges de matière bulk-surface. Ils ont alors analysé le couplage entre l'écoulement dans le bulk et en surface en supposant :

- que les trois coins du bord de Plateau étaient fixes et connectés entre eux par des films,
- et qu'un cisaillement pouvait se produire en surface.

L'analyse dimensionnelle de ce problème fait ressortir un paramètre sans dimension défini comme le rapport entre d'une part le produit de la viscosité du liquide μ et du rayon de courbure r et d'autre part la viscosité de cisaillement de surface μ_s :

$$M = \frac{\mu r_{bdP}}{\mu_s} \quad (2.10)$$

avec $r_{bdP} = L\sqrt{\frac{3}{\delta}}$, $\delta = 0,16$ est le coefficient géométrique.

²³ Leonard, R.A., & Lemlich, R. 1965. A study of interstitial liquid flow in foam. *AIChE J.*, 11(1), 18-25.

M , qui est l'inverse du nombre de Boussinesq, s'appelle la mobilité de l'interface. Pour une zone de mousse de fraction liquide ε dont les bulles sont de diamètre D , la mobilité M a été calculée par Saint-Jalmes et al.¹⁵ :

$$M = \chi \frac{\mu D \sqrt{\varepsilon}}{\mu_s} \quad (2.11)$$

avec $\chi = 1/(c\sqrt{\delta}) = 0.9$ où $c=2,7$.

Pour les valeurs faibles de M , c'est-à-dire pour des solutions ayant une grande viscosité de surface, le couplage et la mobilité de surface sont faibles, par suite l'écoulement reste proche d'un écoulement de type Poiseuille. Des différences apparaissent dès que M prend une valeur proche de 0,1.

Peu d'études expérimentales ou numériques ont été effectuées au niveau local. Elles ont permis toutefois d'appréhender les paramètres nécessaires à la conception d'un modèle d'écoulement. Les théories de Leonard & Lemlich, 1965 sont aussi à la base des modèles de drainage actuels.

Nguyen, 2002²⁴, a étudié l'influence de la viscosité de surface sur le drainage du liquide dans un bord de Plateau. L'équation simplifiée de Navier-Stokes qui gouverne le mouvement du liquide, est résolue numériquement. Il obtient une expression simple qui relie la vitesse moyenne \bar{v} , dans un bord de Plateau idéal, à la section A du bord de Plateau, à la viscosité de volume μ , et au gradient de pression dP/dl :

$$\bar{v} = \frac{A}{\mu} \frac{dP}{dl} \left\{ \frac{0,0655 \times Bo^{-1/2}}{0,209 + Bo^{0,628}} + 0,02 \right\} \quad (2.12)$$

avec $Bo = \frac{\mu_s}{\mu R}$ est le nombre de Boussinesq.

Koehler et al., 2002a²⁵ ont étudié numériquement et observé expérimentalement le profil d'écoulement à l'intérieur du bord de Plateau et à l'intérieur d'un nœud, ceci au sein même de la mousse et aux parois, pour des solutions de différentes viscosités de surface : protéines, tensioactifs ioniques et anioniques.

Trois mousses ont été retenues :

- une mousse de protéine formée à partir d'une solution de sérum d'albumine bovine (BSA) et de propylène glycol alginate (4g/L), de pH=4.
- une mousse de SDS ($\approx 1g/L$) à base de tensioactif anionique.
- une mousse de Tween20 à base de surfactant non ionique.

²⁴ Nguyen, A.V. 2002. Liquid drainage in single Plateau borders of foam. *Journal of Colloid and Interface Science*, 249(1), 194-199.

²⁵ Koehler, S.A., Stone, H.A., Hilgenfeldt, S., & Weeks, E.R. 2002. Drainage of single plateau borders: Direct observation of rigid and mobile interfaces. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 66(4 1).

La viscosité de volume μ de ces solutions est respectivement de 0.07 g/cm/s pour la BSA et de 0.01 g/cm/s pour le SDS. Pour la solution à base de protéines, les interfaces de la mousse sont rigides : $10^{-3} < \mu_s < 2 \text{ g/s}$ et $M \approx 10^{-2}$. Par contre, le SDS et le Tween20 donnent des mousses avec des conditions d'interfaces mobiles : $4 \cdot 10^{-6} < \mu_s < 4 \cdot 10^{-5} \text{ g/s}$ et $M \approx 2$.

L'écoulement est visualisé à l'aide de traceurs, le profil est celui attendu :

- pour la BSA, ils ont obtenu un profil de Poiseuille (Figure II-11),
- pour le SDS, ils ont obtenu un écoulement 'quasi bouchon', même s'il existe une légère dissipation sur les interfaces air-liquide.

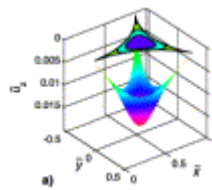


Figure II-11 : Représentation d'un écoulement de Poiseuille dans un bord de Plateau [Koehler et al., 2004]²⁶

Leur modélisation reprend les hypothèses de Leonard et Lemlich²³ et prend en compte la viscosité de surface tout en négligeant l'effet Gibbs-Marangoni dû aux variations de concentration aux interfaces, la vitesse est supposée nulle à la jonction des films. Koehler et al.²⁶ ont confirmé que les petites molécules de tensioactif donnent des interfaces mobiles, alors que les molécules de protéines donnent des interfaces rigides.

-II-4.2 Drainage forcé dans une mousse aqueuse : mousse à l'échelle globale

Weaire et al.²⁷ ont réalisé la première expérience de drainage forcée. Cette expérience consiste à observer le passage d'un front de liquide dans une colonne de mousse initialement sèche.

-II-4.2.1. Modèle de Trinity

Weaire et ses collaborateurs du Trinity College (Dublin) [Verbist et al., 1996²⁷, Weaire et al., 1997²⁸] ont développé un modèle de drainage basé sur les travaux de Lemlich et al. et sur l'analyse réalisée par Kraynik [Kraynik, 1988]²⁹ qui néglige les forces capillaires.

²⁶ Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 2004. Foam drainage on the microscale: I. Modeling flow through single Plateau borders. *Journal of Colloid and Interface Science*, 276(2), 420-438.

²⁷ Verbist, G., Weaire, D., & Kraynik, A.M. 1996. The foam drainage equation. *Journal of Physics Condensed Matter*, 8(21), 3715-3731.

²⁸ D. Weaire, S. Hutzler, G. Verbist and E. Paldal, A Review of foam drainage, *Advances in Chemical Physics*, 102:315-374, 1997

²⁹ Kraynik, A.M. 1988. Foam flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 20, 325-357.

Ce modèle fait l'hypothèse que la dissipation visqueuse se produit essentiellement dans les bords de Plateau et qu'elle est négligeable dans les nœuds et les films. La vitesse est supposée nulle aux parois. L'écoulement du liquide est supposé se faire essentiellement dans le bord de Plateau. Le nombre de Reynolds étant faible, l'écoulement stationnaire, le fluide newtonien et incompressible, on peut faire l'hypothèse de lubrification. Dès lors, l'écoulement du liquide dans le bord de Plateau peut être considéré comme étant du type Poiseuille.

Compte tenu de ces hypothèses l'équation de Navier Stokes s'écrit :

$$\rho \vec{g} - \vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{v} = 0, \quad (2.13)$$

Dans le cas d'une expérience de drainage forcé, la vitesse du front peut alors s'écrire :

$$V_f = K_C^0 \frac{\rho g L^2}{\mu} \varepsilon \quad (2.14)$$

où K_C^0 est la perméabilité, celle-ci est constante et égale à 0.0066 (ceci vient de la forme de la section du bord de Plateau), ρ est la densité du liquide, μ est la viscosité dynamique de cisaillement, L est la longueur du bord de Plateau et ε la fraction volumique du liquide.

Etant ainsi en condition de surface rigide, la vitesse de front en fonction du débit Q est donnée par :

$$V_f \propto (Q/S)^{1/2}, \quad (2.15)$$

-II-4.2.2. Modèle de Harvard

En 1999, Koehler, Hilgenfeldt et Stone à Harvard (USA) développèrent une approche différente qui généralise le modèle de Trinity, [Koehler et al., 1999³⁰ et 2000³¹]. Dans leur modèle, les nœuds ne sont plus négligés. L'équation de drainage du modèle de Harvard est la loi de Darcy appliquée à la mousse (milieu poreux particulier) :

$$\vec{v}_M = \frac{k(\phi_l)}{\mu} (-\vec{\nabla}_M p + \rho \vec{g}), \quad (2.16)$$

où \vec{v}_M est la vitesse moyenne dans le milieu, le gradient moyen de pression qui est constitué du gradient moyen $\vec{\nabla}_M p$ de la pression capillaire et de la force gravitationnelle $\rho \vec{g}$, et où $k(\phi_l)$ est la perméabilité du milieu qui dépend de la longueur du canal L , de ε , et de la mobilité interfaciale due au surfactant.

Cette équation n'est soluble analytiquement que si le système est dominé, soit exclusivement par les bords de Plateau (modèle de Trinity), soit exclusivement par les nœuds (modèle de Harvard).

³⁰ Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 1999. Liquid flow through aqueous foams: The node-dominated foam drainage equation. *Physical Review Letters*, 82(21), 4232-4235.

³¹ Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 2000. Generalized view of foam drainage: Experiment and theory. *Langmuir*, 16(15), 6327-6341.

L'évolution de la dissipation dans la structure élémentaire composée d'un bord de Plateau terminé par deux quarts de nœud est la justification de la loi donnant \bar{v}_M et de l'expression de la perméabilité $k(\phi_l)$. Les termes inertiels sont considérés comme négligeables. Le travail des forces de pression et de pesanteur par unité de volume de la mousse dû à la pression et à la gravité est égal à la dissipation visqueuse.

Dans le cas des interfaces liquide-air mobiles, la surface glisse sans contrainte, nous sommes en écoulement de type 'bouchon', la vitesse est constante sur toute la section du bord de Plateau. La dissipation hydrodynamique se fait par les nœuds, jonction de quatre écoulements de bord de Plateau, elle devient prédominante. La vitesse de front s'écrit :

$$V_f \propto (Q/S)^{1/3} \quad (2.17)$$

-II-4.2.3. Transition entre les deux modèles : la mobilité de surface

Les deux modèles précédents laissent beaucoup de questions non résolues compte tenu de la complexité du système. Ces modèles décrivent seulement les cas extrêmes de la mobilité de surface. Ils correspondent à des descriptions expérimentales, mais la question de la mobilité de surface n'est pas complètement maîtrisée en raison du grand nombre de paramètres qui interviennent.

Or, parmi ces paramètres quel est celui qui domine ? Les propriétés de surface semblent importantes, les paramètres géométriques de la mousse, comme la fraction volumique de liquide et la taille des bulles, ont aussi un effet important sur la transition entre les deux régimes.

Dans leur article, Saint-Jalmes³² et al. simplifient les différentes corrections effectuées dans la simulation en retenant une forme simple de l'expression de la vitesse. Cependant les courbes de tendance, auxquelles ils aboutissent, ne décrivent la vitesse que pour des faibles M , jusqu'à $M=10$. Ils considèrent la mousse comme un ensemble de résistances hydrodynamiques en série donné par :

- dans les nœuds, $R_n \sim 1/K_n$,
- dans les bords de Plateau, $R_c \sim 1/K_c$.

La vitesse du front s'écrit alors :

$$V_f = \frac{\rho g L^2}{\mu} K_c^0 (1 + aM^b) \varepsilon = \frac{\rho g L_{bdP}^2}{\mu} K_c^0 \left(1 + a \left(\chi \frac{\mu D \sqrt{\varepsilon}}{\mu_s} \right)^b \right) \varepsilon \quad (2.18)$$

avec $a=1,55$ et $b=0,75$ pour Leonard & Lemlich, 1965³³, et Desai et al. 1982³⁴ et avec $a=2,4$ et $b=1$ pour Nguyen²⁴ 2002.

³² Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

³³ Leonard, R.A., & Lemlich, R. 1965. *A study of interstitial liquid flow in foam*. *AIChE J.*, 11(1), 18-25.

³⁴ D. Desai, R. Kumar, *Chem. Eng. Sci.* 37, 1361 (1982).

Leurs corrections sur la vitesse de front n'ont qu'un faible effet sur le coefficient de la loi de puissance pour des M grands $V \propto (Q/S)^{0.6}$. Leur principal effet porte sur le pré-facteur de la loi de puissance : plus la surface est mobile, plus la résistance hydrodynamique décroît.

Le couplage bulk et écoulements de surface peut se décrire d'une autre façon. Saint-Jalmes et al. ont introduit un second paramètre de mobilité, $N = \frac{\mu D_{eff}}{E.r}$, où D_{eff} est le coefficient de diffusion de surface effective et E le module élastique de surface. Si N est faible, il n'y a pas d'écoulement de surface et $n = 0.5$ avec $V_f \approx (Q/S)^n$. Si N est grand, les écoulements de surface sont importants, ils prédisent alors une valeur de n égale à $1/3$.

Dans la limite du modèle de 'surface mobile' (M ou N grand), l'écoulement dans le bord de Plateau correspond à un écoulement 'bouchon' et la dissipation prédominante se fait dans les nœuds (modèle Harvard).

Dans le cas du régime intermédiaire, la vitesse de front du liquide est donnée par :

$$V_f = \frac{\rho g L_{bdP}^2}{\mu} \varepsilon \left(\frac{1}{(1/A)R_c(M,N) + (1/B)\sqrt{\varepsilon}/R_n(M,N)} \right) \quad (2.19)$$

où $A=2$ et $B=0.9$.

Dans ces conditions, il est possible de prédire la variation de R_c et K_c connaissant le paramètre M .

L'expression (2.19) montre que :

- Si la mobilité est faible, la résistance hydrodynamique du bord de Plateau est forte ($K_c \ll K_n$) et l'on retrouve l'équation (2.14).

$$\Rightarrow V_f \approx (Q/S)^{1/2}$$

- Si la mobilité est forte, la résistance hydrodynamique du bord de Plateau est faible ($K_c \gg K_n$) et l'on retrouve l'équation (2.16).

$$\Rightarrow V_f \approx (Q/S)^{1/3}$$

- Si nous sommes dans le cas intermédiaire, seul l'équation (2.19) peut décrire la vitesse de front.

$$\Rightarrow V_f \approx \varepsilon^\beta \approx (Q/S)^n \text{ où } 1/3 < n < 1/2 \text{ et } 1/2 < \beta < 1$$

Ce modèle ne décrit pas le comportement du drainage pour des petites bulles et de l'ajout de viscosant. De plus, ce modèle comporte deux paramètres ajustables : R_n et R_c par l'intermédiaire de μ_S .

-II-4.2.4. Contribution des films au drainage ?

D'une manière générale, dans toutes les études, les effets des films sont négligés et les angles de contact entre le bord de Plateau et les films sont considérés comme nuls. Or, dans sa thèse³⁵, Carrier a observé, pendant le drainage, des circulations de liquide dans les films et des pincements au niveau des bords de Plateau.

Par ailleurs, l'hypothèse des angles de contact nuls est aussi contestable. En effet, elle suppose que les films sont suffisamment épais pour que les effets de pression de disjonction soient négligeables. Or, Ivanov et al. ont montré que l'angle de contact entre un ménisque de liquide et le film pouvait ne pas être nul et même atteindre 10 à 20 degrés [Ivanov et al., 1992]³⁶. L'évolution de cet angle suit celle de la pression ΔP . Or, pour une fraction volumique liquide donnée, ΔP augmente quand la longueur des bords de Plateau augmente. Il s'en suit une variation de la topologie des bords de Plateau et des nœuds selon la taille des bulles. Carrier fait l'hypothèse que cette variation d'angle affecte le drainage et le rend dépendant de taille des bulles.

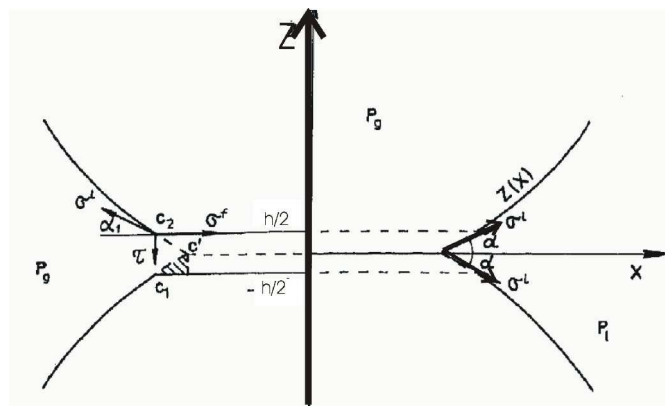


Figure II-12 : contact entre un film et un ménisque. [Ivanov et al., 1992]

Enfin, les conditions aux limites du bord de Plateau peuvent aussi être influencées par la variation d'épaisseur des films. Pour vérifier cette hypothèse, Carrier a mesuré, en drainage forcé, l'épaisseur d'un film quasi-vertical à l'intérieur d'une mousse (1^{ière} couche de bulles). Il observe ainsi in situ un couplage entre les films et l'écoulement de liquide dans la mousse. Il montre que l'épaisseur des films dépend du débit et de la nature de la solution constituant la mousse. Pour différentes longueurs de bord de Plateau (2,5 et 3mm) et différentes solutions-mères : SDBS 0,1% et du SDBS 0,5%, cette épaisseur reste homogène et croît quand le débit augmente.

Carrier peut ainsi proposer une nouvelle description de l'écoulement en intégrant la contribution des films. Supposant en première approximation, d'une part qu'il existe un écoulement dans les films, d'autre part, que l'écoulement transverse, perpendiculaire à l'écoulement global qui va des films vers les bords de Plateau, est négligeable.

Il peut écrire l'équation de Stokes pour les films de la manière suivante :

³⁵ Thèse de Vincent Carrier, *stabilité comparée des mousses et des émulsions aqueuses*, soutenue à Bordeaux I

³⁶ Ivanov, I.B., Kralchevsky, P.A., Dimitrov, A.S., & Nikolov, A.D. 1992. Dynamics of contact lines in foam films. *Advances in Colloid and Interface Science*, 39, 77-101.

$$\int_{V_{film}} (-\vec{\nabla}P + \rho\vec{g})dV = -\eta \left(\int_{V_{film}} \Delta_i \vec{v}_i dV \right) \quad (2.20)$$

où V_{film} est le volume moyen d'un film :

$$V_{film} = \frac{1}{7} A_{film} \times h \approx \frac{1}{7} \times 27 \cdot L_{bdP}^2 \cdot (1 - 1.52\sqrt{\varepsilon})^2 \times h \quad (2.21)$$

où A_{film} est la surface occupée par les films sur une bulle, h est l'épaisseur des films moyens et le coefficient $1/7$ traduit l'existence de 7 films entiers sur un tétraikadodécaèdre.

Ceci conduit à l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{a}{L_{bdP}^2} \left(1 + 3.98 \sqrt{\frac{a}{L_{bdP}^2}} \right) + 1.19 \frac{h}{L_{bdP}} (1 - 1.52\sqrt{\varepsilon})^2 \quad (2.22)$$

Il est à noter que, pour ce modèle, cas limite où toute la solution est dans les films, le débit est une fonction puissance de la fraction volumique de liquide : Q est équivalent à ε^β avec $\beta = 3$. Dans le cas intermédiaire, où la contribution des films et des bords de Plateau sont du même ordre de grandeur, l'exposant est compris entre $1.5 < \beta < 3$.

-II-4.3 Interaction hydrodynamique entre une sphère et la paroi

-II-4.3.1. Paramètre du problème

La connaissance de la traînée d'une particule dans son déplacement au sein d'un liquide permet d'évaluer son mouvement quand elle est proche de la paroi. Nous nous intéressons à un système à faible nombre de Reynolds pour des fluides Newtoniens. Plusieurs expériences mettent en lumière l'effet de bord dans des géométries variées ouvertes ou confinées.

Le paramètre f permettant de quantifier les effets de parois est défini par le facteur de paroi :

$$f = \frac{v_\infty}{v} \quad (2.23)$$

où v est la vitesse de sédimentation de la sphère dans le système étudié et v_∞ la vitesse de Stokes définie par la relation (2.7).

Les considérations dimensionnelles suggèrent que le facteur de correction, f , peut être défini en fonction du nombre de Reynolds Re et du rapport des diamètres, $\lambda = d/D$. Le paramètre D est lié à la géométrie du système étudié. Lorsque la sphère se déplace dans un canal circulaire, le paramètre D n'est autre que le diamètre de l'ouverture maximale du canal.

La résistance totale du mouvement de la sphère s'écrit en fonction du coefficient de traînée :

$$C_D = (24/Re) \cdot f \quad (2.24)$$

où f est le facteur de correction dû à la présence des parois des canaux.

Par ailleurs, la force de sédimentation s'écrit :

$$F_B \cdot \sin(\theta) = (1/6) \pi d^3 (\rho_s - \rho) g \cdot \sin(\theta) \quad (2.25)$$

où d est le diamètre de la sphère.

-II-4.3.2. Mouvement d'une dans un canal

Miyamura et al., 1981³⁷ ont observé la sédimentation d'une sphère solide dans des canaux verticaux de formes triangulaire (Figure II-13), cylindrique et rectangulaire.

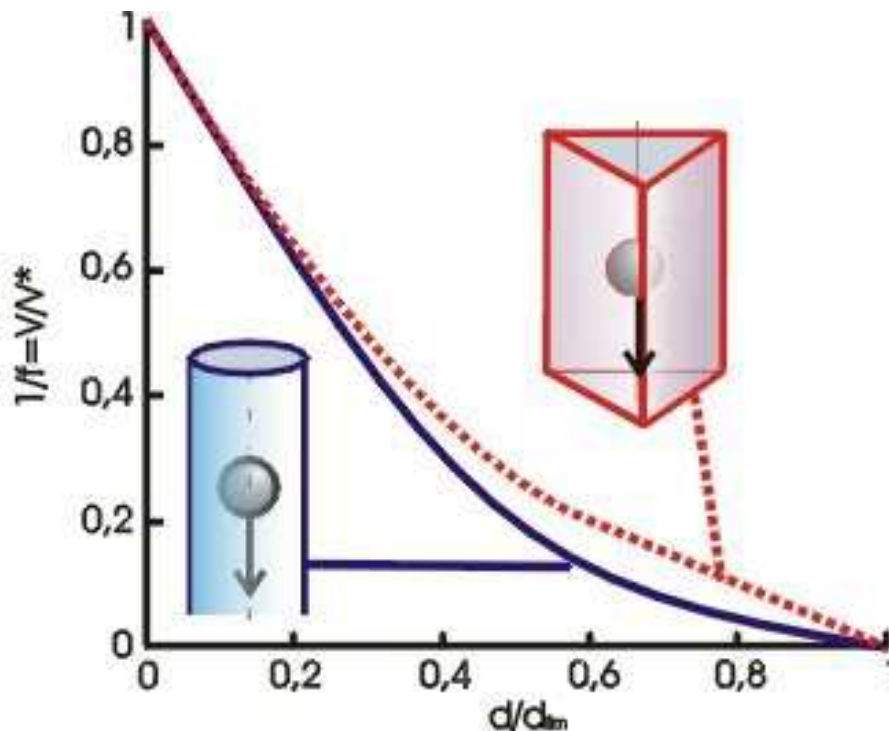


Figure II-13 : Sédimentation d'une sphère dans un canal vertical de section circulaire de section triangulaire. λ est le rapport entre d diamètre de la sphère et d_{lim} le diamètre du cercle inscrit dans la section.

Dans les deux cas, la particule est soumise à un effet de contre-écoulement. En effet, la particule en sédimentant pousse le liquide, qui en remontant frotte aux parois. La particule est ainsi freinée. La Figure II-13 montre que la sédimentation est favorisée par la section triangulaire.

³⁷ A. Miyamura, S. Iwasaki and T. Ishii, Int. J. Multiphase Flow 7, 41 (1981)

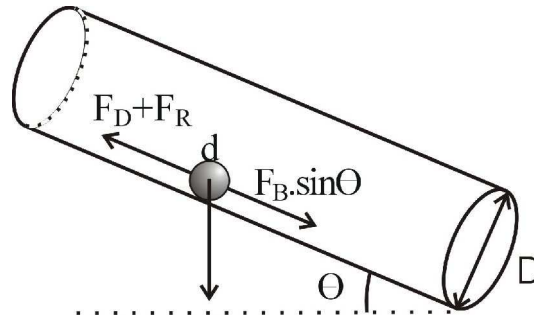


Figure II-14 : Schéma des forces agissant sur la sphère dans un canal incliné

Chhabra et al., 2000³⁸, observent la sédimentation d'une sphère solide dans un canal cylindrique incliné, la sphère étant en contact avec la surface de la paroi (Figure II-14). Ils ont obtenu expérimentalement les valeurs du coefficient de traînée C_D pour des liquides de différentes viscosités et pour divers diamètres de sphères et de tubes. Pour $Re < 1$, ils obtiennent une constante :

$$C_D = \frac{225}{Re} \quad (2.26)$$

ce qui conduit à un facteur de paroi $1/f$ constant :

$$\frac{1}{f} \approx 0.1 \quad (2.27)$$

-II-4.3.3. Influence de la paroi

Les interactions hydrodynamiques à courte portée jouent un grand rôle dans l'interaction sphères/films. Lee & Leal, 1980³⁹ et plus récemment, Nguyen et Evans, les ont étudiées en simulant le mouvement d'une sphère se déplaçant parallèlement à une paroi mobile, très près de la paroi [Nguyen & Evans, 2004]⁴⁰. Ils ont comparé leurs résultats à ceux obtenus pour le mouvement d'une sphère se déplaçant parallèlement à une paroi rigide effectués par Goldman et al., 1967⁴¹.

Ils observent deux régimes : interaction à longue et à courte portée.

En posant H distance entre la sphère et la paroi plane, R rayon de la sphère, si f^{rig} est le facteur de correction dû à une paroi rigide et f^{mob} est le facteur de correction dû à une paroi mobile, ils trouvent que :

³⁸ R.P. Chhabra, M. Kumar and R. Prasad, Powder Technology 113, 114 (2000)

³⁹ Lee, S.H., & Leal, L.G. 1980. Motion of a sphere in the presence of a plane interface. Part 2. An exact solution in bipolar co-ordinates (Fluid Mechanics). *Journal of Fluid Mechanics*, 98(1), 193-224.

⁴⁰ Nguyen, A.V., & Evans, G.M. 2004. Exact and global rational approximate expressions for resistance coefficients for a colloidal solid sphere moving in a quiescent liquid parallel to a slip gas-liquid interface. *Journal of Colloid and Interface Science*, 273(1), 262-270.

⁴¹ Goldman, A.J., Cox, R.G., & Brenner, H. 1967. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall--I Motion through a quiescent fluid. *Chemical Engineering Science*, 22(4), 637-651.

- pour les interactions à longue portée, $H/R > 10$, $f^{rig} = f^{mob}$ tend vers 1, il n'y a pas d'interaction entre le mouvement de la particule et la paroi,
- pour les interactions à courte portée, en présence d'une paroi rigide, f^{rig} est très grand. Par contre, en présence d'une paroi mobile, le facteur de correction approche la valeur constante $f^{mob} = 0.734$. Ceci montre qu'il y a interaction entre le mouvement de la particule et la paroi.

Dans ce dernier cas, leurs résultats numériques peuvent être ajustés par une expression simple :

$$f = \frac{1.106 + H/R}{1.501 + H/R}, \quad (2.28)$$

et ils prédisent que la vitesse de la particule :

- est nulle avec une 'interface rigide',
- est égale à $1.36V^*$ avec une 'interface mobile'.

Danov et al., 1995a^{42,43} ont étudié par simulation l'influence de la viscosité de surface sur le mouvement d'une particule de rayon a à proximité d'une ou deux interfaces fluides distantes de $2a$. z_2 est la distance du centre de gravité de la sphère à une des parois rapportée au rayon de la particule.

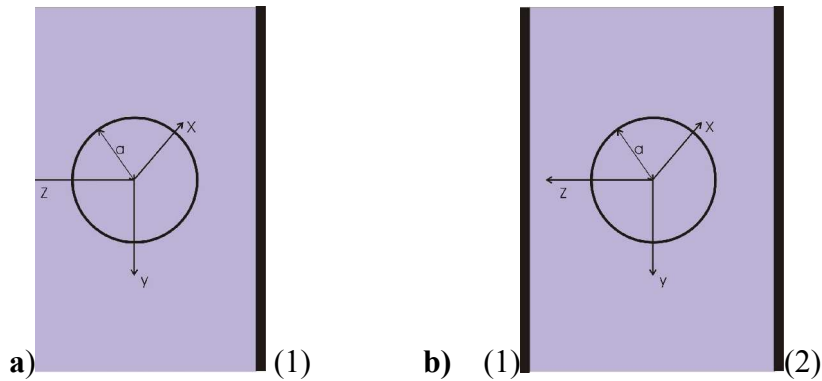


Figure II-15 : géométrie du système : interaction de la particule avec a) une seule interface b) deux interfaces distantes de $2a$

Ils ont quantifié la viscosité de surface et la viscosité de dilatation en fonction du rayon a du bord de Plateau et de la viscosité du liquide :

$$E_k = \frac{\mu_s}{\mu a}, \quad K_k = \frac{\mu_d}{\mu a} \quad (k = 1, 2) \quad (2.29)$$

où K_1 et K_2 sont des nombres sans dimension relatif à la viscosité de dilatation, E_1 et E_2 sont des nombres sans dimension relatif à la viscosité de surface des deux interfaces liquide-gaz. Ces valeurs sont équivalentes au nombre de Boussinesq centré sur la particule.

⁴² Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995. Slow motions of a solid spherical particle close to a viscous interface. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(6), 1169-1189.

⁴³ Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995. Influence of the surface viscosity on the drag and torque coefficients of a solid particle in a thin liquid layer. *Chemical Engineering Science*, 50(2), 263-277.

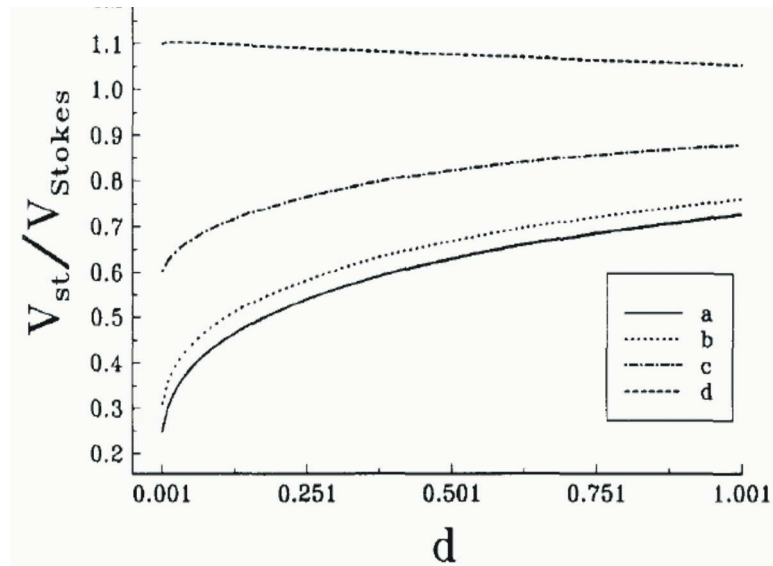


Figure II-16 : Influence du nombre sans dimension relatif à la viscosité de surface sur le facteur de paroi pour une particule distante de d d'une interface fluide, a) interface solide, b) $K=E=100$, c) $K=E=10$, d) $K=E=1$.

La Figure II-16 et la Figure II-17a montrent que la viscosité de surface augmente et que le facteur de paroi $1/f=V/V^*$ diminue. Pour une faible viscosité, la particule est soumise à une accélération qui peut atteindre trois fois la vitesse de Stokes V^* . Par contre (Figure II-17b), la vitesse de translation varie peu en fonction de la distance entre le centre de la sphère et une des interfaces. Quand la viscosité de surface augmente le facteur de paroi diminue :

- pour $E=K=0.1$, $1/f=2$,
- pour $E=K=1$, $1/f=1.4$,
- pour $E=K=10$, $1/f=0.6$.

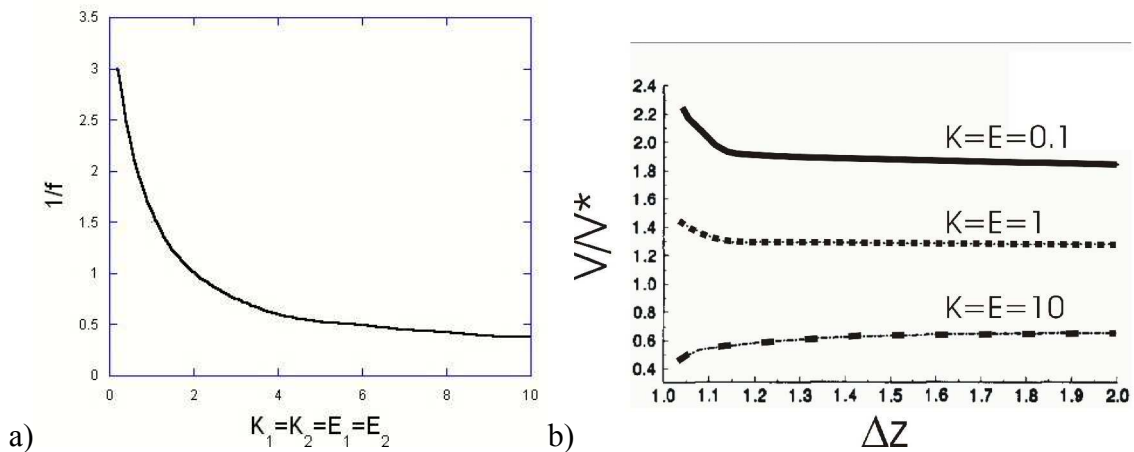


Figure II-17 : a) Influence du nombre sans dimension relatif à la viscosité de surface sur le facteur de paroi pour une particule centrée entre deux interfaces ($z_1=-z_2=2$). b) Influence du nombre sans dimension relatif à la viscosité de surface et de la distance entre le centre de la sphère et une des interfaces sur la vitesse de translation de la particule.

-II-5. Conclusion du chapitre

Tout ce qui précède indique que la mobilité d'interface est le paramètre important qui influe tant sur le drainage que sur le transport des particules dans une mousse aqueuse. Une manière d'agir sur ce paramètre est d'agir sur la physico-chimie de la mousse qui elle-même influence fortement la rhéologie de l'interface. Par ailleurs, pour étudier le mouvement de particules dans la phase liquide de l'écoulement, il est indispensable de connaître en premier lieu la mobilité des interfaces des solutions formant la mousse.

Le dodécanol se révèle être un bon additif pour rigidifier l'interface que ce soit à l'échelle du film [Brown et al., 1953]⁴⁴ ou à l'échelle de la mousse [Durand et al., 1999]⁴⁵. A l'échelle intermédiaire les recherches ont porté essentiellement sur la forme de l'écoulement. De plus, les solutions utilisées par Koehler^{46,47} et al. ont des viscosités différentes. Dans ces conditions, il est difficile de dissocier les effets dus à la viscosité de volume, de ceux dus à la viscosité de cisaillement de surface.

Pour élucider cette question, une étude systématique doit être faite à l'échelle d'un bord de Plateau vertical en ne faisant varier dans la solution qu'un seul paramètre à la fois : concentration en dodécanol ou viscosité de volume. L'équation (2.12) établie par Nguyen et al.⁴⁸ permet de calculer la viscosité de cisaillement de surface en fonction de la perte de charge, du rayon de courbure et du profil du bord de Plateau. Par ailleurs, l'épaisseur des films est aussi mesurée pour quantifier leurs contributions au drainage observés dans les mêmes conditions que par Carrier sur une mousse entière. Ceci fera l'objet du 0

La rhéologie d'interface des solutions utilisées étant ainsi connue, nous pourrions alors étudier l'effet de la mobilité des interfaces sur la sédimentation et l'entraînement des sphères dans un ou deux bords de Plateau. Ceci fera l'objet du 0.

⁴⁴ Brown, A.G., Thuman, W.C., & McBain, J.W. 1953. Transfer of air through adsorbed surface films as a factor in foam stability. *Journal of Colloid Science*, 8(5), 508-519.

⁴⁵ Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. *European Physical Journal E*, 7(1), 35-44.

⁴⁶ Koehler, S.A., Stone, H.A., Hilgenfeldt, S., & Weeks, E.R. 2002. Drainage of single Plateau borders: Direct observation of rigid and mobile interfaces. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 66(4), 1-4.

⁴⁷ Koehler, S.A., Weeks, E.R., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 2004. Foam drainage on the microscale II. Imaging flow through single Plateau borders. *Journal of Colloid and Interface Science*, 276(2), 439-449.

⁴⁸ Nguyen, A.V. 2002. Liquid drainage in single Plateau borders of foam. *Journal of Colloid and Interface Science*, 249(1), 194-199.

Chapitre III

Drainage dans un réseau de bords de Plateau

| | |
|---|-----------|
| -III-1. Solutions | 38 |
| -III-1.1 Solutions étudiées | 38 |
| -III-1.2 Protocole suivi pour la préparation des solutions | 39 |
| -III-1.3 Mesures | 40 |
| -III-2. Dispositif expérimental : Plateau Border Apparatus..... | 40 |
| -III-2.1 Description du PBA | 40 |
| -III-2.1.1. Bord de Plateau | 41 |
| -III-2.1.2. Mesure de Pression | 42 |
| -III-2.1.3. Mesure des profils et des sections du bord de Plateau..... | 44 |
| -III-2.1.4. Détermination de la viscosité de surface | 50 |
| -III-2.1.5. Mesure de l'épaisseur des films | 51 |
| -III-3. Résultats. | 55 |
| -III-3.1 Effet du dodécanol | 55 |
| -III-3.1.1. Perte de charge | 56 |
| -III-3.1.2. Section du bord de Plateau..... | 58 |
| -III-3.1.3. Géométrie du bord de Plateau : profil, angle de contact..... | 59 |
| -III-3.1.4. Détermination de la viscosité de cisaillement de surface | 60 |
| -III-3.2 Effet de la viscosité de volume. | 62 |
| -III-3.2.1. Perte de charge | 62 |
| -III-3.2.2. Section du bord de Plateau..... | 63 |
| -III-3.2.3. Determination de la viscosité de cisaillement de surface | 64 |
| -III-3.3 Mesure de l'épaisseur de film | 65 |
| -III-3.3.1. Evolution de l'épaisseur des films | 65 |
| -III-3.3.2. Lien entre l'épaisseur des films et la perte de charge ΔP | 66 |
| -III-3.3.3. Temps d'équilibre | 68 |
| -III-4. Drainage d'une mousse aqueuse | 68 |
| -III-4.1 Dispositif expérimental pour l'étude globale d'une mousse..... | 68 |
| -III-4.1.1. Formation de la mousse | 69 |
| -III-4.1.2. Mesure de la taille des bulles | 69 |
| -III-4.1.3. Injection du liquide | 70 |
| -III-4.2 Résultats | 72 |
| -III-5. Discussion | 75 |

Comme il a déjà été dit, la mousse est décrite théoriquement comme un réseau de bords de Plateau et de nœuds qui, selon leurs propriétés de surface, freinent plus ou moins l'écoulement de liquide le traversant. Il n'en demeure pas moins qu'à l'heure actuelle, les connaissances sur la résistance hydrodynamique de ces canaux restent limitées. Afin de mieux comprendre le drainage au niveau local, nous avons développé un appareil qui permet de créer un bord de Plateau et de mesurer les paramètres nécessaires à l'évaluation de l'influence de la viscosité de volume et de la viscosité de surface : le Plateau Border Apparatus ou PBA. Cet appareil nous permet d'étudier les effets physico-chimiques d'une solution tensioactive sur le drainage d'un bord de Plateau.

-III-1. Solutions

Il est tout d'abord nécessaire de préciser la composition des solutions tensioactives qui ont fait l'objet de nos investigations.

-III-1.1 Solutions étudiées

Les solutions utilisées sont 3g de SDS, Sodium Lauryl Sulfate $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{SO}_4\text{Na}$ à 98%, (de chez Aldrich), dissous dans 1L d'eau (Millipore 18,2 M Ω .cm), la cmc étant égale à 2,3g/L, avec ou sans ajout d'une quantité variable de dodécanol, DOH, 1-dodécanol 98 %, $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{11}\text{OH}$ (de chez Aldrich). Lorsque la quantité de dodécanol dépasse 0.1g/L la solution présente une couleur opalescente à 22°C. Nous avons vu précédemment avec les expériences de [Koehler et al., 2004; Koehler et al., 2002b]⁴⁶ et que la présence du SDS conduit à la formation d'une mousse avec des parois 'quasi mobiles', alors que l'ajout de dodécanol 'rigidifie' les interfaces, [Saint-Jalmes et al., 2004]⁴⁹. Ce changement de comportement a lieu sans pour autant changer la viscosité de volume.

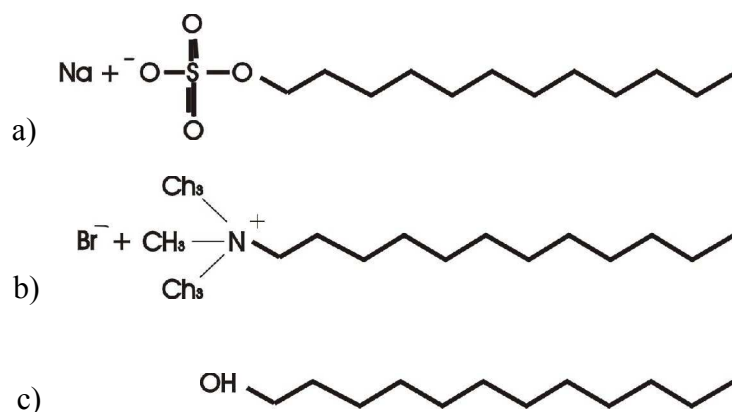


Figure III-1 : tensioactif a) TTAB, b) SDS et c) dodécanol

Les molécules de SDS pouvant être hydrolysées en DOH, une solution pure de SDS peut contenir une quantité non négligeable de DOH indésirable. Nous avons par conséquent utilisé un autre surfactant, le TTAB, Tétradécyltriméthylamonium Bromide $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{13}\text{N}(\text{CH}_3)\text{Br}$ à 99 %, (de chez Aldrich) auquel nous avons également ajouté du

⁴⁹ Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

DOH en quantités variables. La concentration en TTAB utilisée ici correspond à environ trois fois sa cmc, qui est d'environ 1.1g/L. Lorsque la quantité de dodécanol dépasse 0.2g/L, la solution présente une couleur opalescente à 22 °C.

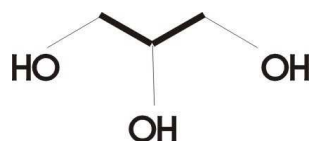


Figure III-2 : Molécule de glycérol

Une proportion variable de glycérol (de chez Aldrich) a, pour certaines solutions, été ajoutée aux solutions pour modifier la viscosité de volume.

-III-1.2 Protocole suivi pour la préparation des solutions

Toute pollution par des antimoissants comme des traces de graisse, d'alcool peut déstabiliser la mousse. La propreté du système est donc importante pour garantir la stabilité du bord de Plateau ou de la mousse pendant l'expérience. Nous dégraissons notre cellule tout d'abord à l'eau pure MilliQ plongée dans un bain à ultra-son, nous la rinçons à l'acétone ensuite à l'alcool. Pour la verrerie, nous ajoutons une étape : nous plongeons notre système dans de l'acide sulfochromique pour éliminer les dernières traces organiques.

Toutes les solutions employées ont été réalisées en suivant le même protocole :

- i) Solution de base : nous versons le SDS (ou le TTAB) dans un 1 L d'eau Millipore 18,2 MΩ.cm (ou dans a% d'1L d'eau avec a=100-b pour une solution finale contenant b% de glycérol). Nous mélangeons la solution, à température ambiante, à l'aide d'un barreau aimanté et d'un agitateur pendant 1h.
- ii) Ajout du co-surfactant : le dodécanol utilisé est en phase solide pour une température inférieure à 22°C. Pour le dissoudre, nous chauffons la solution à une température légèrement inférieure à 30°C. Après 4h d'agitation, nous laissons la solution refroidir à température ambiante.
- iii) Modification de la viscosité de volume : Nous complétons la solution par du glycérol, ajouté petit à petit, sans arrêter l'agitation, jusqu'à obtenir un mélange homogène.

-III-1.3 Mesures

Pour chacune des solutions, nous avons mesuré : la viscosité de volume en utilisant un viscosimètre capillaire, la densité à l'aide d'une fiole jaugée, la température, et enfin la tension de surface par la méthode de Wilhelmy.

| Solution | Composition de la solution | Viscosité μ (mPa s) | Densité | σ (mN/m) |
|---------------|---|----------------------------|-----------|-----------------|
| SDS 0 | 3 g/L SDS | 1.01 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 37± 1 |
| SDS 0.01 | 3 g/L SDS + 0.01g/L DOH | 0.99 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 35± 1 |
| SDS 0.1 | 3 g/L SDS + 0.1g/L DOH | 1.02 ± 0.05 | 1.00±0.01 | |
| TTAB 0 | 3 g/L TTAB | 1.00 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 38± 1 |
| TTAB 0.01 | 3 g/L TTAB + 0.01g/L DOH | 1.01 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 36± 1 |
| TTAB 0.1 | 3 g/L TTAB + 0.1g/L DOH | 0.99 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 28± 1 |
| TTAB 0.2 | 3 g/L TTAB + 0.2g/L DOH | 0.99 ± 0.05 | 1.00±0.01 | 26± 1 |
| TTAB Gly 30 | 3 g/L TTAB+ 30% glycérol | 2.71±0.05 | 1.08±0.01 | 37±1 |
| TTAB Gly 40 | 3 g/L TTAB+ 40% glycérol | 3.98±0.05 | 1.10±0.01 | 37±1 |
| TTAB Gly 45 | 3 g/L TTAB+ 45% glycérol | 5.30±0.05 | 1.11±0.01 | 37±1 |
| TTAB 0.2Gly30 | TTAB 3g/L + 200mg/L DOH + 30% de glycérol | 2.72±0.05 | 1.08±0.01 | 23±1 |
| TTAB 0.2Gly40 | TTAB 3g/L + 200mg/L DOH + 40 % de glycérol | 3.98±0.05 | 1.11±0.01 | 23±1 |

Tableau III-1 : Propriétés physiques des solutions

-III-2. Dispositif expérimental : Plateau Border Apparatus

Le 'Plateau Border Aparatus' ou PBA est un dispositif d'étude d'un bord de Plateau. Il permet de caractériser l'écoulement en mesurant la pression nécessaire pour imposer un débit contrôlé de liquide dans un canal fluide dont on détermine la géométrie pendant l'écoulement. Le PBA reprend dans son principe le montage imaginé par Koczko et al.⁵⁰ [Koczko & Racz, 1987], toutefois ce dernier ne permettait pas d'obtenir une caractérisation précise de la mobilité de l'interface. C'est pourquoi nous avons souhaité faire un véritable instrument pour mesurer cette propriété physique.

-III-2.1 Description du PBA

Pour former un bord de Plateau, cf. Figure III-3, nous utilisons une technique classique déjà employée par Plateau. Une armature est plongée dans la solution moussante. L'élément principal est un étrier spécialement élaboré. Il est composé d'un trépied en inox, emboîté dans un tube de téflon muni d'une prise de pression, par lequel arrive le liquide. Pour éclairer par-dessus le bord de Plateau, une fibre optique est placée en contact avec le tube d'alimentation en téflon. Les trois extrémités libres de ce trépied sont disposées de façon à former un triangle équilatéral. La base de ce tripode est constituée d'un cône inversé qui présente à son sommet un orifice de 1mm de diamètre, lui-même relié à l'arrivée de liquide.

⁵⁰ Koczko, K., & Racz, G. 1987. flow in a Plateau border. *Colloids and Surfaces*, 22(2-4), 97-110.

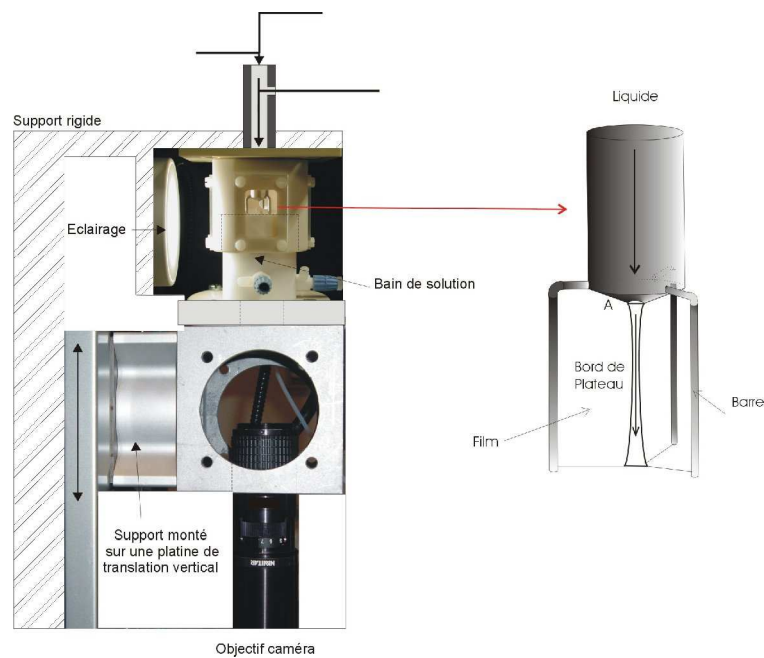


Figure III-3 Le Plateau Border Apparatus et schéma du trépied relié à un réservoir contenant la solution.

L'ensemble est placé dans une cellule qui est fermée de manière à maintenir l'atmosphère saturée en humidité. Cette cellule est composée de deux éléments emboîtés. L'élément de la structure inférieure est une cuve en téflon qui contient la solution et se déplace par rapport à la partie supérieure. La partie supérieure est constitué d'un couvercle fixe à l'intérieur duquel la cuve peut coulisser. Le couvercle fixe contient une fenêtre sur chaque côté. Une plaque lumineuse éclaire l'une des fenêtres d'observation. Enfin, un hublot est disposé au fond de la cuve, il permet d'avoir une vue de dessous du bord de Plateau.

-III-2.1.1. Bord de Plateau

Les longueurs de bords de Plateau obtenues avec ce dispositif varient de 5 à 15 mm. La cellule étant fermée, les bords de Plateau sont stables pendant plusieurs heures ou même des dizaines d'heures. Bien que confortable pour effectuer nos mesures, cette longue durée de stabilité n'est pas forcément indispensable, comme nous le verrons par la suite.

La solution est injectée à l'aide d'un pousse-seringue dont la gamme de débit peut varier de 0.016 à $1.6\text{mm}^3/\text{s}$ (1 à $100\text{mm}^3/\text{min}$). Ces débits correspondent à des vitesses débitantes (0.1 à 10mm/s) qui sont de l'ordre de grandeur des vitesses de front observées dans les expériences de drainage forcé par Durand & Langevin, 2002; Saint-Jalmes et al., 2004⁵¹. Le débit imposé doit être le plus constant possible, car le bord de Plateau est très sensible aux fluctuations de débit. Il est donc nécessaire de bien vérifier que cette condition est réalisée.

⁵¹ Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

La taille du bord de Plateau se règle en déplaçant verticalement la cuve à l'aide d'une platine de translation motorisée. Nous mesurons l'élévation Z_{bdP} du bord de Plateau par rapport au niveau de liquide du bain de solution, cf. Figure III-4 et 5. La longueur de bord de Plateau L_{bdP} est égale à l'élévation du bord de Plateau dont nous avons soustrait la hauteur du ménisque à la base.

Un système de trop plein a été mis en place pour réguler le niveau du liquide dans le bain de solution pendant son injection dans le bord de Plateau. La position de l'interface doit être contrôlée en permanence, car le niveau peut légèrement varier sans que le trop plein ne se déclenche.

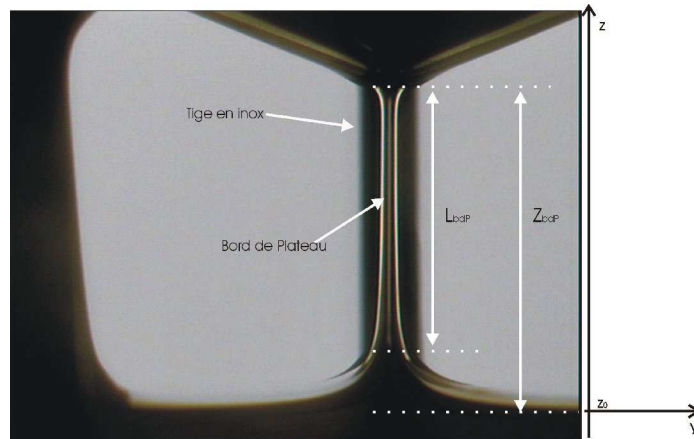


Figure III-4 Elévation de Z_{bdP} et la longueur, L_{bdP} , du bord de Plateau. Définition du système de coordonnées. On prend $z_0=0$ comme origine de l'axe des z .

-III-2.1.2. Mesure de Pression

Pour mesurer la chute de pression le long du bord de Plateau nous avons placé un capillaire dans le tube d'alimentation en liquide (Figure III-5).

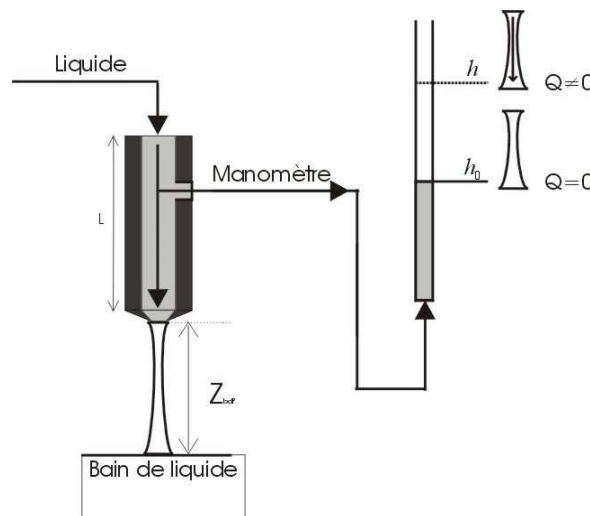


Figure III-5 : Fonctionnement du manomètre, h_0 élévation du liquide à l'équilibre statique, h élévation du liquide à l'équilibre dynamique pour un débit donné.

Le manomètre reste toujours fixe par rapport au bain de solution. Le système est entièrement immergé, toutes les bulles d'air indésirables ont été extraites auparavant. Sur la Figure III-5, h_0 est la hauteur de liquide dans le manomètre correspondant à un bord de Plateau à l'équilibre statique et h est la hauteur de liquide dans le manomètre correspondant à un bord de Plateau en écoulement.

$\Delta P = \rho g (h - h_0)$ est la surpression nécessaire pour imposer un débit donné dans le bord de Plateau, par rapport à la pression d'équilibre statique du système à débit nul, ρ étant la masse volumique du liquide.

La variation du niveau de liquide dans le manomètre est observée à l'aide d'une caméra, munie d'un zoom. Si l'injection du liquide est régulière le mouvement du ménisque est régulier. Si tel n'est pas le cas, elle provoque des anomalies : des sursauts dans le mouvement du ménisque apparaissent et les écarts mesurés diminuent brusquement. La mesure de pression est très précise : 0.1 à 0.2 Pa selon le zoom utilisé. La perte de charge mesurée est due essentiellement au bord de Plateau. Les mesures effectuées dans le cas de petits bords de Plateau montre que la perte de charge devient négligeable. La chute de pression parasite due à l'écoulement dans le tube entre la prise de pression et le bord de Plateau est de l'ordre de 0.01 Pa.

La mesure de la pression s'effectue de la manière suivante : dans un premier temps, le zoom est choisi de manière à pouvoir observer l'évolution du ménisque pour tous les débits étudiés sans bouger la caméra. Ensuite, nous obtenons les points les uns par rapport aux autres en augmentant et diminuant ces débits. Il faut attendre la stabilisation totale du ménisque avant chaque mesure. L'évolution de la couleur des films indique que l'équilibre dynamique du système est bien atteint. Sur la Figure III-6, nous pouvons voir deux images du ménisque de liquide dans le capillaire pour deux débits différents : a) débit 2 mm³/min et b) débit nul. Les niveaux de liquide obtenus pour les débits 5, 10 et 20 mm³/min sont indiqués en rouge.

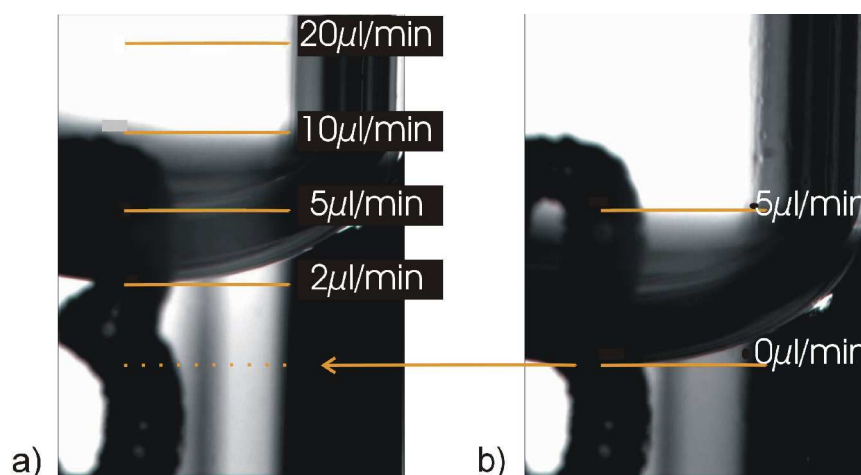


Figure III-6 : a) Niveau du liquide dans le capillaire stabilisé au débit 2 mm³/min pour la solution SDS (3g/L)+DOH(0,1g/L), en rouge : les niveaux de liquide obtenus pour les débits 5, 10 et 20 mm³/min b) niveau du liquide dans le capillaire stabilisé au débit nul pour la solution SDS (3g/L), en trait plein : le niveau obtenu pour le débit mm³/min de la solution SDS (3g/L)+DOH(0,1g/L). Le zéro obtenu est le h_0 des deux solutions pour une élévation du bord de Plateau identique.

La valeur initiale qui correspond à l'équilibre statique, est cruciale pour obtenir une courbe complète et doit être mesurée très soigneusement. Il est important de laisser se drainer entièrement le bord de Plateau et d'attendre la stabilisation complète. La position du 'zéro' est repérée sur le capillaire pour le système statique. Cette position ne dépend que de la densité ρ du liquide et peut donc être conservée pour les solutions de même densité. Ceci est utile dans le cas de certaines solutions retenues pour lesquelles il n'est pas possible d'obtenir la hauteur de bord de Plateau, par exemple, pour les solutions qui ont une tension de surface faible, cf. Figure III-6.

Nous avons vu précédemment que le niveau de liquide de la cellule peut légèrement varier, ceci a pour effet de faire varier h_0 et de décaler l'élévation du manomètre pour chaque pression. Mais, comme nous mesurons des écarts, nous avons la possibilité de repositionner notre manomètre sur un niveau connue pour un débit donné.

-III-2.1.3. Mesure des profils et des sections du bord de Plateau

Les images du profil et de la section du bord de Plateau sont obtenues en éclairant le bord de Plateau par deux lumières blanches, l'une éclaire le profil, l'autre la partie supérieure du bord de Plateau.

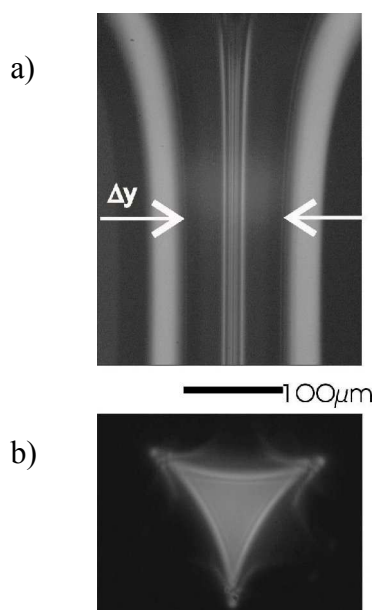


Figure III-7 : Bord de Plateau a) vue de profil et b) vue de dessous d'une solution TTAB débit $20\mu\text{l}/\text{min}$

Nous observons deux géométries de profil différentes :

- L'une, la plus courante, est en forme de 'tour Eiffel' avec, pour le bord de Plateau, une ouverture étroite en entrée et plus évasée en sortie, cf. Figure III-4.
- L'autre, plus rare, présente un bord de Plateau droit, elle peut apparaître quand l'ouverture de la section minimale devient proche de l'ouverture de la section maximale. (Figure III-7a)

A l'équilibre statique, la forme générale du bord de Plateau dépend de sa pression capillaire. La pression capillaire P_σ à l'intérieur d'une mousse est définie par la différence de pression qui existe entre la pression du gaz P_b et la pression du liquide dans un bord de Plateau P_{bdP} . Elle est donnée par la loi de Laplace :

$$P_\sigma(z) = P_b(z) - P_{bdP}(z) = \frac{\sigma}{r_{bdP}(z)}, \quad (3.1)$$

où $r_{bdP}(z)$ est le rayon de courbure du bord de Plateau situé à la hauteur z de la mousse.

La phase gazeuse pouvant être considérée en équilibre hydrostatique, nous avons aussi :

$$\frac{dP_b(z)}{dz} = -\rho_b g \quad (3.2)$$

où ρ_b est la densité du gaz.

Ces deux dernières expressions conduisent à :

$$\frac{dP_{bdP}(z)}{dz} = -\rho_b g - \sigma \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{r_{bdP}(z)} \right), \quad (3.3)$$

La résultante de la force de pression par unité de volume selon l'axe $0z$ est alors donnée par l'équation suivante :

$$F = -\rho g - \frac{dP_{bdP}(z)}{dz} = (-\rho + \rho_b) g + \sigma \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{r_{bdP}(z)} \right) \cong -\rho g + \sigma \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{r_{bdP}(z)} \right), \quad (3.4)$$

A l'équilibre statique, $F = 0$, par suite, il vient :

$$\rho g = \frac{d}{dz} \left(\frac{\sigma}{r_{bdP}(z)} \right) \quad (3.5)$$

Soit :

$$\rho g dz = d \left(\frac{\sigma}{r_{bdP}(z)} \right) \quad (3.6)$$

ce qui donne :

$$\frac{\sigma}{r_{bdP}(z)} = \rho g z \quad (3.7)$$

En conséquence, le gradient vertical de pression capillaire équilibre le poids de liquide dans les bords de Plateau. Dans notre cas, il n'y a qu'un seul bord de Plateau, la relation (3.7) définit son profil.

Nous voyons que le bord de Plateau a une géométrie complexe car les réflexions dues à la lumière blanche sont complexes. La mesure du rayon de bord de Plateau n'est donc pas simple.

Les deux vues de dessus et de profil sont enregistrées simultanément pour extraire le rayon $r_{bdP}(z)$. La largeur apparente du bord de Plateau y est définie sur la Figure III-7a et ne correspond pas au rayon de courbure, mais lui reste tout de même proportionnel, $\Delta y(z) = k \cdot r_{bdP}(z)$.

Compte tenu de la relation (3.7), nous obtenons :

$$\Delta y(z) = k \frac{\sigma}{\rho g z} = \frac{y_0(\sigma, \rho)}{z} \quad (3.8)$$

relation qui est vérifiée expérimentalement, (Figure III-8).

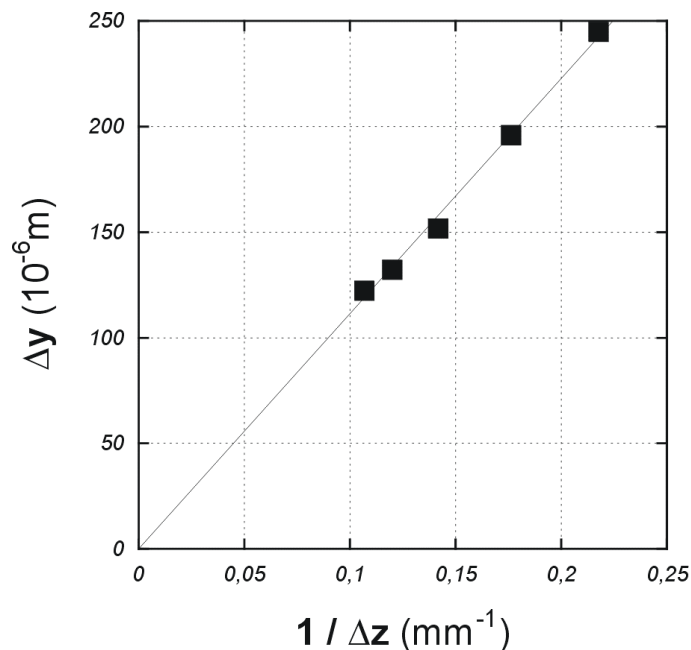


Figure III-8 : L'épaisseur apparente Δy est inversement proportionnelle à la hauteur Δz du bord de Plateau.

Evaluation du coefficient de proportionnalité :

La caméra placée sous la fenêtre d'observation inférieure visualise la section minimale du bord de Plateau, $r_{bdP}(Z_{bdP})$. Pour évaluer l'aire de la section et le rayon de courbure du bord de Plateau, il est nécessaire de connaître l'emplacement réel de l'interface air/liquide sur les images.

La vue de dessous (Figure III-7b) donne une image globale du bord de Plateau. Sur cette image il est nécessaire de déterminer les frontières de la section minimale. Pour ce faire, il suffit d'observer l'image d'une bulle bloquée dans un bord de Plateau en équilibre statique. Cette bulle est d'un diamètre légèrement plus grand que l'ouverture du bord de

Plateau. La bulle se place en position centrale. Elle est en position d'équilibre en absence d'écoulement. Notre image est bien nette. L'observation de ce système permet, grâce au reflet de la bulle sur les parois du bord de Plateau, de connaître la position des trois interfaces du bord de Plateau, comme nous pouvons l'observer sur la Figure III-9. L'intersection entre l'image réelle et les reflets nous donne l'interface, ce qui nous permet de déterminer les frontières réelles du bord de Plateau et ensuite de mesurer l'aire, A_{bdP} de la section.

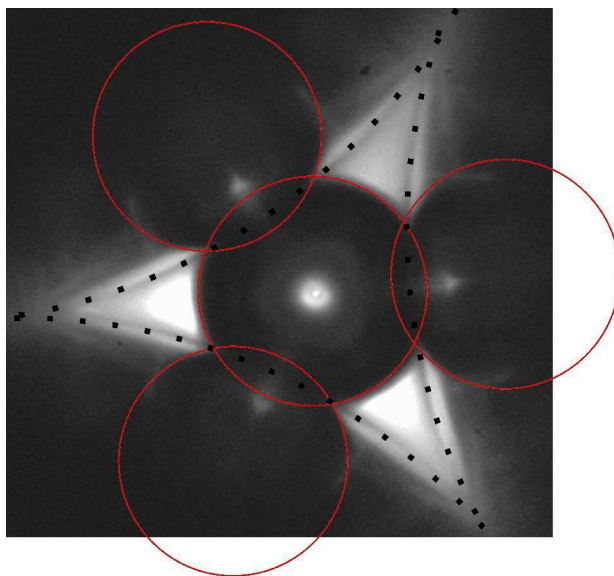


Figure III-9 : Section de bord de Plateau d'une solution SDS à débit nul, contenant une bulle. Les cercles rouges représentent la bulle et ses reflets, l'intersection de ces cercles donne la position de l'interface délimitant la section, représentée en pointillé.

Il n'est pas possible d'observer une géométrie de section de bord de Plateau idéale, car il y a toujours des angles de contact non nuls comme l'ont montré Ivanov et al.⁵², 1992. Ces angles de contact α du bord de Plateau avec le film (cf. paragraphe -II-4.2.4.) , pouvant atteindre 10 à 20 degrés. En outre, ils ont montré qu'ils croissaient avec la perte de charge. L'existence de ces angles modifie la géométrie du bord de Plateau (Figure III-10) et influe sur le débit. Pour un même rayon de courbure, l'aire A de la section de bord de Plateau avec angles de contact est inférieure à la section idéale. Elle est donnée par :

$$A = r^2 \cdot \left[2 \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{6} - \alpha \right) \cdot \cos \frac{\pi}{6} - 3 \cdot \left(\frac{\pi}{6} - \alpha - \sin \left(\frac{\pi}{6} - \alpha \right) \cdot \cos \left(\frac{\pi}{6} - \alpha \right) \right) \right] \quad (3.9)$$

⁵² Ivanov, I.B., Kralchevsky, P.A., Dimitrov, A.S., & Nikolov, A.D. 1992. Dynamics of contact lines in foam films. *Advances in Colloid and Interface Science*, 39, 77-101.

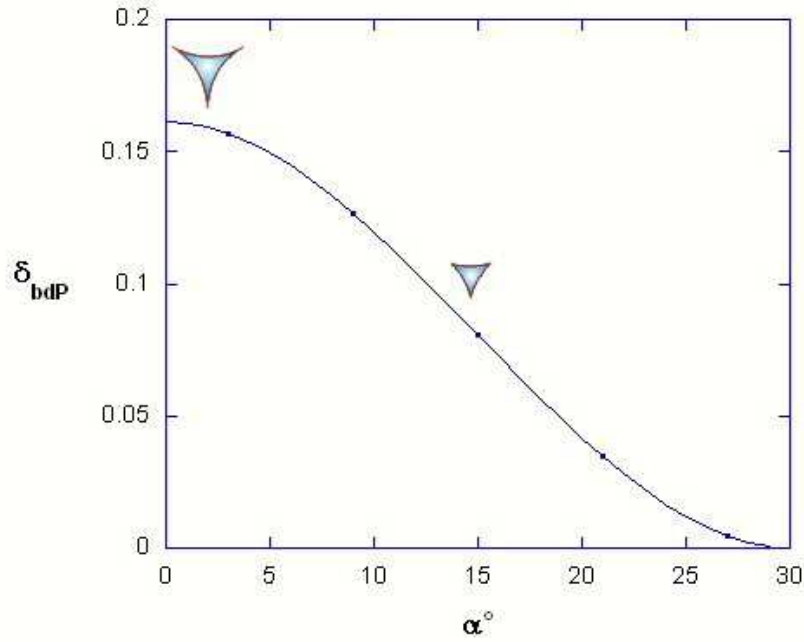


Figure III-10 : Variation du coefficient géométrique δ_{bdP} en fonction de l'angle de contact.

L'aire de section d'un bord de Plateau $A_{bdP} = \delta_{bdP} R_{bdP}^2$ diminue quand l'angle de contact augmente.

La géométrie réelle de la section de bord de Plateau est obtenue, à partir de l'ensemble des images enregistrées, par traitement numérique à l'aide du logiciel Visilog 5.4. Nous avons mis au point un programme permettant de tracer les arcs de cercles des trois parois composant la géométrie du bord de Plateau. Méthode déjà utilisée par Han et al., 2000⁵³ pour mesurer la courbure des bords de Plateau dans une mousse 2D. Dans un premier temps, le centre de chaque arc de cercle est recherché. Pour cela, nous plaçons trois points par coté sur la ligne d'interface du bord de Plateau, P_1 , P_2 et P_3 . Le centre du cercle est l'intersection des médiatrices des segments P_1P_2 et P_2P_3 . Connaissant ainsi les coordonnées des trois points, un calcul très simple de géométrie analytique permet d'obtenir les centres des trois cercles et d'en déduire leurs rayons R_1 , R_2 et R_3

Le bord de Plateau étant symétrique, le rayon de courbure est la moyenne des trois rayons :

$$R_{moy} = (R_1 + R_2 + R_3)/3. \quad (3.10)$$

Pour tracer la section formée par les trois arcs de cercle de rayon de courbure R_{moy} , il est nécessaire d'ajuster la position de leurs centres. Soit en C'_1 , C'_2 et C'_3 ces nouveaux centres, leurs positions sont déterminées par la relation :

$$C'_i(x_{centre}^i, y_{centre}^i) = C_i(x_{centre}^i, y_{centre}^i) + \frac{(R_i - R_{moy})}{d_N} \cdot (N(x_N, y_N) - C_i(x_{centre}^i, y_{centre}^i)), \quad (3.11)$$

⁵³ Han, G.B., Dussaud, A., Prunet-Foch, B., Neimark, A.V., & Vignes-Adler, M. 2000. Foam microgeometry. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*, 25(3-4), 325-335.

avec $N(x_N, y_N)$ milieu de la droite $C_i C_j$:

$$N(x_N, y_N) = \frac{C_j(x_{centre}^j, y_{centre}^j) + C_i(x_{centre}^i, y_{centre}^i)}{2}, \quad (3.12)$$

et d_N distance entre le point N et le centre de l'arc de cercle :

$$d_N = \sqrt{(x_N - x_{centre}^i)^2 + (y_N - y_{centre}^i)^2} \quad (3.13)$$

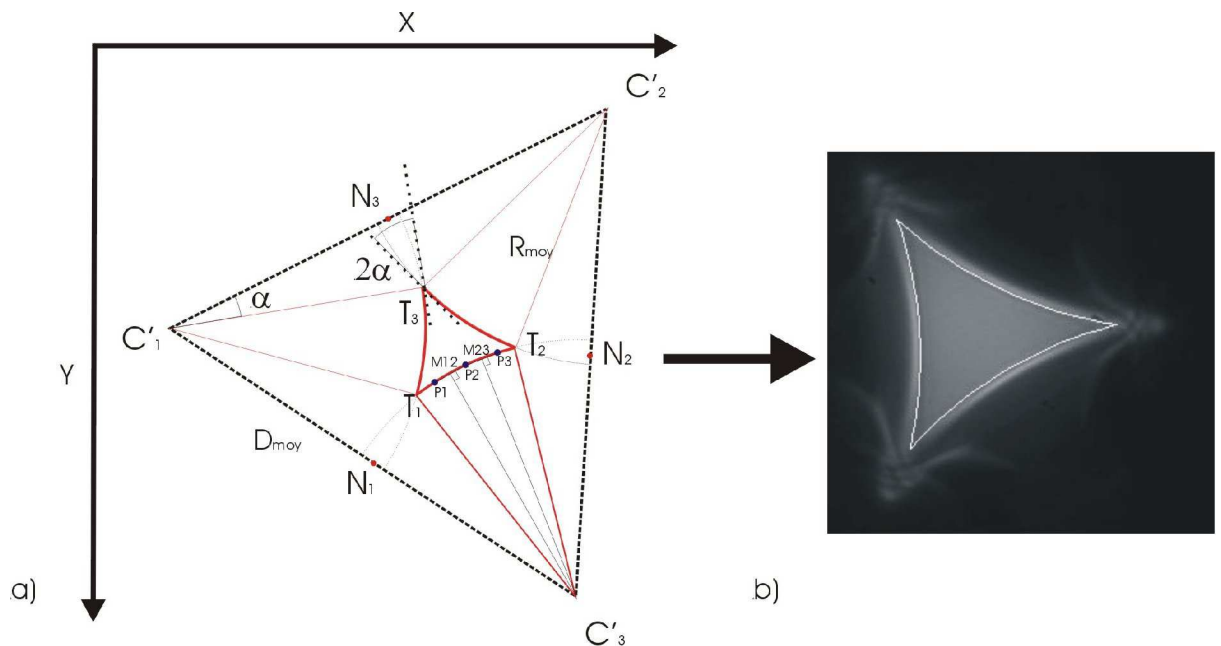


Figure III-11 : Schéma et image de la section de bord de Plateau où est tracé le contour calculé.

Les centres constituent les sommets d'un triangle équilatéral de D_{moy} de côté.

Nous pouvons en déduire l'angle de contact α :

$$\alpha = \arccos\left(\frac{D_{moy}}{2.R_{moy}}\right). \quad (3.14)$$

Dès lors il est possible de tracer le contour de la section de bord de Plateau calculé directement sur l'image de section de bord de Plateau réelle, cf. Figure III-11b. Cette étape permet de vérifier que le contour tracé est bien positionné.

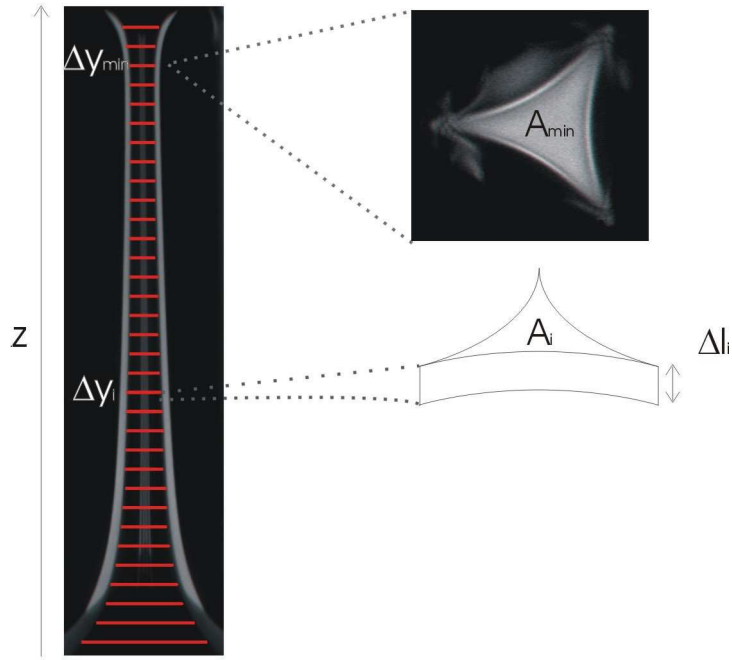


Figure III-12 : Relation entre le profil et la section du bord de Plateau.

Ensuite, l'aire de la section minimale A_{\min} est mesurée sur l'image, elle est proportionnelle à l'épaisseur apparente Δy_{\min} .

Sur la Figure III-12, l'aire A_i de la section de bord de Plateau à $z = z_i$, s'en déduit :

$$A_i = A_{\min} \left(\frac{\Delta y_i}{\Delta y_{\min}} \right)^2, \quad (3.15)$$

-III-2.1.4. Détermination de la viscosité de surface

Le but de ce paragraphe est de caractériser la mobilité de la surface par la valeur de la viscosité de surface μ_s . Pour chaque débit et chaque solution, ΔP , A_i , Δl_i et μ sont mesurés. Pour définir le nombre de Boussinesq Bo on utilise une longueur caractéristique R reliée à la section du bord de Plateau, $R = (A_{bdP} / \delta_a)^{1/2}$:

$$Bo = \mu_s / \mu R \quad (3.16)$$

où le coefficient δ_a fonction de la géométrie de la section du bord de Plateau est égal à $(\sqrt{3} - \pi/2)$ pour un bord de Plateau idéal. D'où :

$$Bo = \mu_s / \mu (A_{bdP} / \delta_a)^{1/2} \quad (3.17)$$

La simulation développée par Nguyen⁵⁴ et al. en 2002, décrite dans -II-4.1 lie les paramètres mesurés ci-dessus par la relation suivante :

$$\bar{V} = \frac{A}{\mu} \frac{dp}{dl} \left(\frac{0,0655Bo^{-0,5}}{0,209 + Bo^{0,628}} + 0,020 \right) \quad (3.18)$$

La chute de pression théorique peut donc s'écrire :

$$\Delta P_{th} \cong \sum_{i=1}^n \frac{Q}{A_i^2} \mu \left(\frac{0,0655Bo^{-0,5}}{0,209 + Bo^{0,628}} + 0,020 \right)^{-1} \Delta l_i \quad (3.19)$$

Ainsi, en contrôlant le débit Q et la viscosité de volume des solutions utilisées μ , la mesure de A_{min} , Δl_i et ΔP , et le calcul de A_i pour chaque débit, permet d'en déduire les valeurs du paramètre B_o et de la viscosité de surface μ_s .

La résistance hydrodynamique d'un bord de Plateau peut s'exprimer comme ceci :

$$R_h = \sum_{i=1}^n R_{h,i} = \sum_{i=1}^n C_{pb,i} \cdot \frac{\mu \Delta l_i}{A_i^2} \quad (3.20)$$

où C_{pb} est un coefficient de la géométrie.

La mesure de différentes pertes de charge pour un débit donné nous permet de déterminer expérimentalement la valeur de R_h . Nous introduisons une aire équivalente de section de bord de Plateau A_{eq} (aire constante de la section d'un bord de Plateau correspondant à la perte de charge observée) et nous obtenons :

$$C_{pb}^{exp} = (\Delta P/Q) (\mu L / A_{eq}^2)^{-1} \quad (3.21)$$

-III-2.1.5. Mesure de l'épaisseur des films

Eclairé en lumière blanche, les trois films verticaux connectés au bord de Plateau de solutions tensioactives réfléchissent par diffusion des couleurs de films qui donnent des informations sur leur épaisseur, cf. Figure III-13. Lorsqu'on fait varier le débit dans le bord de Plateau, on observe le déplacement de franges colorées dans le film, ce qui signifie que leur épaisseur change.

Un film de savon peut être considéré comme une lame dont l'indice de réfraction, constant le long du film, est proche de celui de l'eau, $n=1.33$. Les rayons traversant le film tensioactif subissent des réflexions et des réfractions, celles-ci donnent naissance à un phénomène d'interférences à partir desquelles il est possible de mesurer l'épaisseur de ce film.

⁵⁴ Nguyen, A.V. 2002. Liquid drainage in single Plateau borders of foam. *Journal of Colloid and Interface Science*, 249(1), 194-199.

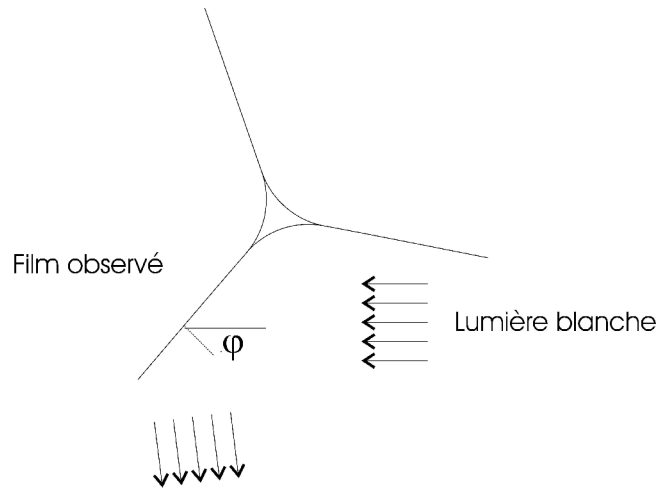


Figure III-13: Diffraction des franges colorées par les films (vue de dessus)

- Lorsque l'épaisseur est trop faible, c'est-à-dire lorsque le liquide dans la couche est complètement drainé, aucun rayon réfléchi n'est observé, le film est totalement transparent : on dit qu'il est 'noir'.
- Le premier pic d'intensité observé correspond au film 'argenté' : les couleurs ne se superposent pas encore, car l'épaisseur du film n'est pas suffisamment grande pour les dissocier.
- Lorsque le film est plus épais, pour un débit moyen, le décompte des couleurs se fait facilement. Dans le cas de certaines solutions et pour des débits élevés, ce décompte peut se compliquer lorsque l'épaisseur augmente beaucoup car les franges finissent par se confondre les unes avec les autres, rendant les couleurs peu discernables.

L'intensité I de la lumière réfléchie par un film d'épaisseur uniforme est donnée par :

$$I = I_0 \cdot \sin^2 \left[\left(\frac{e}{e_0} \right) \frac{\pi}{2} \right] \quad (3.22)$$

où l'indice 0 correspond à la première condition de réflexion maximale (film 'argenté').

L'épaisseur e_0 , pour une réflexion oblique, peut être déterminée en fonction de l'indice de réfraction n du film, de sa longueur d'onde λ et de l'angle d'incidence φ du rayon incident :

$$e_0 = \frac{\lambda}{4n} \cos(\varphi) \quad (3.23)$$

En outre, l'expression de I conduit à des maxima d'intensité uniquement si :

$$\frac{e}{e_0} \frac{\pi}{2} = k \frac{\pi}{2} \quad (3.24)$$

k étant un entier.

En simplifiant, il vient :

$$e = k.e_0 \quad (3.25)$$

Ainsi, pour une longueur d'onde donnée, l'épaisseur au niveau de la k -ième frange observée se calcule simplement en multipliant par k l'épaisseur au niveau du premier pic d'intensité. La lumière incidente étant blanche, on observe toute la gamme de couleurs de l'arc-en-ciel décomposée par le film. Pour certaines solutions, l'épaisseur n'est pas mesurable, les couleurs des films ne sont pas homogènes (Figure III-14), nous verrons pourquoi par la suite.

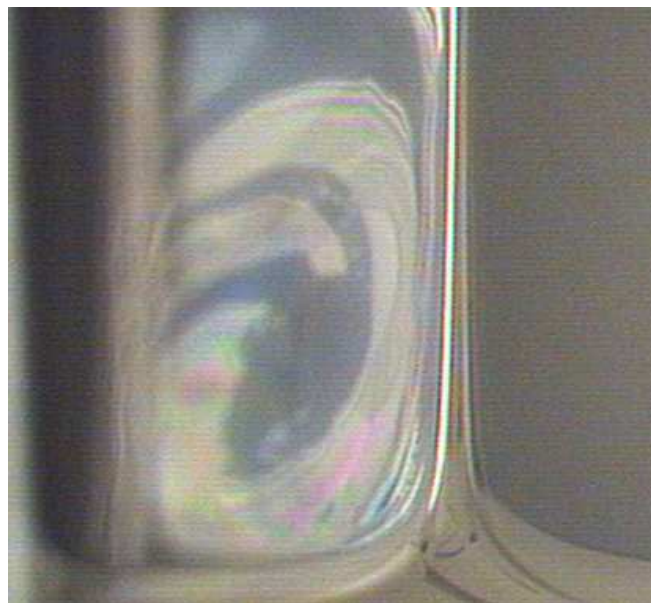


Figure III-14 : Epaisseur de film non homogène et non mesurée.

La lumière blanche utilisée dans les expériences provient d'une plaque lumineuse. Il est ainsi possible d'effectuer une rotation du bord de Plateau afin d'obtenir les franges colorées les plus discernables et les plus lumineuses. L'angle d'incidence φ du rayon lumineux avec le film peut être alors facilement mesuré. Nous nous sommes assurés que cet angle était identique pour chaque solution étudiée en observant directement la section de bord de Plateau.

Le déplacement des franges d'interférences sous l'effet de l'augmentation du débit Q est enregistré à l'aide d'une caméra vidéo couleur. Il est à remarquer que cette méthode n'est pas nécessaire dans le cas des faibles épaisseurs de films, car il est possible de compter les franges directement.

Pour quantifier ces observations, il faut utiliser la fonction de spectre RVB de Visilog, tracer une ligne verticale correspondant à la hauteur du bord de Plateau, et associer les principales teintes (proportions Rouge-Vert-Bleu) à une longueur d'onde donnée, Figure III-15.

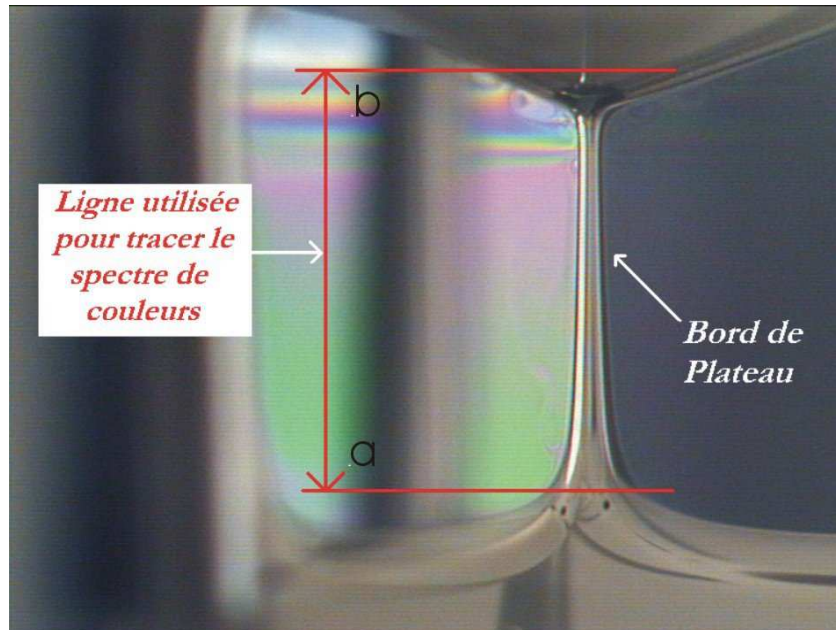


Figure III-15 : Mesure de l'épaisseur d'un film

Sur la Figure III-16, sous l'effet du débit, les couleurs changent en fonction de l'épaisseur du film :

- Tout d'abord le film noir indique le drainage complet du film. (a)
- Dès que l'on applique un débit, le film argenté témoigne du premier pic d'intensité de toutes les longueurs d'onde. Une teinte orange/jaune apparaît. (b),
- Ensuite les teintes montent dans l'ordre du spectre classique de lumière blanche suivant : violet, indigo, bleu, vert, jaune, orange et rouge. (c-f) L'observation des couleurs sur les films s'accompagne toujours d'un contre-écoulement dit de Gibbs-Marangoni le long du bord de Plateau.
- Lorsque le débit est grand, seuls le rose et le vert peuvent être discernés. (g-h)

La montée des franges est plus ou moins rapide selon la solution et le débit appliqué.

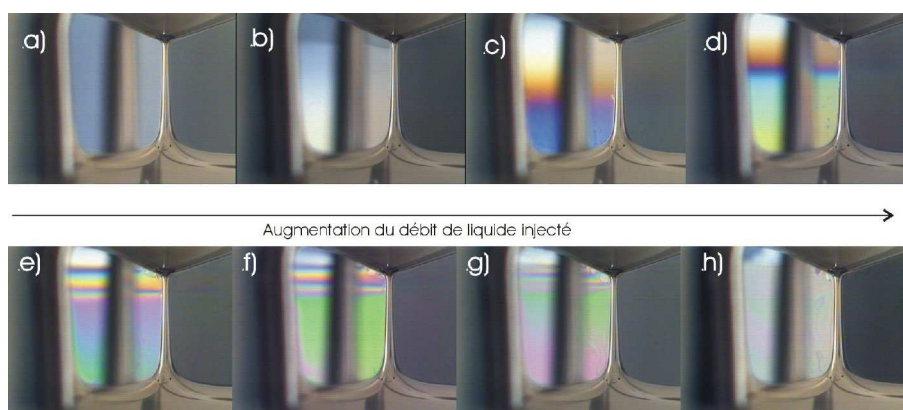


Figure III-16 : Exemple de montée de franges, en fonction du débit Q (en $\mu\text{L}/\text{min}$) de 0 à $100 \text{ mm}^3/\text{min}$, pour une solution de TTAB 3g/L + 30 % de glycérol

Cette évolution des teintes du film avec le débit a déjà été observée par Carrier et al.⁵⁵ et par Dame et al., 2005⁵⁶. Il a mis en évidence un gonflement de films de bulles de mousse lors d'une expérience de drainage forcé. Il a ainsi pu tracer la courbe donnant l'évolution de l'épaisseur mesurée en fonction du paramètre A/l^2 , A et l étant respectivement la section et la longueur des bords de Plateau pariétaux. La variation est linéaire. Au contraire de Carrier dans notre système, la longueur $l=L_{\text{bdp}}$ reste inchangée. Nous avons également cherché à tracer l'évolution de l'épaisseur moyenne du film en fonction de la section du bord du Plateau.

Pour chaque débit, nous calculons l'épaisseur moyenne du film entre a et b par :

$$\bar{e} = \frac{1}{b-a} \int_a^b e(x) dx \quad (3.26)$$

Cette épaisseur moyenne est alors tracée en fonction du débit Q , pour les différentes solutions. L'évaluation de cette épaisseur et de son évolution en fonction du débit Q pour différentes solutions permet de caractériser la contribution des films au drainage.

-III-3. Résultats.

L'effet du dodécanol et du glycérol a été évalué pour une gamme de débit variant de 0 à 100mm³/min. Dans chaque cas nous mesurons :

- La perte de charge : $\Delta P = bQ^n$, où b est le pré-facteur et n l'exposant de la loi de puissance.
- La section minimale de bord de Plateau : A_{min}
- Le profil : Δy_i
- L'angle de contact : α

Ensuite, la viscosité de cisaillement de surface μ_s est obtenue en ajustant les valeurs de ces quantités sur la relation de Anh Nguyen (3.19).

La contribution des films au drainage est alors quantifiée en mesurant l'épaisseur des films en fonction : du débit, de l'aire de la section de bord de Plateau et en fonction de la perte de charge. Pour compléter notre étude, l'influence du temps d'équilibre est aussi estimée.

-III-3.1 Effet du dodécanol

Le dodécanol, associé à un tensioactif, a des propriétés de surface intéressantes. Il est connu pour rigidifier la surface des films mousse pour une concentration très faible, Brown et al., 1953⁵⁷. Nous allons étudier ses effets au niveau d'un bord de Plateau et ensuite comparer nos résultats à ceux obtenus au niveau d'une mousse.

⁵⁵ Thèse de Vincent Carrier, *stabilité comparée des mousses et des émulsions aqueuses*, soutenue à Bordeaux I

⁵⁶ Dame, C., Faure, S., Fritz, C., & Pitois, O. 2005. Relations between physicochemical properties and instability of decontamination foams. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 263(1-3 SPEC. ISS.), 210-218.

⁵⁷ Brown, A.G., Thuman, W.C., & McBain, J.W. 1953. The surface viscosity of detergent solutions as a factor in foam stability. *Journal of Colloid Science*, 8(5), 491-507.

-III-3.1.1. Perte de charge

Sur les Figures III-17 et III-18 pour les solutions SDS et Figure III-19 pour les solutions TTAB sont reportées les valeurs de perte de charge ΔP mesurées en fonction du débit Q de liquide imposé dans le bord de Plateau. Ces figures permettent d'en déduire, sur deux décades, les exposants n des lois de puissance pour chacune de ces solutions. L'épaisseur apparente Δy étant inversement proportionnelle à la hauteur Z_{bdP} dans le bord de Plateau (Figure III-8), en changeant cette hauteur, de 7 à 11.7mm pour une solution SDS par exemple, nous obtenons les différentes pertes de charge reportées sur la Figure III-17.

Cette figure montre la variation de la perte de charge en fonction de l'élévation du bord de Plateau Z_{bdP} . La perte de charge augmente quand Z_{bdP} croît, car le rayon de courbure r_{bdP} décroît. Par contre, l'exposant n de la loi de puissance ne varie pas, et reste de l'ordre de 0.6.

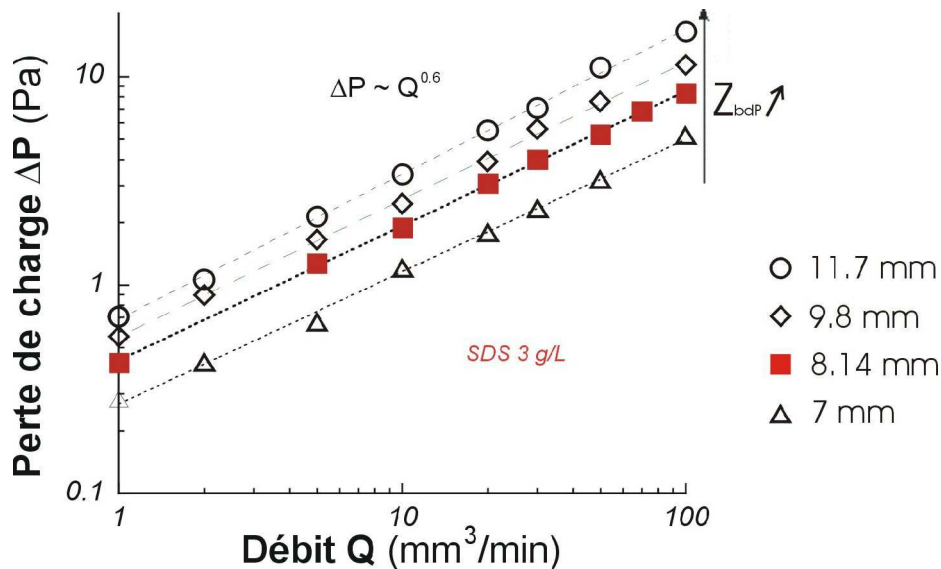


Figure III-17 : Perte de charge ΔP pour le SDS à plusieurs tailles de bord de Plateau, Z_{bdP} .

Nous varions maintenant la concentration en dodécanol. Les Figure III-18 et Figure III-19 mettent en évidence un effet important, sur la perte de charge, de la présence d'une forte concentration de dodécanol. Par contre, cet effet est limité pour les faibles concentrations de dodécanol, par exemple pour une solution de SDS (3g/L)+DOH (0,01g/L). Cette limitation est étonnante et en contradiction avec le régime de transition présenté par Durand & Langevin, 2002⁵⁸; Saint-Jalmes et al., 2004⁵⁹ pour des solutions analogues.

⁵⁸ Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. *European Physical Journal E*, 7(1), 35-44.

⁵⁹ Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

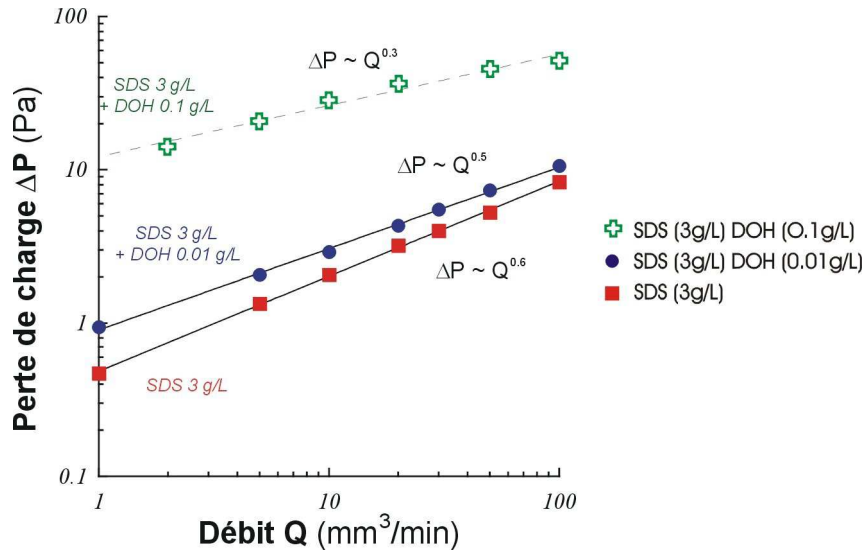


Figure III-18 : Evolution de la perte de charge ΔP en fonction du débit pour des solutions de SDS/DOH.

Les résultats obtenus pour le SDS/DOH et TTAB/DOH sont similaires :

| Solution | | | <i>n</i> |
|-------------|----------|-----|----------|
| Tensioactif | DOH | Gly | |
| SDS(3g/L) | 0 g/L | 0% | 0.6 |
| | 0.01 g/L | | 0.5 |
| | 0.1 g/L | | 0.3 |
| TTAB(3g/L) | 0 g/L | | 0.7 |
| | 0.01 g/L | | 0.66 |
| | 0.1 g/L | | 0.46 |
| | 0.2 g/L | | 0.36 |

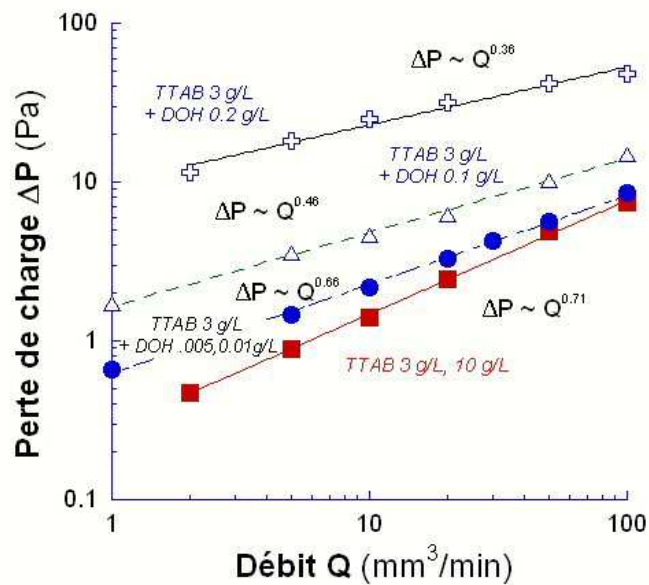


Figure III-19 : Evolution de la perte de charge ΔP en fonction du débit pour des solutions de TTAB/DOH

-III-3.1.2. Section du bord de Plateau

Sur la Figure III-20 pour les solutions de SDS et sur la Figure III-22 pour celles de TTAB sont reportées les valeurs mesurées de l'aire de la section minimale du bord de Plateau en fonction du débit du liquide. À l'équilibre statique, la valeur de l'aire est nettement plus faible pour la solution la plus concentrée en dodécaneol que pour la solution pure de SDS. Ceci reflète l'abaissement de la tension de surface qui se produit quand la concentration en dodécaneol augmente, car :

$$r_{bdP} = \frac{\sigma}{\rho gh} \quad (3.27)$$

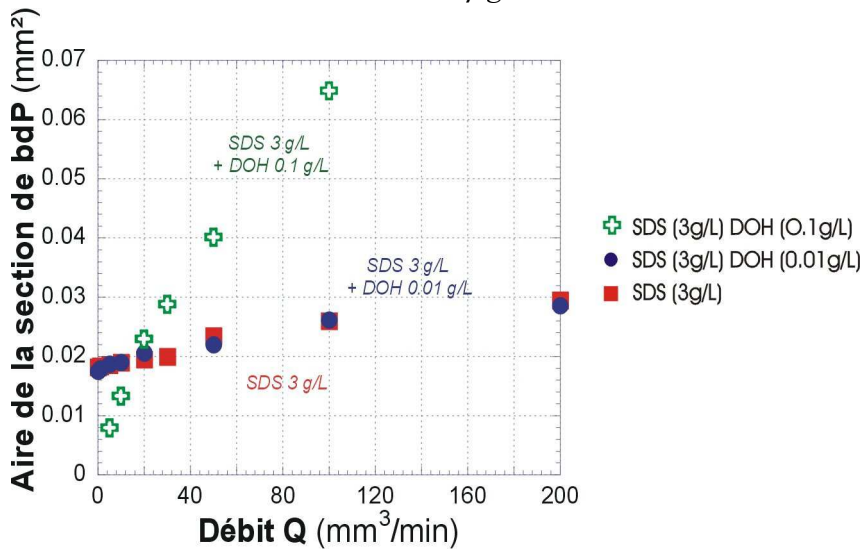


Figure III-20 : Evolution de l'aire de section minimale d'un bord de Plateau en fonction du débit pour des solutions de SDS/DOH.

Quand le débit de liquide croît, l'aire de la section de bord de Plateau augmente, mais cette évolution est très limitée pour les solutions de SDS ou de TTAB pures ou contenant une faible concentration de dodécaneol. Cette différence n'est pas observable compte tenu des barres d'erreurs expérimentales.

Pour les fortes concentrations en dodécaneol, représentés par des symboles creux Figure III-20, la section du bord de Plateau est plus étroite aux débits inférieurs à 20 µl/min. Cette faible valeur de la section est en partie responsable du grand écart entre les pressions mesurées. Toutefois la section augmente fortement avec le débit.

Sur la Figure III-21, nous pouvons observer un fort contraste entre l'évolution de la section pour une solution pure de SDS et une solution contenant une forte concentration de dodécaneol.

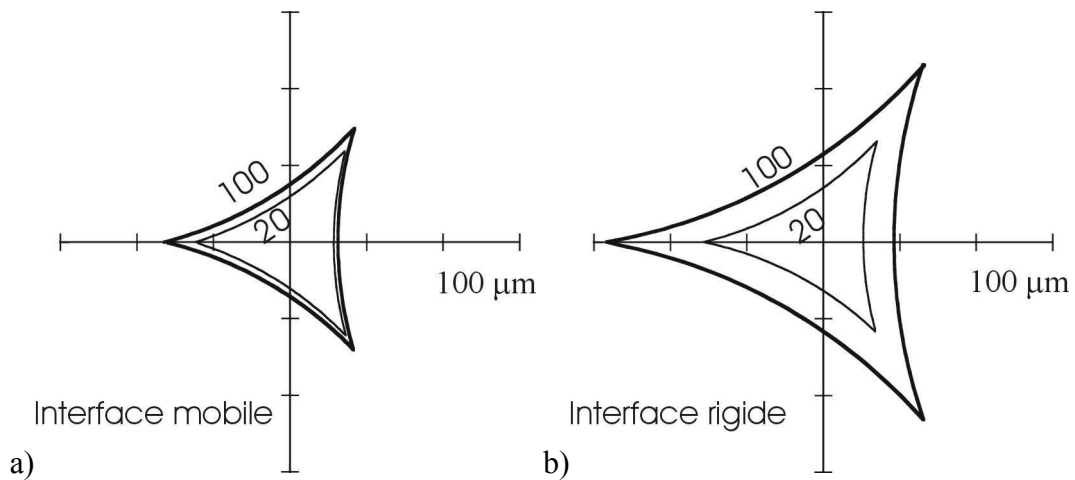


Figure III-21 : Profil de la section minimale d'un bord de Plateau sous l'influence d'un écoulement de liquide pour des débits de 20 et 100 mm³/min d'une solution de :a) SDS et b) SDS DOH(0.1g/L) .

La courbe obtenue, Figure III-22, pour la solution TTAB DOH (0,1g/L) est analogue à la courbe obtenue pour la solution de TTAB DOH (0,01g/L). Mais ces valeurs sont plus faibles et traduisent encore l'abaissement de la tension de surface.

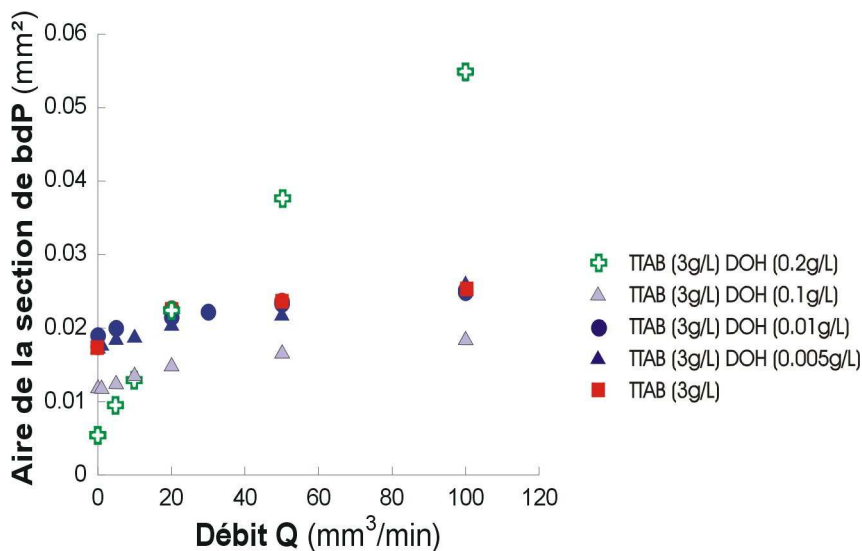


Figure III-22 : Evolution de l'aire de section minimale d'un bord de Plateau en fonction du débit pour des solutions de TTAB/DOH.

-III-3.1.3. Géométrie du bord de Plateau : profil, angle de contact

Pour les solutions de SDS ou de TTAB avec une forte concentration en dodécanol, l'angle de contact α de la section définie sur la Figure III-11 et le profil du bord de Plateau varient en fonction du débit imposé, cf. Figure III-23.

- Aux faibles débits, l'angle de contact est important, $\alpha \approx 23^\circ$. La section a pour ainsi dire une forme triangulaire. Le profil du bord de Plateau est de la forme Tour Eiffel .
- Aux forts débits, l'angle de contact est réduit, il est de l'ordre de $\alpha \approx 11,5^\circ$. Le profil du bord de Plateau est de la forme droite : la section du bord de Plateau est constante.

Pour les autres solutions présentant une concentration de dodécanol intermédiaire, faible ou nulle, l'angle de contact et le profil du bord Plateau ne changent pas. L'angle de contact reste de l'ordre de $\alpha \approx 14^\circ$ et le profil du bord de Plateau est de la forme Tour Eiffel.

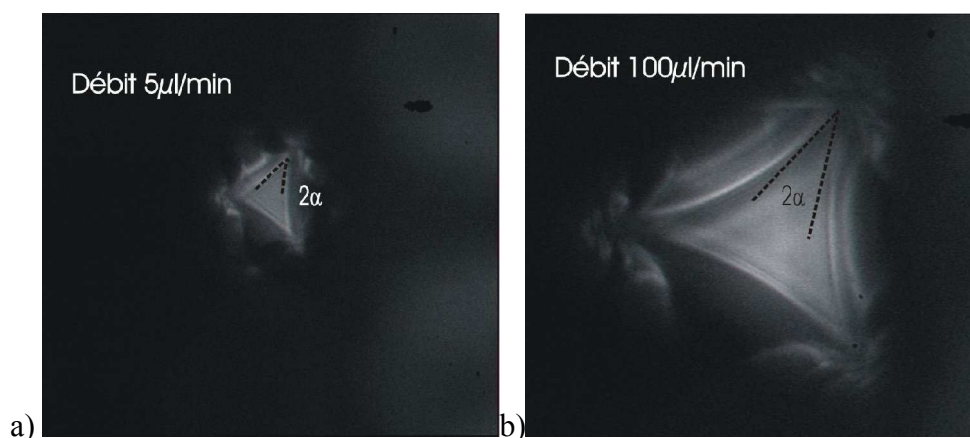


Figure III-23 : Section minimale du bord de Plateau d'une solution SDS DOH (0.1g/L) pour les débits : a) $5\text{mm}^3/\text{min}$ et b) $100\text{mm}^3/\text{min}$. l'angle de contact α est représenté sur les deux photos.

-III-3.1.4. Détermination de la viscosité de cisaillement de surface

Les systèmes SDS/DOH et TTAB/DOH ont des comportements très voisins, c'est pourquoi sur la Figure III-24 nous ne représentons le coefficient C_{PB} , (équation (3.21)), que pour le TTAB. Pour la comparaison, la limite rigide est représentée en pointillé, elle correspond au coefficient hydrodynamique d'un écoulement de type Poiseuille. Nous obtenons deux courbes distinctes. Ceci reflète la rhéologie interfaciale due à l'écoulement dans le canal. Le coefficient hydrodynamique est largement plus fort pour les solutions fortement chargées en dodécanol que pour les produits purs. Cette très grande différence est sûrement due à la rigidification des interfaces par le dodécanol. Pour des débits élevés, nous observons un facteur 20 entre les deux solutions. Mais le dodécanol à concentration plus faible ne permet pas une rigidification suffisante des interfaces.

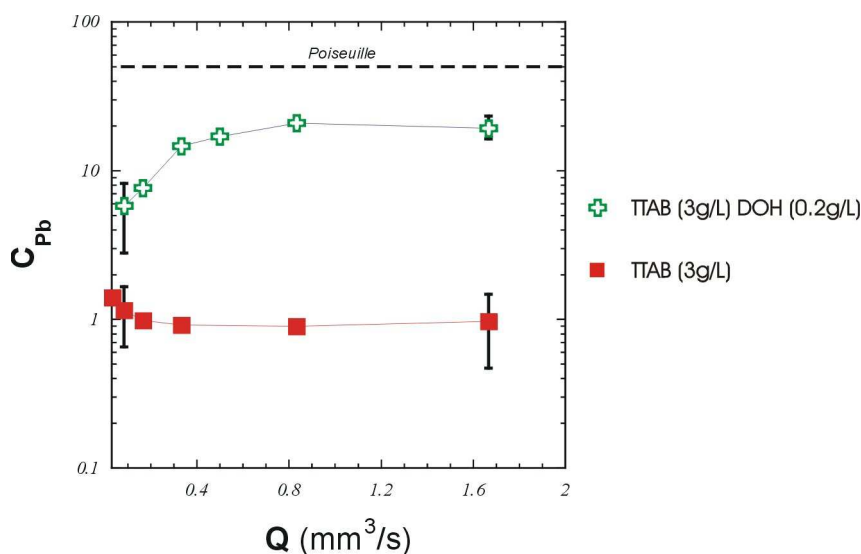


Figure III-24 : Coefficient C_{Pb} en fonction du débit pour des solutions : TTAB 3/L et TTAB 3/L + DOH 0.2g/L

La Figure III-25 montre le léger effet du dodécanol à faible concentration sur la viscosité de surface. Deux régimes sont à distinguer : à faible débit la viscosité de surface μ_s évolue, à fort débit elle tend vers une valeur constante :

| Solution | | | μ_s (10^{-5} g/s) | |
|-------------|----------|-----|--------------------------|---------------------------|
| Tensioactif | DOH | Gly | Q=2mm ³ /min | Q=100mm ³ /min |
| SDS(3g/L) | 0 g/L | 0% | 2.5 | 1.8 |
| | 0.01 g/L | | 6 | 2 |
| | 0.1 g/L | | 10 | 100 |
| TTAB(3g/L) | 0 g/L | | 3 | 2 |
| | 0.01 g/L | | 6 | 2 |
| | 0.1 g/L | | 6 | 2 |
| | 0.2 g/L | | 10 | 110 |

Tableau III-2 : Effet du dodécanol sur la viscosité de surface.

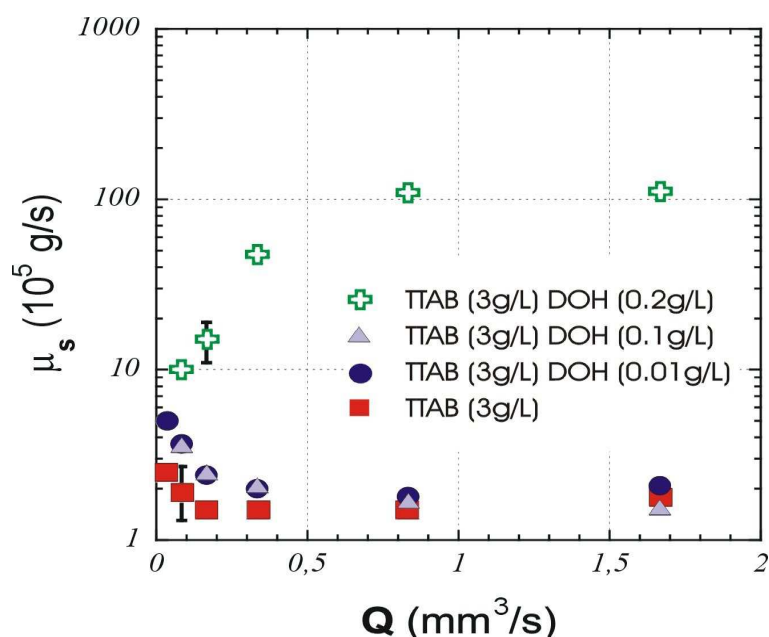


Figure III-25 : Viscosité de surface de cisaillement en fonction du débit pour différentes solutions.

Pour les produits purs, μ_s atteint rapidement son palier dès les faibles débits : $10\text{mm}^3/\text{min}$ ($0.16\text{mm}^3/\text{s}$).

Dans le cas des produits contenant une faible concentration de dodécanol, le palier de μ_s est atteint pour des débits plus grands : $50\text{mm}^3/\text{min}$ ($0.8\text{mm}^3/\text{s}$).

-III-3.2 Effet de la viscosité de volume.

Certaines solutions retenues dans la littérature ont des viscosités de volume différentes. Pour autant, les effets de ces différences n'ont pas été systématiquement étudiés.

Dans sa thèse, Safouane⁶⁰ compare deux solutions l'une à base de TTAB/DOH et l'autre à base d'un polymère le PEG par la méthode de drainage forcé. Pour une bonne comparaison il est nécessaire d'avoir une viscosité identique pour les deux solutions. Or, la solution de PEG a une viscosité plus importante que celle du TTAB/DOH. Elle a utilisé le glycérol, pour augmenter la viscosité du TTAB/DOH. Mais, quel est l'effet du glycérol sur la viscosité de surface, sur le comportement général de la mousse ? Y a-t-il une interaction entre le glycérol et le dodécanol ? Telles sont les questions qui se posent. Pour y répondre nous avons étudié ces différentes solutions avec le PBA.

-III-3.2.1. Perte de charge

La viscosité de volume de nos solutions peut être modifiée en ajoutant du glycérol. La Figure III-26, montre que la perte de charge augmente toujours quand la viscosité de volume augmente avec ou sans dodécanol. Par contre, l'effet de la viscosité sur la perte de charge est importante seulement en présence d'une forte concentration de dodécanol.

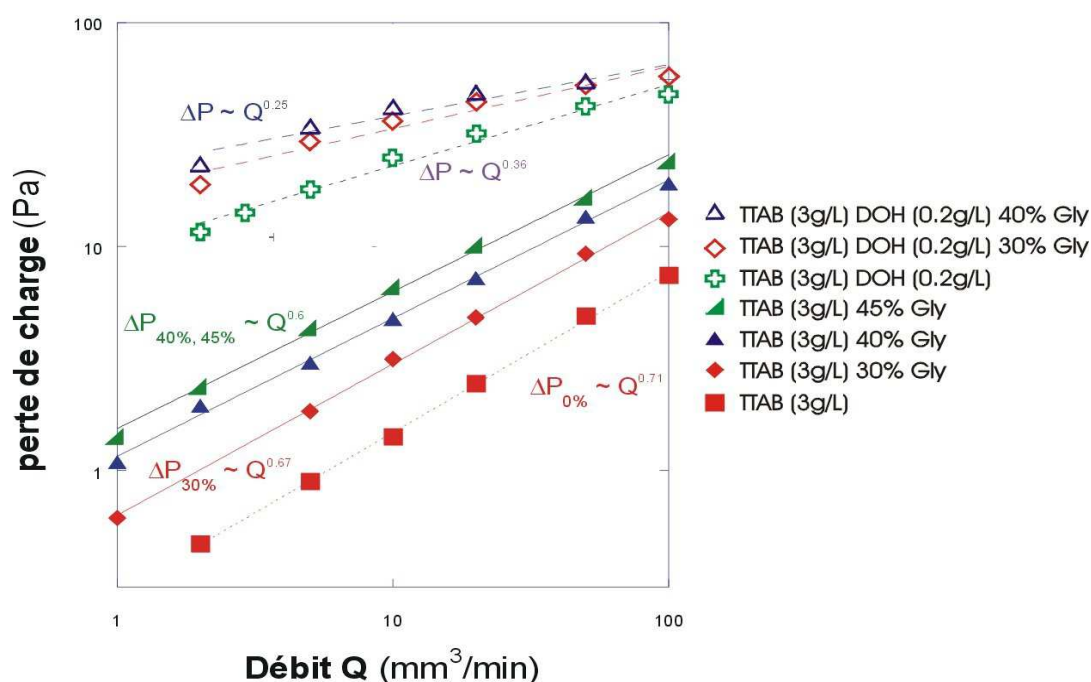


Figure III-26 : Evolution de la perte de charge, ΔP , en fonction du débit pour des solutions de TTAB + 30, 40, 45% de glycérol et des solutions de TTAB + 30, 40% de glycérol+DOH (0.2g/L).

⁶⁰ Thèse de Mahassine Safouane, *Drainage des mousses aqueuses : rôle de la rhéologie du fluide moussant*, soutenue en 2003

| Solution | | | |
|-------------|-----------|-----|------|
| Tensioactif | DOH | Gly | n |
| SDS(3g/L) | 0 g/L | 0% | 0.6 |
| | | 30% | 0.5 |
| | | 40% | 0.5 |
| | | 45% | 0.5 |
| TTAB(3g/L) | 0 g/L | 0% | 0.71 |
| | | 30% | 0.67 |
| | | 40% | 0.6 |
| | | 45% | 0.6 |
| TTAB(12g/L) | 0.005 g/L | 45% | 0.6 |
| TTAB(3g/L) | 0.2 g/L | 0% | 0.36 |
| | | 30% | 0.25 |
| | | 45% | 0.25 |

Tableau III-3 : Effet du tensioactif sur la perte de charge $\Delta P \sim Q^n$

-III-3.2.2. Section du bord de Plateau

Les aires de la section minimale du bord de Plateau obtenues sont représentées pour des solutions de TTAB sur la Figure III-27. À l'équilibre statique, la valeur de l'aire est plus faible pour les solutions plus concentrées en dodécanol que pour les solutions de TTAB avec ou sans glycérol. Ce constat reflète l'abaissement de la tension de surface.

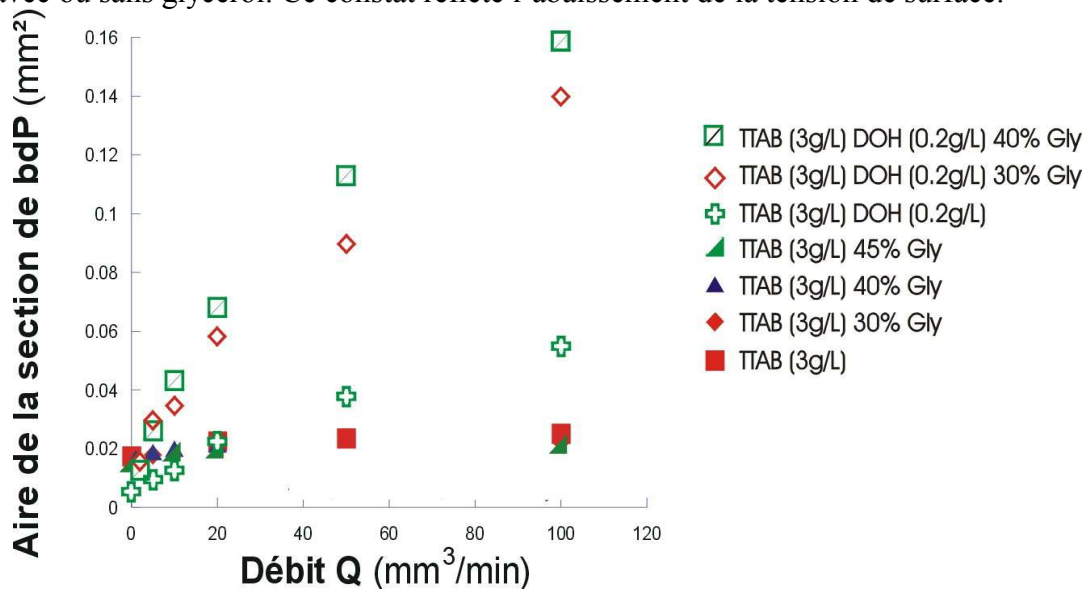


Figure III-27 : Evolution de l'aire de section minimale d'un bord de Plateau en fonction du débit pour des solutions de TTAB + 30, 40, 45% de glycérol et des solutions de TTAB + 30, 40% de glycérol+DOH (0.2g/L).

Quand le débit de liquide croît, l'aire augmente.

- Pour des concentrations faibles ou nulles en dodécanol, les bords de Plateau des solutions de TTAB/glycérol ont un élargissement limité et la viscosité de cisaillement n'a pas d'effet sur la section.

- Pour les fortes concentrations en dodécanol, l'effet de la viscosité de cisaillement est plus marqué. Plus la viscosité de cisaillement est importante, plus l'aire de la section minimale augmente. Cette aire est multipliée par 3 en présence de 30 % de glycérol.

-III-3.2.3. Détermination de la viscosité de cisaillement de surface

Les coefficients hydrodynamiques obtenus pour du TTAB/glycérol sont présentés sur la Figure III-28. La présence du glycérol abaisse le coefficient C_{pb} , et augmente légèrement la viscosité de surface μ_s :

| Solution | | | μ_s ($10^{-5} g/s$) | |
|-------------|-----------|-----|---------------------------|---------------------------|
| Tensioactif | DOH | Gly | Q=2mm ³ /min | Q=100mm ³ /min |
| SDS(3g/L) | 0 g/L | 0% | 2.5 | 1.8 |
| | | 30% | 4.5 | 1.8 |
| | | 40% | 9.1 | 2 |
| | | 45% | 10.1 | 2 |
| TTAB(3g/L) | 0 g/L | 0% | 2.5 | 1.8 |
| | | 30% | 4.5 | 1.7 |
| | | 40% | 9.1 | 2 |
| | | 45% | 10.5 | 2 |
| TTAB(12g/L) | 0.005 g/L | 45% | - | 1.8 |
| TTAB(3g/L) | 0.2 g/L | 0% | 10 | 110 |
| | | 30% | 140 | 15000 |
| | | 45% | 140 | 40000 |

Tableau III-4 : effet du glycérol sur la viscosité de surface.

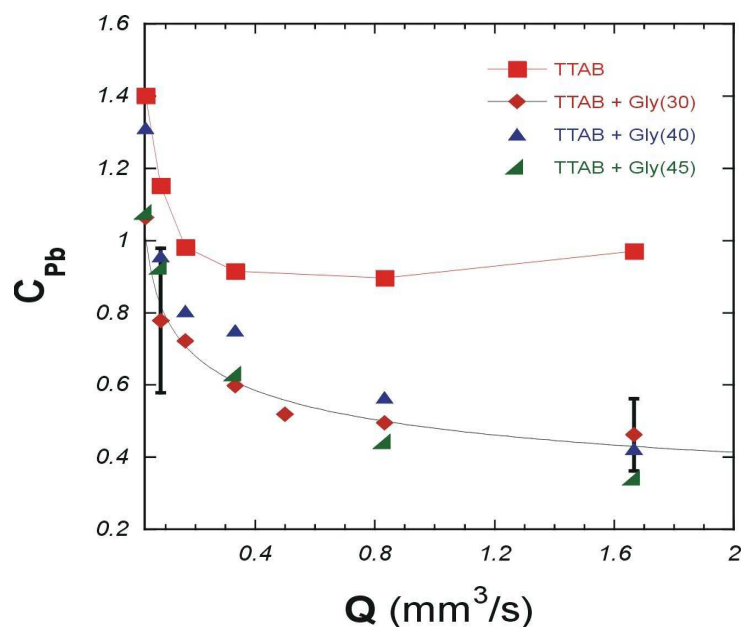


Figure III-28 : Coefficient hydrodynamique en fonction du débit pour des solutions : TTAB 3/L et TTAB3g/L + 30, 40 et 45% de glycérol

-III-3.3 Mesure de l'épaisseur de film

Dans la littérature, les effets des films sont en général négligés et leurs épaisseurs considérées comme constantes. Pourtant, Carrier a observé des circulations de liquide dans les films pendant le drainage. Or, les conditions aux limites du bord de Plateau peuvent être influencées par la variation d'épaisseur des films. C'est ainsi qu'il a été amené, au cours du drainage, à mesurer l'épaisseur d'un film quasi-vertical à l'intérieur d'une mousse (1^{ère} couche de bulle) et à observer le couplage entre les films in situ et le débit de liquide dans la mousse.

Il a ainsi mis en évidence que l'épaisseur des films dépend du débit et de la nature de la solution, cette épaisseur croît de façon régulière quand le débit augmente. Il a étudié cette variation d'épaisseur pour différentes longueurs (2,5 et 3 mm) de bord de Plateau et différentes solutions : SDBS 0,1% et du SDBS 0,5%.

Nous proposons ici d'étudier ces mêmes effets avec le PBA, ceci dans le cas des solutions de SDS et de TTAB qui font l'objet de notre travail.

-III-3.3.1. Evolution de l'épaisseur des films

Le profil des épaisseurs de films raccordés au bord de Plateau est mesuré en fonction du débit Q injecté. Sur la Figure III-29, l'évolution de l'épaisseur est représentée pour plusieurs débits en fonction de la distance entre le point d'injection et le point mesuré. L'épaisseur des films est à peu près constante sur toute la longueur. Quand le débit augmente, les films s'épaississent. L'épaisseur moyenne est mesurée pour chacune des solutions étudiées et pour chaque débit.

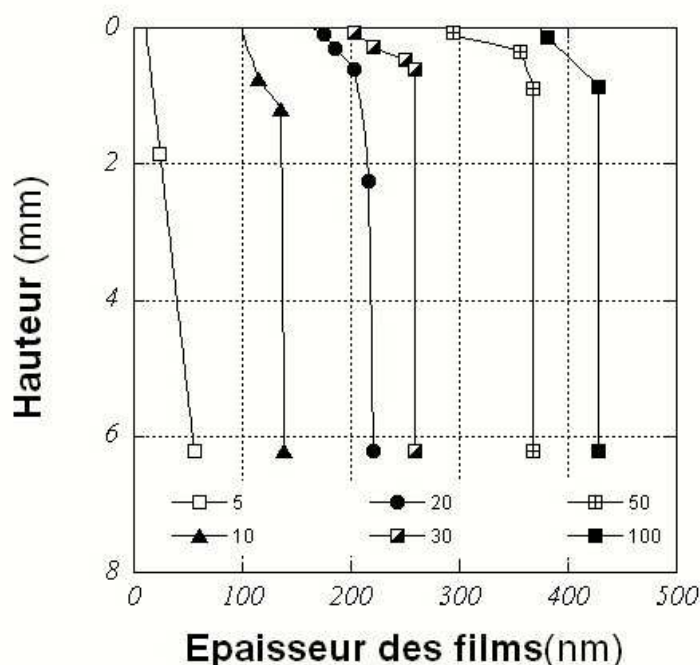


Figure III-29 : Epaisseur d'un film pour différents débits Q : 5, 10, 20, 50 et 100mm³/min

Cette épaisseur moyenne $\overline{e_p}$ est reportée sur la Figure III-30 en fonction de l'aire de la section du bord de Plateau A_{bdP} . Les courbes sont ajustées par une fonction linéaire. La pente de la droite décrivant l'évolution de $\overline{e_p}$ est indépendante de la solution.

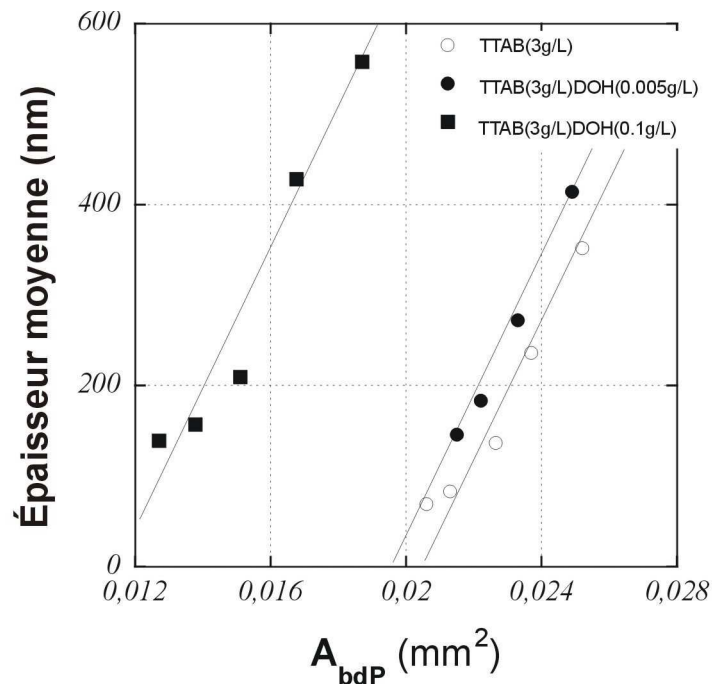


Figure III-30 : Epaisseur d'un film en fonction de l'aire de la section minimale pour TTAB(3g/L), TTAB(3g/L)+DOH(0.01g/L), TTAB(3g/L)+DOH(0.1g/L).

-III-3.3.2. Lien entre l'épaisseur des films et la perte de charge ΔP

Traçons maintenant l'épaisseur des films en fonction de la perte de charge ΔP . Tous les points expérimentaux peuvent être décrits par une fonction affine : $\overline{e_p} = e_0 + h.\Delta P$, où e_0 est l'épaisseur de film extrapolée pour une pression nulle (état statique) et h la pente de la courbe.

La valeur e_0 obtenue à partir des Figure III-31 et Figure III-32 est de 350 Å, ce qui est dans la gamme classique des épaisseurs de film noir [Mon1997]⁶¹. La valeur de h dépend de la géométrie du système, dans notre cas elle est approximativement de 38 nm/Pa. L'augmentation d'épaisseur est corrélée aux écoulements ascendants de Gibbs-Marangoni le long du bord de Plateau dans les films.

Le couplage entre l'épaisseur des films est plus visible pour les débits importants que pour un faible débit. En effet, l'épaisseur moyenne $\overline{e_p}$ est mesurée en comptant les franges de couleurs. Si cette valeur est très faible il n'y a pas de frange de couleur, cf. Figure III-16a et b.

⁶¹ Monnereau, C., & Vignes-Adler, M. 1998. Optical Tomography of Real Three-Dimensional Foams. *Journal of Colloid and Interface Science*, 202(1), 45-53. Dynamics of 3D Real Foam Coarsening, PRL

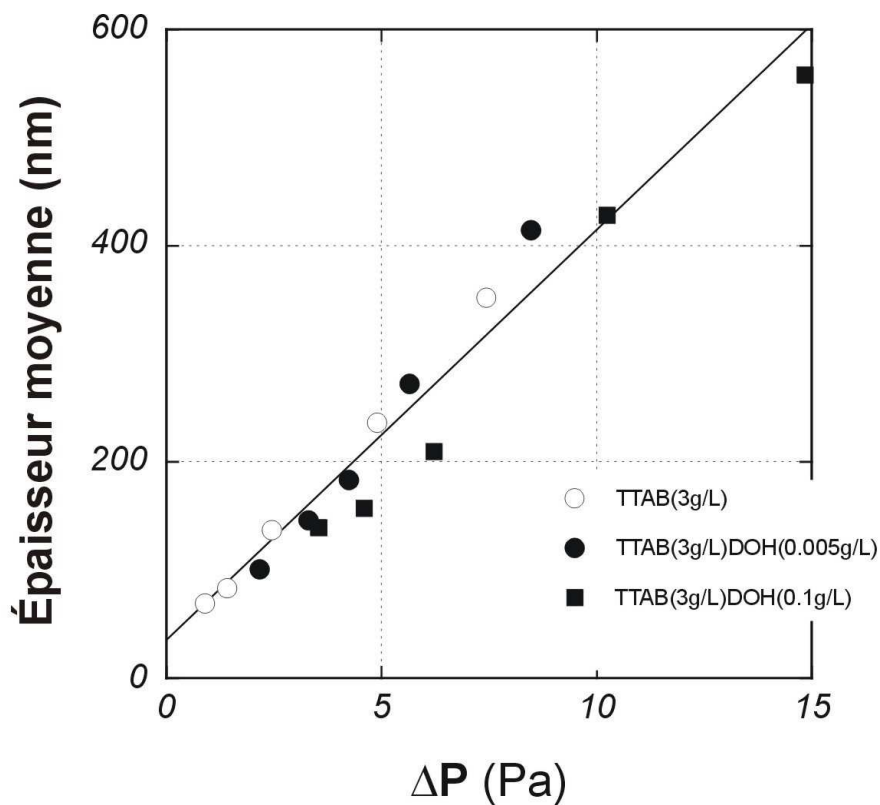


Figure III-31 : Epaisseur d'un film en fonction de ΔP pour TTAB(3g/L), TTAB(3g/L)+DOH(0.01g/L), TTAB(3g/L)+DOH(0.1g/L).

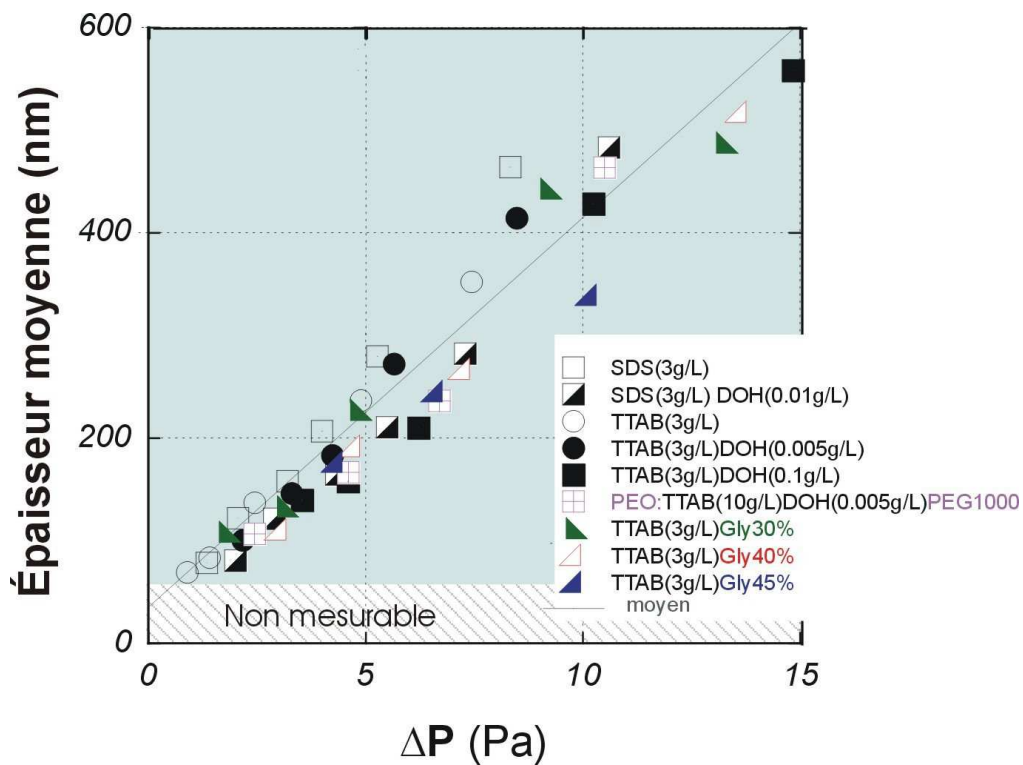


Figure III-32 : Epaisseur d'un film en fonction de la perte de charge ΔP pour toutes les solutions

-III-3.3.3. Temps d'équilibre

La vitesse d'équilibre de notre système dépend de la solution. Les mesures de la pression, de l'aire de la section de bord de Plateau et de l'épaisseur des films ne sont effectuées qu'après avoir atteint cet équilibre. L'équilibre est atteint rapidement avec les solutions pures, mais le délai est plus long pour les solutions plus visqueuses ou chargées en dodécanol. Le temps d'équilibre augmente aussi avec l'augmentation de la concentration en tensioactif pur, ceci a été observé pour du TTAB(10g/L). La viscosité de volume peut augmenter dans les géométries confinées comme les films ici lorsque la concentration en tensioactif est très au-dessus de la cmc (ici $10 \times cmc$)⁶².

-III-4. Drainage d'une mousse aqueuse

Les modèles de drainage décrits dans le paragraphe -II-4.2 portent sur les expériences faites sur une mousse entière ; ils s'appuient pourtant sur des hypothèses faites à l'échelle d'un bord de Plateau, sans jamais les vérifier. Or, nous aboutissons ainsi à des conclusions opposées en passant d'une échelle de mousse à l'autre. La transition entre un mode 'interface mobile' et un mode 'interface rigide' diffère d'une échelle à l'autre. Ceci est obtenu pour une solution de TTAB à 3g/L. La transition s'observe quand la concentration en DOH est de 0.01g/L dans l'expérience de drainage forcé et de 0.2g/L dans l'expérience PBA.

Pour expliquer ces différences, il est nécessaire de comparer pour les mêmes solutions : d'une part les résultats obtenus avec l'expérience de drainage et avec la méthode PBA, d'autre part ces mêmes résultats avec ceux de Durand⁶³.

Safouane⁶⁴ et al., 2006 ont aussi travaillé avec une solution de TTAB(10g/L)DOH(0.005g/L) + 45% de glycérol, donc nous allons observer les effets de l'augmentation de la concentration en tensioactif et l'effet du glycérol.

-III-4.1 Dispositif expérimental pour l'étude globale d'une mousse

Nous avons repris le principe du dispositif classique pour l'étude du drainage d'une mousse (Hutzler et al., 1995⁶⁵). Le dispositif mis en place permet l'observation du front descendant au cours de l'injection de la solution par le haut de la colonne de mousse. Il est représenté sur la Figure III-33.

⁶² Berg, S. Adelizzi, E. A. Troian, S. M. 2004. *Experimental Study of Entrainment and Drainage Flows in Microscale Soap Films*, *Langmuir*

⁶³ Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. *European Physical Journal E*, 7(1), 35-44.

⁶⁴ Safouane, A. Saint-Jalmes, V. Bergeron, D. Langevin, Viscosity effects in foam drainage: Newtonian and non-newtonian foaming fluids, *The European Physical Journal E - Soft Matter*, Volume 19, Issue 2, Feb 2006, Pages 195 - 202,

⁶⁵ Hutzler S, Verbist G, Weaire D and van der Steen J A 1995 *Europhys. Lett.* 31 497

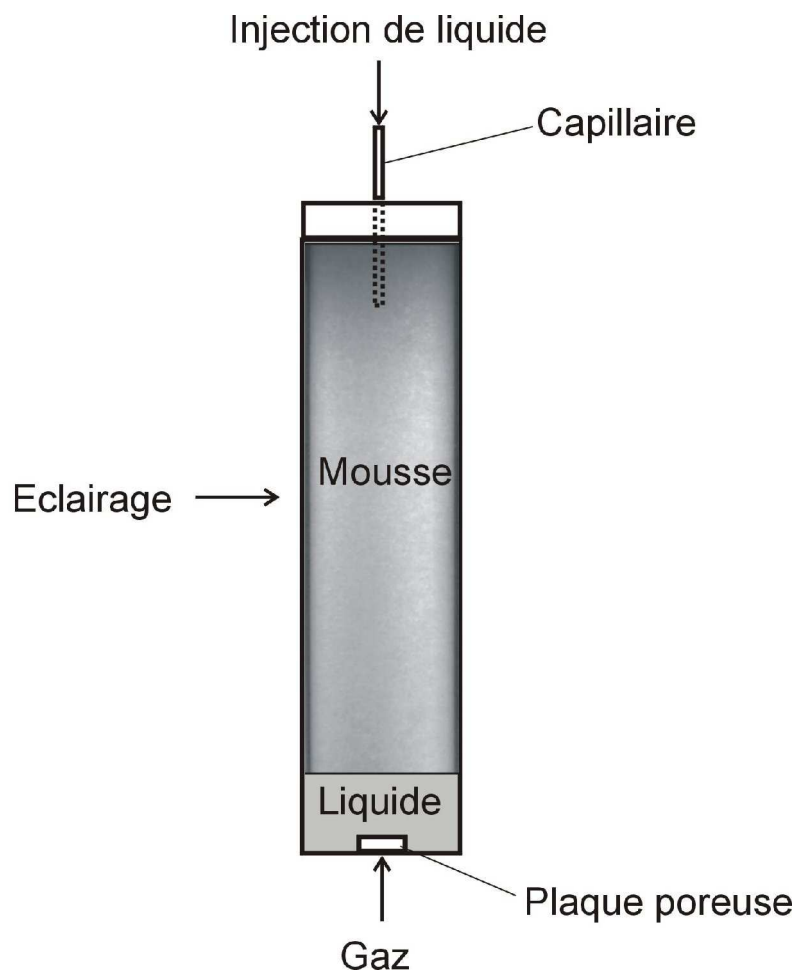


Figure III-33 : Dispositif expérimental pour l'étude du drainage dans la mousse.

La cellule est composée d'un cylindre vertical en plexiglas de 60mm de diamètre et 1m de hauteur. Un couvercle étanche en PVC assure la saturation en vapeur, minimisant ainsi les risques de rupture de films par évaporation. Ce couvercle maintient également le capillaire d'arrivée du liquide. La partie inférieure du cylindre contient en son centre une plaque poreuse en verre fritté.

-III-4.1.1. Formation de la mousse

La partie inférieure de la cellule est remplie de la solution tensioactive. La mousse est créée à l'aide de la plaque poreuse par injection de gaz. Le verre fritté a une porosité ajustée à la taille de bulle souhaitée. Le gaz utilisé est l'azote dont la solubilité dans l'eau est faible. Pour ralentir davantage encore le mûrissement de la mousse, il est nécessaire d'enrichir l'azote de perfluorohexane qui est insoluble dans l'eau. La mousse ainsi formée peut rester plusieurs heures sans qu'il y ait d'effet notable sur la taille des bulles.

-III-4.1.2. Mesure de la taille des bulles

La taille des bulles, variable d'une solution à une autre, est mesurée sur les photos prises au voisinage de la paroi, cf Figure III-34. Ce paramètre régit en grande partie la vitesse du front. La taille des bulles est ensuite moyennée le long d'une ligne. Il est nécessaire de mesurer la taille des bulles avant chaque expérience.

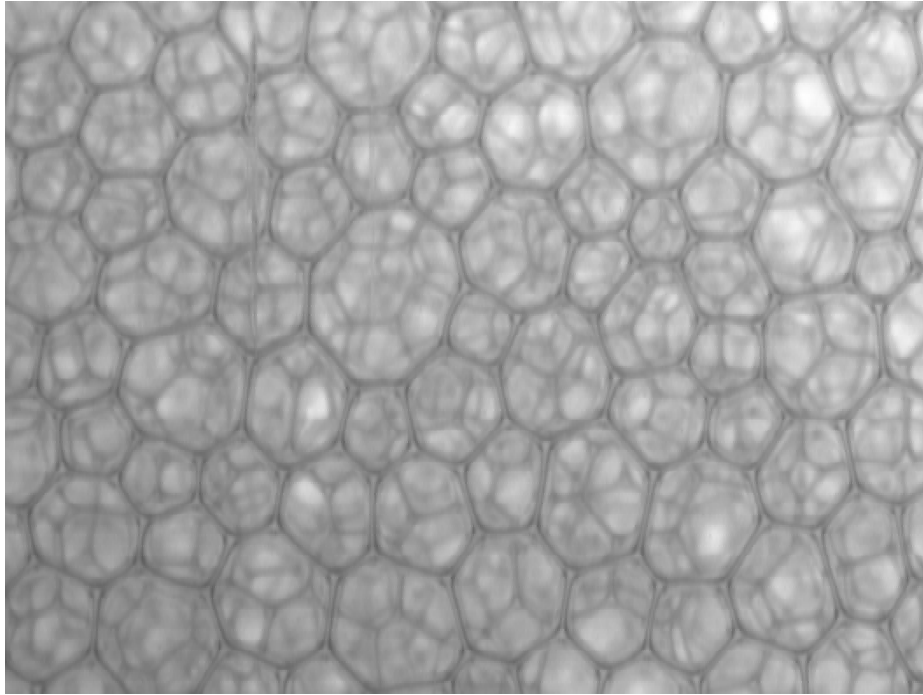


Figure III-34 : Image des bulles observées au voisinage de la paroi.

-III-4.1.3. Injection du liquide

Dans les expériences, l'injection se fait par l'intermédiaire d'une pompe qui assure un débit constant pouvant varier entre 1.3 ml/min et 80 ml/min. L'observation du passage du front de mousse humide dans la mousse sèche a été effectuée en utilisant la technique de diffusion multiple de la lumière^{66,67,68}.

La transmission T de la lumière diffusée à travers la mousse est donnée par : $T \sim D/d\varepsilon^{1/2}$, où d est l'épaisseur de mousse traversée, D est la taille moyenne des bulles et ε la fraction liquide. Cette relation montre que la transmission est essentiellement fonction de la fraction liquide ε . La mousse sèche transmet beaucoup plus la lumière que la mousse humide, il est donc très facile d'observer le passage du front de mousse humide en filmant l'avancée du front lumineux. La zone d'observation choisie se trouve à une distance suffisante de l'injection pour que le front horizontal de mousse humide ait le temps de se former.

⁶⁶ A. Ishimaru. *Wave Propagation and Scattering in random Média*, volume 1. Academic Press, New York, 1978

⁶⁷ D. J. Durian, D. A. Weitz, and D. J. Pine. Multiple light-scattering probes of foam structure and dynamics. *Science*, 253:686-688, 1991.

⁶⁸ G. Verbist and D. Weaire. *Europhys. Lett.*, 26:631, 1994.

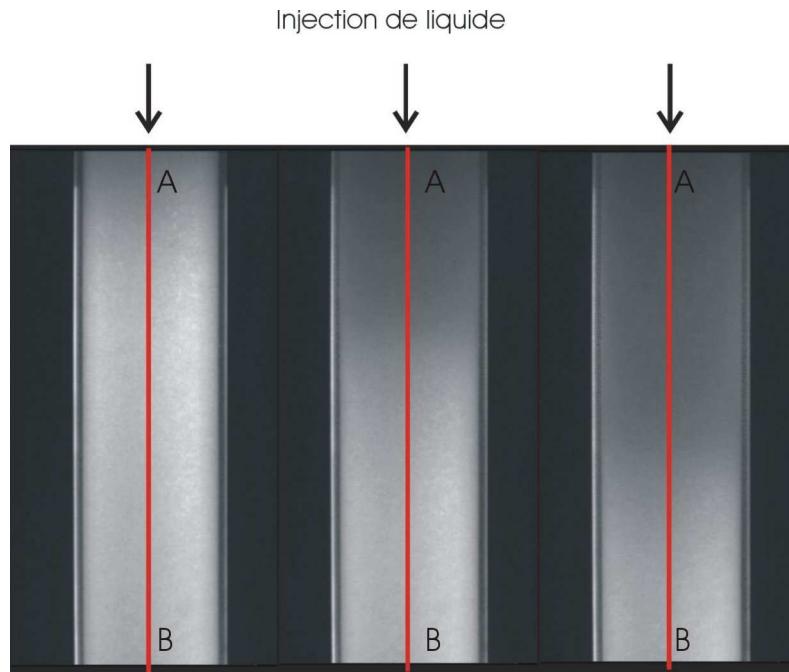


Figure III-35 : Avancée d'un front de liquide dans une mousse initialement sèche. La luminosité de la mousse est mesurée le long de la ligne représentée sur les trois images.

Dans les expériences, les prises de vue sont faites toutes les secondes.

A partir de cette séquence d'enregistrement, la vitesse effective du front s'obtient en traitant les images de la manière suivante : sur chaque image enregistrée à un instant t_i , Figure III-35, le logiciel Scion Image retient les valeurs des niveaux de gris des points se trouvant sur une même ligne AB.

Cette figure fait apparaître un contraste net entre la mousse sèche et la mousse humide. La mesure de la pente matérialisée par un trait plein permet de déterminer la vitesse de descente du front V_f . Ce procédé de mesure de la vitesse du front de liquide est différent de celui utilisé par Durand et al⁵⁸, en effet, il permet une mesure directe de la vitesse moyenne du front. Dans la méthode suivie par Durand et al., la position du front est déterminée sur chaque image, puis tracée en fonction du temps.

Dans les expériences de Durand, le liquide injecté modifie le poids de la mousse dans la colonne ce qui entraîne un mouvement d'ensemble descendant. Le liquide est expulsé par le bas (une connexion à un réservoir le permet). Mais la vitesse d'ensemble n'est pas mesurée. Or, le frottement éventuel de la mousse sèche sur les parois peut gêner son déplacement.

Dans notre cas, nous ne permettons pas au liquide de quitter la colonne par le bas ce qui a pour conséquence de faire remonter les bulles. Cette remontée est observable en suivant les légères différences de niveaux de gris, nous observons des lignes de niveau dans nos graphiques spatio-temporels, cf. Figure III-36 :

- dans la mousse sèche, ces lignes sont horizontales car les bulles sont immobiles.
- au passage du liquide, les lignes de niveaux changent d'orientation et leurs pentes deviennent négatives. Ceci met en évidence la remontée des bulles et permet par là même d'en observer la vitesse de remontée V_r . La vitesse du liquide dans la mousse est alors l'addition des deux vitesses : $V_f^c = V_f + V_r$.

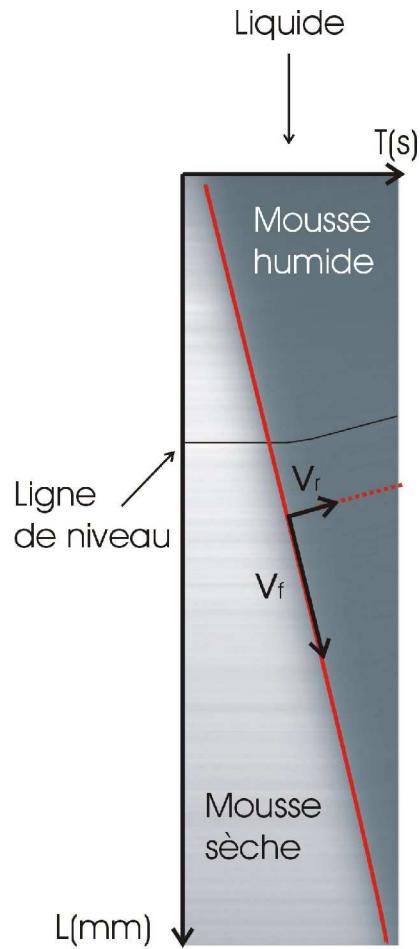


Figure III-36 : Mesure de l'avancée du front. V_f vitesse de front effective. V_r vitesse de remontée des bulles.

-III-4.2 Résultats

La Figure III-37 présente l'écart trouvé entre la mesure de vitesse de front effective V_f et la vitesse de front corrigée V_f^c pour une solution de TTAB. La loi de puissance est légèrement différente. Sans correction, le front suit une loi de puissance de 0.32, après correction, nous obtenons une loi de puissance d'exposant 0.35. Nous présenterons par la suite la vitesse de front corrigée seule.

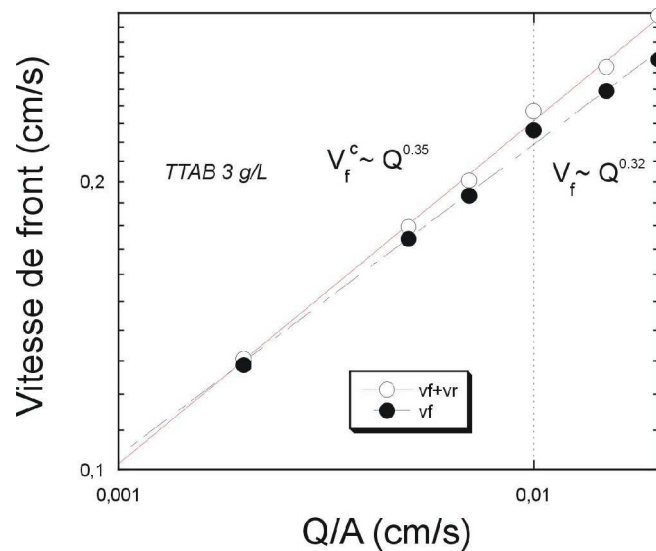


Figure III-37 : Comparaison entre la vitesse de front apparente V_f et la vitesse de front corrigée V_f^c pour une solution de TTAB(3g/L)

La valeur obtenue pour le TTAB pur 3g/L est très proche de $n = 1/3$, valeur attendue pour le régime d'interfaces mobiles. Ce résultat est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature.

L'ajout d'une petite quantité de DOH à la solution de TTAB semble suffire à rigidifier les interfaces des bords de Plateau. Avec du TTAB(3g/L)DOH(0,001g/L), nous obtenons $n = 0.54$ ce qui est conforme aux résultats publiés à ce jour Durand & Langevin, 2002⁶⁹, Saint-Jalmes et al., 2004⁷⁰, Safouane et al., 2006⁷¹. L'ajout d'une plus grande quantité de DOH donne un exposant supérieur à 1/2. Cette valeur est très surprenante, puisque 1/2 correspond à la limite rigide (Poiseuille) pour l'écoulement dans les bords de Plateau. Les points sont très dispersés, cf. Figure III-38.

⁶⁹ Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. *European Physical Journal E*, 7(1), 35-44.

⁷⁰ Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

⁷¹ Safouane, A. Saint-Jalmes, V. Bergeron, D. Langevin, Viscosity effects in foam drainage: Newtonian and non-newtonian foaming fluids, *The European Physical Journal E - Soft Matter*, Volume 19, Issue 2, Feb 2006, Pages 195 - 202,

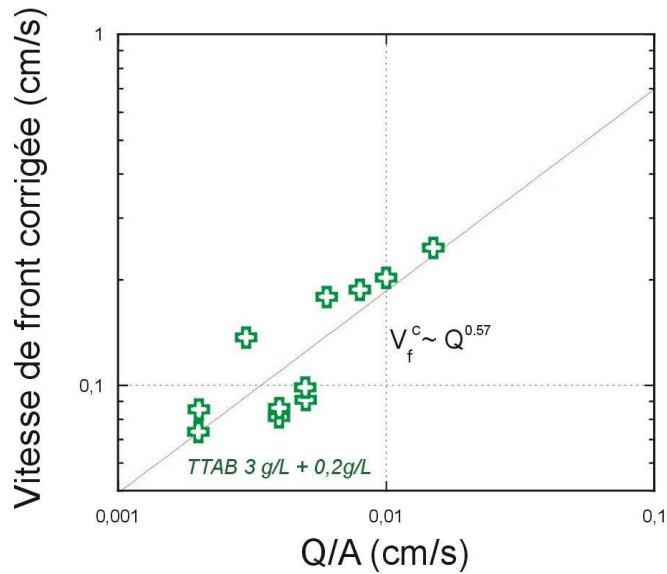


Figure III-38 : Variation de la vitesse de front en fonction du débit TTAB 3g/L DOH 0.2g/L.

Lorsque la concentration est 10g/L (>cmc), l'exposant $n = 0.39$. Ce résultat est surprenant, pour cette taille de bulle donnée, le régime est transitoire entre 'interface mobile' et 'interface rigide'. Pourtant l'augmentation de la concentration de tensioactif change très peu la viscosité de volume. De plus, nous n'avons jamais observé de différence dans la mobilité des interfaces des bords de Plateau pour les deux concentrations en TTAB.

L'ajout de glycérol provoque, lui aussi, une augmentation de l'exposant de la loi de puissance. Pour les deux solutions étudiées de TTAB(3g/L) Gly30% et TTAB(3g/L)Gly45%, cette valeur est proche de la limite théorique 1/2. Dans l'expérience PBA, nous avons aussi observé l'influence du glycérol sur la viscosité de surface à bas débit, cf paragraphe.-III-3.2 .

L'ensemble des exposants des lois de puissance ainsi obtenus sont rassemblés dans le Tableau III-5 :

| | n |
|-------------------------|----------|
| TTAB 3g/L | 0.35 |
| TTAB 10g/L | 0.39 |
| TTAB 3g/L + DOH 0.01g/L | 0.54 |
| TTAB 3g/L + DOH 0.2g/L | 0.57 |
| TTAB 3g/L + Gly 30% | 0.49 |
| TTAB 3g/L + Gly 45% | 0.50 |

Tableau III-5 : Loi de puissance des solutions.

Les exposants des lois de puissance positionnent le régime d'écoulement :

- si $n = 0.5$, les courbes correspondant au 'régime rigide', μ_s est obtenue à l'aide de l'équation (2.14).
- si $1/3 < n < 0.5$, Pour les régimes intermédiaires, μ_s est extraite à partir de l'équation (2.18).

Ces valeurs caractérisent la rigidité de l'interface et peuvent donc être comparées indépendamment de tout autre paramètre. Elles sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

| | μ_s (10^{-5} g/s) |
|-------------------------|--------------------------|
| TTAB 3g/L | 1.1 |
| TTAB 10g/L | 45 |
| TTAB 3g/L + DOH 0.01g/L | 20 |
| TTAB 3g/L + DOH 0.2g/L | 37 |
| TTAB 3g/L + Gly 45% | 140 |

Tableau III-6: Rigidité de l'interface.

Il est à noter que la fraction de liquide n'est pas constante le long de toute la courbe de variation du débit. Nous obtenons une valeur de μ_s pour chaque vitesse de front. La valeur reportée est la moyenne de l'ensemble de ces valeurs. Dans le régime intermédiaire, nous avons également besoin d'une fraction volumique moyenne pour déterminer μ_s .

-III-5. Discussion

Le Plateau Border Apparatus a permis :

- d'observer l'effet sur le bord de Plateau de l'ajout de dodécanol en plus ou moins forte concentration dans des solutions de SDS et de TTAB, purs puis additionnées de glycérol afin d'en modifier la viscosité de volume,
- de mesurer la perte de charge ΔP et d'appréhender la géométrie du bord de Plateau et d'évaluer l'épaisseur des films,
- d'en déduire la viscosité de surface dans chaque cas.

Dès lors, deux régimes distincts ont pu être mis en évidence :

- **Le régime dit à 'interfaces mobiles' :**
 - la perte de charge est faible,
 - l'aire de la section de bord de Plateau est quasi constante,
 - les angles de contact sont constants,
 - il existe un contre écoulement de Gibbs-Marangoni,
 - l'épaisseur des films est constante pour un débit donné, elle est liée à ΔP .

Ce régime apparaît lorsque sont utilisées des solutions de tensioactif telles que :

SDS(3g/L), SDS(3g/L) DOH(0.01g/L)
 TTAB(3g/L), TTAB(3g/L) DOH(0.01g/L), TTAB(3g/L) DOH(0.1g/L)
 TTAB(3g/L) + 30, 40 et 45% de glycérol (sauf à bas débit Tableau III-7)

- **Le régime dit à 'interfaces rigides' :**
 - la perte de charge est importante,
 - il se produit une variation de la section de bord de Plateau,
 - il se produit une variation des angles de contact,
 - il n'y a pas de contre écoulement,
 - l'épaisseur des films est 'figée'.

Ce régime apparaît lorsque sont utilisées les solutions de tensioactif telles que :

SDS(3g/L) DOH(0.1g/L)

TTAB(3g/L) DOH(0.2g/L)

TTAB(3g/L) DOH(0.2g/L) + 30, 40 et 45% de glycérol

Le TTAB(3g/L)DOH(0.1g/L) a un comportement particulier. En effet, dans un premier temps, le bord de Plateau a un comportement semblable au cas 'interfaces rigides' décrit ci-dessus, mais un écoulement de liquide existe tout de même dans les films. Toutefois cet écoulement est très lent et inverse de celui provoqué par l'effet de Gibbs-Marangoni. Il provoque ainsi la lente évolution vers le comportement 'interfaces mobiles'. Dans ces conditions, les films deviennent uniformes au bout d'une demi-journée. Les mesures de perte de charge, de la géométrie du bord de Plateau et de l'épaisseur des films n'ont pas été effectuées après la stabilisation totale du système, d'où le classement du TTAB(3g/L)DOH(0.1g/L) dans les solutions 'interfaces mobiles'

Nous allons maintenant comparer nos résultats expérimentaux PBA et mousse aux résultats trouvés dans la littérature (Tableau III-7) :

| μ_s (10^{-5} g / s) | | | | | | | |
|----------------------------|-----------|---------|-------------------------------|-------|-----------------|--------------------|--------------------|
| Solution | | | PBA | | Mesure de front | | |
| | | | Débit Q(mm ³ /min) | | Marne la vallée | Orsay | autre |
| Tensioactif | DOH (g/L) | Gly (%) | 2 | 100 | | | |
| SDS(3g/L) | 0 | 0 | 2.5 | 1.8 | 1.1 | | |
| | 0.01 | | 6 | 2 | 20 | rigide | |
| | 0.1 | | 10 | 100 | | | |
| | 0 | 30 | 4.5 | 1.8 | | | |
| | | 40 | 9.1 | 2 | | | |
| | | 45 | 10.1 | 2 | | | |
| TTAB(3g/L) | 0 | 0 | 2.5 | 1.8 | | | |
| | 0.01 | | 6 | 2 | | | |
| | 0.1 | | 6 | 2 | | | |
| | 0.2 | 30 | 4.5 | 1.7 | | | |
| | | 40 | 9.1 | 2 | | | |
| | | 45 | 10.5 | 2 | 140 | | |
| | 0.2 | 30 | 140 | 15000 | | | |
| | | 45 | 140 | 40000 | | | |
| TTAB(12g/L) | 0.005 | 45 | - | 1.8 | | rigide | |
| TTAB(10g/L) | 0 | 0 | | | 45 | | |
| | 0.005 | | | | | 180 ⁶⁴ | |
| SDS(10g/L) | 0 | | | | | 8 ⁷² | |
| SDS(1g/L) | | | | | | | 3.6 ⁷³ |
| caséine | | | | | | 1000 ⁷² | |
| BSA | | | | | | | 1900 ⁷³ |

Tableau III-7 : tableau comparatif des diverses mesures de μ_s . Le cas 'interface rigide' ou transitoire est surligné.

⁷² Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. *European Physical Journal E*, 15(1), 53-60.

⁷³ S.A. Koehler, S. Hilgenfeldt, E.R. Weeks and H.A. Stone, *Phys. Rev. Lett. E* **66** (2002), p. 040601.

Dans la littérature, les expériences de drainage dans la mousse réelle classent le TTAB(3g/L) dans le régime 'interface mobile' et TTAB(3g/L)DOH(0.01g/L) dans celui : 'interface rigide', de même que la solution TTAB(3g/L)DOH(0.005g/L)Gly40%. Or pour le PBA, le TTAB(3g/L), TTAB(10g/L), TTAB(3g/L)DOH(0.01g/L) et TTAB(3g/L)+Gly40% sont dans le régime 'interface mobile', l'ajout d'une quantité de dodécaneol inférieure à 0.2 g/L ne permet pas de rigidifier l'interface contrairement aux résultats décrits ci-dessus.

Comparons maintenant ces résultats aux résultats décrit dans le paragraphe précédent : Le TTAB(3g/L) conduit à un régime 'interface mobile' ceci est en accord avec les mesures de vitesse de front. La valeur obtenue pour μ_s est très proche de celle mesurée dans un bord de Plateau unique : $1.8 \cdot 10^{-5}$ g/s par la méthode PBA, cf. -III-3.1.4. et $3.1 \cdot 10^{-5}$ g/s par une mesure de profils de vitesse obtenus par Koehler⁷³ et al..

Par contre, la mesure de vitesse de front classe la solution TTAB(3g/L)DOH(0.01g/L), avec $\mu_s = 20 \cdot 10^{-5}$ g/s, comme une solution conduisant à un écoulement en transition vers un régime 'interface rigide'. Ceci est en accord avec les résultats obtenus dans la littérature, mais cette valeur est dix fois plus importante que celles obtenues par l'expérience PBA.

Les valeurs de la viscosité de cisaillement de surface μ_s sont de l'ordre de 10^{-2} g/s, cas 'interface rigide' pour des solutions contenant des protéines telles que la caséine⁷² (à l'échelle d'une mousse) ou la BSA⁷³ (à l'échelle d'un bord de Plateau).

L'analyse du drainage des mousses de solutions tensioactives, conduit à des résultats cohérents avec les mesures de vitesse de front. Les différences éventuelles de préparation ne sont donc pas à mettre en cause.

Dès lors, trois hypothèses peuvent expliquer cette différence.

- L'augmentation constatée de μ_s est peut-être liée à un phénomène de propagation du front, elle peut être associée au processus d'ouverture des bords de Plateau de la mousse initialement sèche. Des mesures d'ouverture d'un bord de Plateau unique sont à envisager pour tenter de répondre à cette question.
- Par ailleurs, nous avons observé que les films qui joignent le bord de Plateau sont soumis à un gonflement. Il est possible que ce processus soit à l'origine des différences observées. En effet, la viscosité de volume peut être différente dans ces géométries confinées lorsque la concentration en tensioactif est très au-dessus de la cmc.
- La cinétique d'adsorption peut aussi varier en fonction des molécules composant la solution ainsi que de leurs concentrations.

En effet, le saut observé dans les valeurs de μ_s lorsque la concentration en TTAB passe de 3 à 10g/L pour une mousse réelle, est surprenant. La valeur de ce paramètre est multipliée par un facteur 10, alors que ni la viscosité de volume, ni la concentration en tensioactif à l'interface, ne sont modifiées. Or, ceci n'a pas été observé avec le PBA. Des effets dus à la déplétion lors du gonflement des films peuvent en être à l'origine, causant alors un effet retard sur la vitesse de front. La présence du glycérol augmente la viscosité

de cisaillement de surface. Ce résultat se retrouve que ce soit dans les expériences sur les mousses réelles, ou que ce soit avec la méthode PBA, cf. Figure III-39.

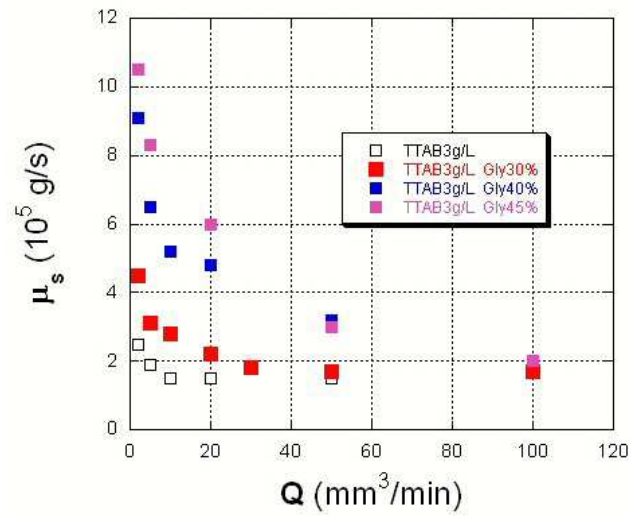


Figure III-39 : Valeurs de la viscosité de cisaillement de surface extraites des mesures réalisées sur un bord de Plateau unique pour une solution de TTAB 3g/L pour différents pourcentages de glycérol.

Chapitre IV

Transport de sphères dans un réseau de bords de Plateau

| | |
|---|------------|
| <u>-IV-1. Dispositifs expérimentaux</u> | 80 |
| -IV-1.1 Sphères se déplaçant dans un réseau de bords de Plateau | 80 |
| -IV-1.1.1. 1 ^{ier} dispositif : sédimentation de sphères dans une mousse aqueuse | 81 |
| -IV-1.1.2. 2 ^{ème} dispositif : système PBA modifié | 81 |
| -IV-1.1.3. Sphères et solutions | 82 |
| -IV-1.1.4. Chargement de sphères | 83 |
| -IV-1.1.5. Géométrie du système | 83 |
| -IV-1.2 Contrôle de la fraction volumique de liquide | 86 |
| -IV-1.2.1. Contrôle de la dimension de la section du bord de Plateau sans écoulement de liquide | 87 |
| -IV-1.2.2. Zone d'observation | 88 |
| -IV-1.2.3. Mesure du diamètre limite | 90 |
| -IV-1.3 Protocoles suivis dans les expériences | 91 |
| -IV-1.3.1. Cellule de Contrôle de la fraction de liquide dans la mousse | 92 |
| -IV-1.3.2. PBA modifié | 93 |
| -IV-1.4 Mesure dans un bord de Plateau solide : système modèle | 93 |
| -IV-1.4.1. Fluide et sphères utilisées | 93 |
| -IV-1.4.2. Bord de Plateau solide | 94 |
| -IV-1.4.3. Contrôle de l'angle inclinaison | 94 |
| <u>-IV-2. Résultats et discussions</u> | 96 |
| -IV-2.1 Sédimentation d'une sphère dans un réseau de bords de Plateau | 96 |
| -IV-2.1.1. Description | 96 |
| -IV-2.1.2. Sédimentation dans un bord de Plateau incliné | 98 |
| -IV-2.1.3. Sédimentation dans un bord de Plateau vertical | 99 |
| -IV-2.2 Entraînement d'une sphère dans un bord de Plateau vertical par un écoulement | 101 |
| <u>-IV-3. Discussion</u> | 105 |
| -IV-3.1 Sédimentation dans un bord de Plateau incliné | 105 |
| -IV-3.2 Sédimentation dans un bord de Plateau vertical | 105 |
| -IV-3.3 Entraînement d'une particule dans un écoulement | 107 |
| <u>-IV-4. Quelques effets collectifs</u> | 108 |
| -IV-4.1 Mélange, changement de ligne | 108 |
| -IV-4.2 Blocage | 110 |

L'influence de la nature de la solution tensioactive sur l'écoulement de la phase liquide d'une mousse a été mise en évidence dans le chapitre précédent. Dans le cadre complet de notre étude sur le transport de particule dans une mousse, il reste maintenant à déterminer l'effet du tensioactif sur les vitesses de sédimentation et d'entraînement de ces petites particules. Notre étude se limitera à l'échelle d'un ou deux bords de Plateau.

Pour cela, nous avons développé deux expériences de transport de sphères dans une mousse aqueuse et une expérience modèle dans un canal solide. La première expérience permet de décrire la sédimentation d'une sphère dans une mousse tridimensionnelle. La deuxième est une adaptation du dispositif expérimental PBA qui permet d'évaluer l'influence du tensioactif dans un bord de Plateau vertical. La troisième expérience permet d'observer le transport de particules dans un système modèle reproduisant un bord de Plateau dit 'solide', ceci pour imposer des conditions aux limites de corps solide bien définies.

-IV-1. Dispositifs expérimentaux

-IV-1.1 Sphères se déplaçant dans un réseau de bords de Plateau

-IV-1.1.1. 1^{er} dispositif : sédimentation de sphères dans une mousse aqueuse

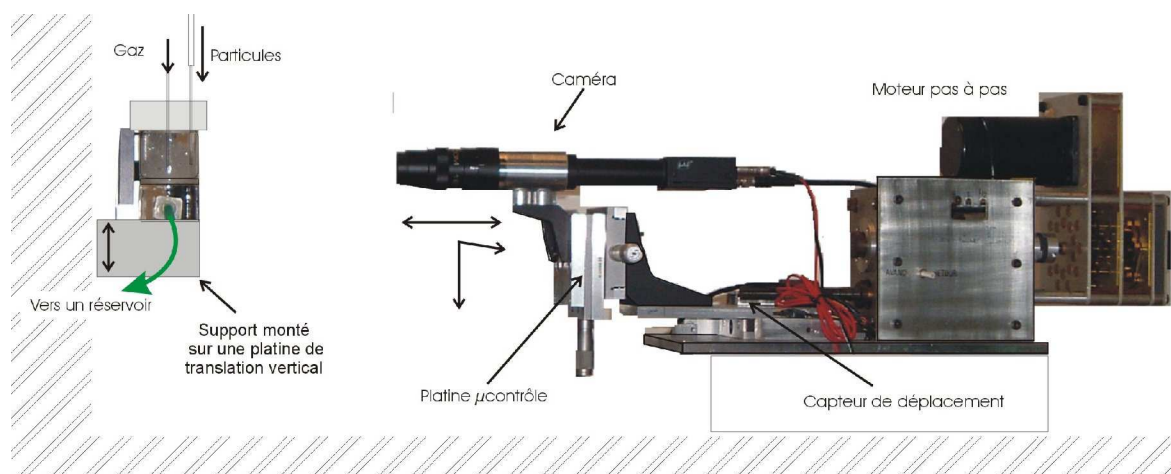


Figure IV-1 : Dispositif d'observation d'une mousse aqueuse.

Pour observer des particules dans un réseau de bords de Plateau, nous avons réalisé une cellule en verre cylindrique (diamètre : 50 mm, hauteur : 100 mm), montée sur une platine de translation verticale. A sa base est placée une plaque plane poreuse, rendue partiellement hydrophobe par silanisation. La cellule est reliée à un réservoir de liquide par un tuyau flexible. Elle est recouverte d'un couvercle en PVC, laissant un passage pour la pipette de bullage par laquelle est introduit le gaz. Un deuxième trou de 10 mm de diamètre est également aménagé pour le passage de la pipette de distribution des sphères, ceci afin de permettre l'ajustement de la position d'injection des sphères en fonction de l'endroit où se trouve le bord de Plateau choisi. Des lamelles de verre sont posées autour de ce trou pour minimiser l'évaporation sans pour autant limiter le déplacement de la pipette. L'extrémité de la pipette Pasteur servant à l'introduction des sphères dans la mousse a été affinée de manière à obtenir un diamètre de l'ordre de 0.5mm. Cette pipette est connectée au système de chargement des sphères.

La mousse est produite au-dessus de la plaque poreuse. Elle est créée à l'aide d'une pipette, nous décrirons plus précisément sa formation dans le paragraphe consacré aux différents protocoles d'expérimentation. La hauteur du réservoir d'alimentation en liquide peut être réglée de manière à obtenir la fraction volumique de liquide dans la mousse qui est souhaitée. La pipette de bullage est fixe.

-IV-1.1.2. 2^{ème} dispositif : système PBA modifié

Le 2^{ème} dispositif expérimental utilisé est constitué du système PBA dont seule la partie injection est modifiée, cf. Figure IV-2. Dans la version 'étude d'entraînement des sphères', l'arrivée du liquide est dissociée de l'entrée des sphères. A l'entrée, les sphères sont guidées par un capillaire en verre. La caméra utilisée dans le cas présent est remplacée par une caméra rapide (fréquence d'acquisition 1000 Hz).

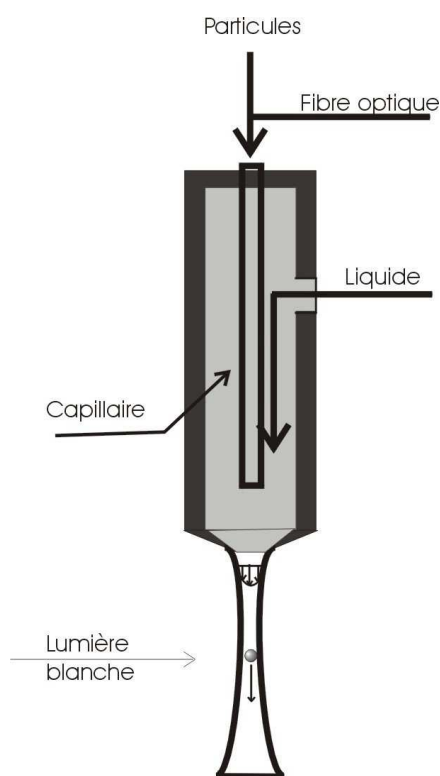


Figure IV-2 : : Dispositif d'injection en mode 'étude d'entraînement de sphères'.

-IV-1.1.3. Sphères et solutions

Les sphères étudiées sont des micro-sphères de verre :

- dans l'expérience de drainage, les sphères sont fournies polydisperses et de diamètre compris entre 15 et 45 μm , elles ont une densité de 2.5 ± 0.1 . Le diamètre est contrôlé au cours de l'expérience.
- dans l'expérience PBA, les sphères étudiées sont des microsphères de Duke Scientific Corporation®, calibrées et certifiées (NIST). Leur densité est de 2.45 et les diamètres retenus sont égaux à : $30 \pm 2.1\mu\text{m}$, $52.6 \pm 3.2\mu\text{m}$, $72.6 \pm 4.4\mu\text{m}$, $90.3 \pm 4.5\mu\text{m}$, $120 \pm 6\mu\text{m}$ et $140 \pm 7\mu\text{m}$.

Dans le 0, nous avons étudié la mobilité d'interface fluide pour diverses solutions. Dans les deux expériences qui suivent, nous allons comparer l'effet d'une 'interface mobile' et d'une 'interface rigide' sur le transport de ces sphères. Dans la première expérience de sédimentation, nous utilisons une solution de SDS(3g/L)+DOH(0.01g/L) pour l'interface mobile et SDS(3g/L)+DOH(0.1g/L) pour l'interface rigide, dans la deuxième nous utiliserons une solution de TTAB(3g/L)+DOH(0.01g/L) et TTAB(3g/L)+DOH(0.2g/L).

-IV-1.1.4. Chargement de sphères

Système d'injection

Le système de chargement des sphères est simple, il est basé sur le fait qu'il n'y a pas d'écoulement de liquide quand l'extrémité supérieure d'un capillaire vertical rempli de liquide est fermée. Les sphères sont introduites dans le liquide et sédimentent sous l'action de la gravité. Le dispositif est composé de deux parties emboîtées :

- une vanne trois voies (Hamilton HV 3/2) pour le chargement des sphères, cf. Figure IV-3,
- un capillaire connecté à la mousse.

Pendant l'expérience, la vanne est utilisée comme système de fermeture maintenant le liquide dans la vanne et dans le capillaire. Ceci nécessite une étanchéité complète du système.

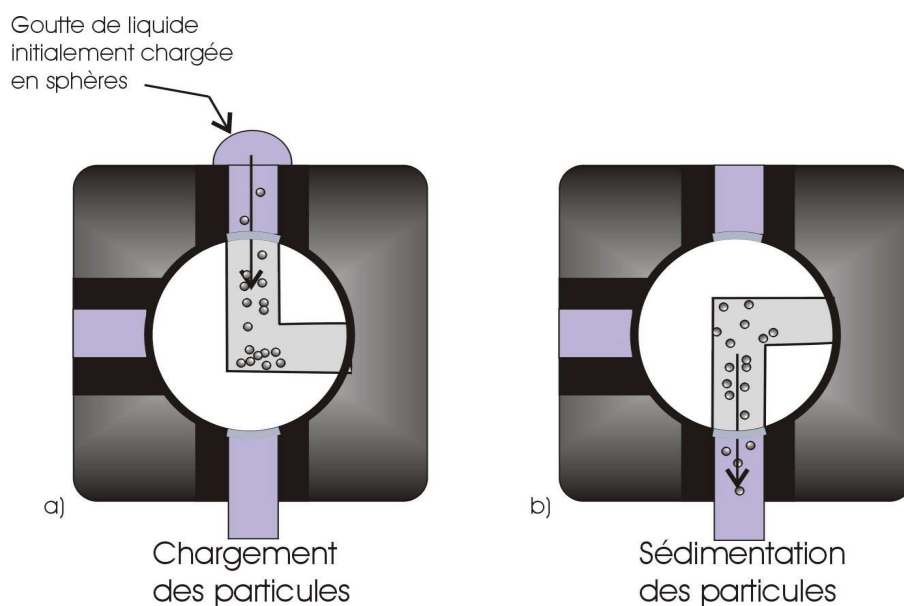


Figure IV-3 : Système de chargement de sphères.

Les conduits de passage de la vanne sont remplis de liquide lors de la purge préalable. Pour le chargement des sphères, la vanne est positionnée de manière à ce qu'une des voies du passage soit connectée à l'entrée supérieure et les autres obturées. Les sphères à introduire sont placées dans une goutte de liquide qui est déposée à l'entrée supérieure, cf. Figure IV-3a. Les sphères sédimentent jusqu'au coude du conduit. Nous tournons ensuite la vanne d'un quart de tour, la première voie étant maintenant obturée, la deuxième voie est connectée à la sortie (ouverture inférieure), cf. Figure IV-3b. Les sphères sédimentent alors vers la sortie.

-IV-1.1.5. Géométrie du système

Pour ne pas déformer le bord de Plateau, la sphère doit avoir un diamètre inférieur à une certaine limite. D'après la forme de la section d'un bord de Plateau, il est possible de tracer un cercle inscrit de diamètre d_{lim} tangent aux trois arcs de cercle. Le centre de ce cercle est aussi le centre de gravité de la section du bord de Plateau. Si C_1, C_2, C_3 sont les centres des arcs de cercle formant le bord de Plateau, l'angle de contact étant dans les modèles considéré comme nul, les trois arcs de cercle se rejoignent deux à deux, ils sont tangents respectivement en T_1, T_2 et T_3 . $C_1C_2C_3$ forment un triangle équilatéral de côté, $2R_{bdP}$.

Figure IV-4 : Position d'une sphère dans un bord de Plateau sans déformation. Le cercle en pointillés correspond à la position idéale de la plus grande sphère pouvant sédimenter dans le bord de Plateau sans le déformer.

Si T_n est le milieu du segment C_iC_j ($n \neq i \neq j$), le diamètre limite s'écrit :

$$d_{\text{lim}} = 2 \left[\overline{C_i G_{bdP}} - R_{bdP} \right] \quad (4.1)$$

avec $\overline{C_i G_{bdP}} = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{3}}{2} \times 2R_{bdP} = 2 \frac{\sqrt{3}}{3} R_{bdP}$,

ce qui conduit à la relation :

$$d_{\text{lim}} = 2 \left[\frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right] R_{bdP}. \quad (4.2)$$

Sans apport de liquide, seule la gravité agit sur la position de la sphère. La Figure IV-4 décrit la position théorique idéale d'une particule sphérique. Quand, dans son mouvement la sphère se déplace à l'intérieur d'un bord de Plateau incliné, elle vient se placer dans le coin inférieur composé de deux arcs de cercle. Sa position dépend de son diamètre. Si la sphère de centre G_p a un diamètre d , sa position peut être déterminée en calculant la distance, $\overline{G_p T_3} = a$, du centre G_p à la pointe inférieure du bord de Plateau. La simple relation de Pythagore conduit à :

$$\overline{G_p C_i}^2 = \left(R_{bdP} + \frac{d}{2} \right)^2 = a^2 + R_{bdP}^2, \quad (4.3)$$

Ce qui donne :

$$a^2 = \left(R_{bdP} + \frac{d}{2} \right)^2 - R_{bdP}^2 = d \left(R_{bdP} + \frac{d}{4} \right), \quad (4.4)$$

soit :

$$a = \sqrt{d \left(R_{bdP} + \frac{d}{4} \right)}. \quad (4.5)$$

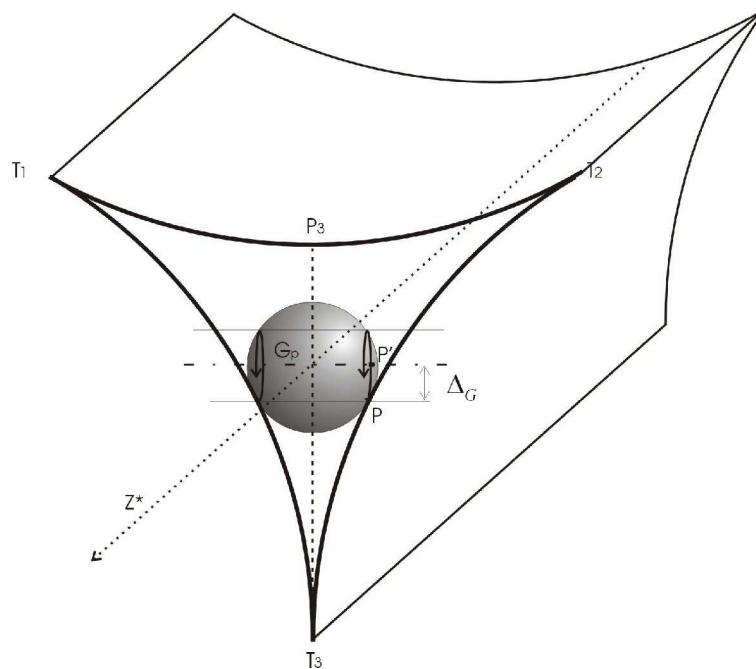


Figure IV-5 : Schéma du système bord de Plateau/ particule sphérique

Si la particule sphérique n'est en contact avec le coin inférieur du bord de Plateau qu'en deux points symétriques par rapport à l'axe P_3T_3 , axe de symétrie du système bord de Plateau/bille (cf Figure IV-5). La symétrie bloque tout mouvement horizontal, le mouvement ne peut se faire que par translation dans l'axe z^* du bord de Plateau, avec ou sans rotation. La vitesse de rotation varie avec la taille de la sphère : pour un bord de Plateau donné, elle est fonction de la distance Δ_G entre le point de contact P de la sphère avec la paroi et sa projection P' sur l'axe de rotation de la sphère : $\Delta_G = a - b$ avec b la distance entre $\overline{PP'}$. La sphère est tangente à l'arc de cercle, par suite G_P, P et C_1 sont alignés, et $G_P T_3$ est parallèle à PP' .

Nous en déduisons la relation suivante :

$$\frac{b}{R_{bdP}} = \frac{a}{R_{bdP} + \frac{d}{2}}, \quad (4.6)$$

Par conséquent :

$$\Delta_G = a - b = a \left(1 - \frac{R_{bdP}}{R_{bdP} + \frac{d}{2}} \right), \quad (4.7)$$

Soit :

$$\Delta_G = a - b = \frac{a.d}{2.R_{bdP} + d}, \quad (4.8)$$

or,

$$R_{bdP} = \frac{d_{\text{lim}}}{2 \left[\frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right]} = A.d_{\text{lim}}, \quad (4.9)$$

et

$$a = \sqrt{d_{\text{lim}} \lambda \left(A d_{\text{lim}} + \frac{d_{\text{lim}} \lambda}{4} \right)} = d_{\text{lim}} \sqrt{\lambda \left(A + \frac{\lambda}{4} \right)}, \quad (4.10)$$

$$\text{avec } d = \lambda d_{\text{lim}},$$

Par suite :

$$\Delta_G = \frac{d.d_{\text{lim}} \sqrt{\lambda \left(A + \frac{\lambda}{4} \right)}}{2.A + \lambda} \quad (4.11)$$

Le rapport entre le diamètre de rotation et le diamètre de la sphère s'écrit :

$$\frac{2.\Delta_G}{d} = \frac{\sqrt{\lambda(4.A+\lambda)}}{2.A+\lambda}, \quad (4.12)$$

Pour une valeur $\lambda > 0,6$, $2 \Delta_G / d$ est proportionnel à λ .

Pour une valeur $\lambda < 0,6$, $2 \Delta_G / d$ décroît en fonction de λ , sans être proportionnel, alors que si la section avait été triangulaire, le rapport entre le diamètre de rotation et le diamètre de la sphère aurait été proportionnel à λ , cf. Figure IV-6.

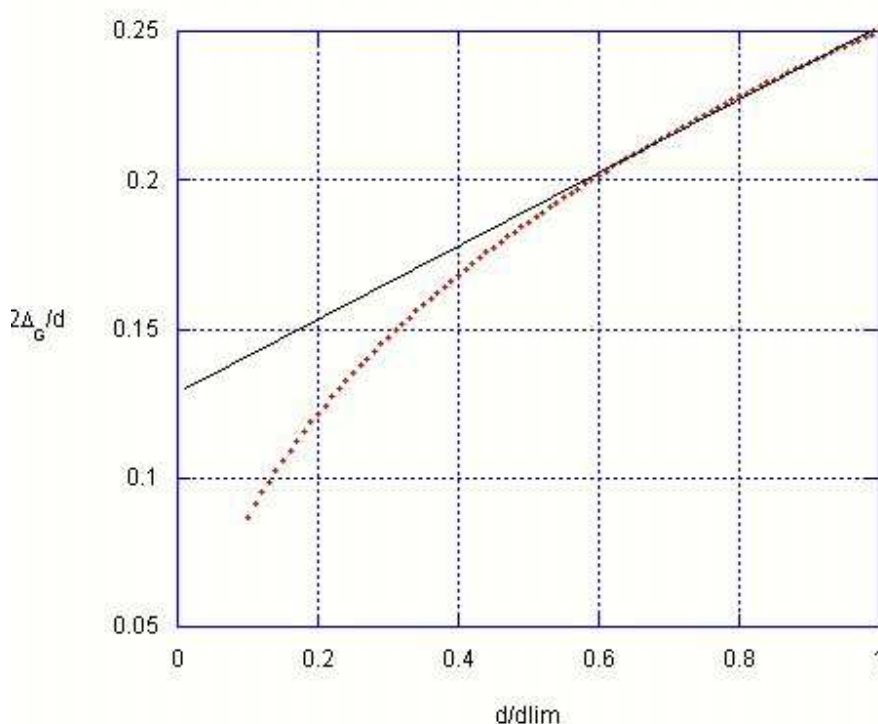


Figure IV-6 : Evolution du diamètre de rotation en fonction du diamètre normalisé pour une sphère sédimentant dans un bord de Plateau (ligne continue) et pour une sphère sédimentant dans un canal triangulaire.

-IV-1.2 Contrôle de la fraction volumique de liquide

Le contrôle de la fraction de liquide est important dans nos expériences. Pour appréhender l'effet du tensioactif, il est nécessaire de dissocier dans un premier temps la sédimentation des sphères et l'écoulement du liquide. La problématique est donc la suivante :

- contrôler l'ouverture des bords de Plateau sans provoquer d'écoulement, ceci fera l'objet du paragraphe -IV-1.2.1.
- puis étudier l'entraînement des sphères. Nous limiterons cette étude à l'expérience PBA car, avec elle désormais l'effet du tensioactif sur l'écoulement est connu (paragraphe - III-5).

-IV-1.2.1. Contrôle de la dimension de la section du bord de Plateau sans écoulement de liquide

Tout drainage du système, aussi faible soit-il, provoque des tensions dans les films qui faussent la mesure des vitesses de sédimentation. Pour effectuer une bonne mesure, il est donc nécessaire d'attendre le complet équilibre du système. Les deux méthodes décrites précédemment permettent de contrôler la fraction volumique du liquide, i.e. l'ouverture du bord de Plateau sans écoulement :

- a) l'expérience PBA est un système de contrôle complet du bord de Plateau : nous connaissons l'effet du tensioactif sur le bord de Plateau, nous pouvons ainsi agir sur l'ouverture du bord de Plateau,
- b) l'expérience dans la mousse 3D développe une méthode de drainage contrôlé permettant d'agir sur l'ouverture des bords de Plateau sans modifier leur orientation.

Dans le cas d'une mousse 3D, nous avons mis au point d'une part un système permettant de contrôler la fraction volumique de liquide sans drainage et d'autre part un procédé de distribution de sphères par sédimentation, ceci sans apport de liquide. L'ensemble est observé avec une caméra.

Le système de contrôle de la section des bords de Plateau, reprenant celui développé par Monnereau et al., 1998⁷⁴, a été modifié de manière à pouvoir réhydrater la mousse.

Par ailleurs, dans la colonne de mousse, il existe un gradient vertical de pression capillaire qui équilibre le poids du liquide, $\sigma/r_{bp} = \rho g \Delta z$. Nous nous affranchissons de cette difficulté en limitant notre étude à un ou deux bords de Plateau, situés à une hauteur de mousse entre 10 et 20 mm. La longueur de bord de Plateau typique est de 2mm.

Quand la mousse est placée sur une plaque poreuse dans la cellule, comme dans le cas de la cellule décrite Figure IV-7, la pression P_b du gaz contenu dans les bulles est égale à la pression atmosphérique. La pression capillaire P_σ est directement reliée à la différence de hauteur h entre le niveau du liquide et celui de la plaque poreuse par la formule suivante [Kruglyakov et al., 1991]⁷⁵:

$$P_\sigma(z) = P_b(z) - P_{bdP} = \rho g(-h + z) \quad (4.13)$$

où z est l'élévation du bord de Plateau, elle est supérieure à h .

⁷⁴ Monnereau, C., & Vignes-Adler, M. 1998. Optical Tomography of Real Three-Dimensional Foams. *Journal of Colloid and Interface Science*, 202(1), 45-53.

⁷⁵ Kruglyakov, P.M., Exerowa, D.R., & Khristov, K.I. 1991. Concepts of capillary and osmotic pressures in foam. *In Langmuir*. 1846-1848.

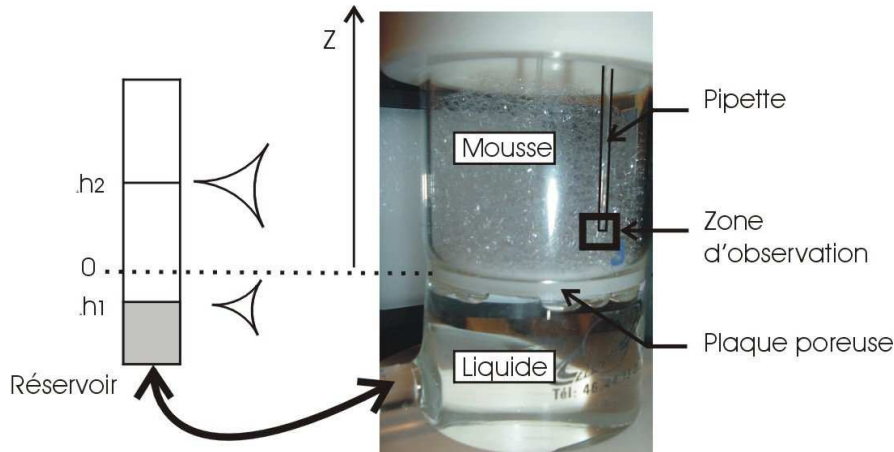


Figure IV-7 : Système de drainage contrôlé.

Pour deux positions différentes h_1 et h_2 du niveau du liquide, si $h_1 < h_2$, nous avons :

$$\rho g(-h_1 + z) > \rho g(-h_2 + z), \quad (4.14)$$

compte tenu de la relation de Laplace, équation (2.4), nous en déduisons la relation suivante :

$$\frac{\sigma}{r_{bP1}(z)} > \frac{\sigma}{r_{bP2}(z)} \quad (4.15)$$

Par suite :

$$r_{bP1}(z) < r_{bP2}(z), \quad (4.16)$$

Il est donc possible d'agir sur l'ouverture des bords de Plateau composant notre mousse en changeant la hauteur du réservoir connecté à la cellule.

-IV-1.2.2. Zone d'observation

Le montage précédent permet de réaliser une mousse stable, sans écoulement de liquide, celle-ci peut alors être observée à l'aide d'une caméra.

L'observation des bords de Plateau réalisés avec le dispositif précédent, et avec le PBA, est faite par ombroscopie. En effet, le bord de Plateau est un espace confiné qui induit des ombres révélatrices de son orientation. Les images obtenues reflètent les effets d'optique géométrique dus à la courbure du bord de Plateau et les effets d'interférences dans les films.

Avec le système PBA, pour un même bord de Plateau, la Figure IV-8 illustre la différence des reflets qui peuvent être observés pour deux incidences différentes de l'éclairage, vues a et b. Cette information nous permet de mieux apprécier l'orientation d'un bord de Plateau dans une mousse réelle.

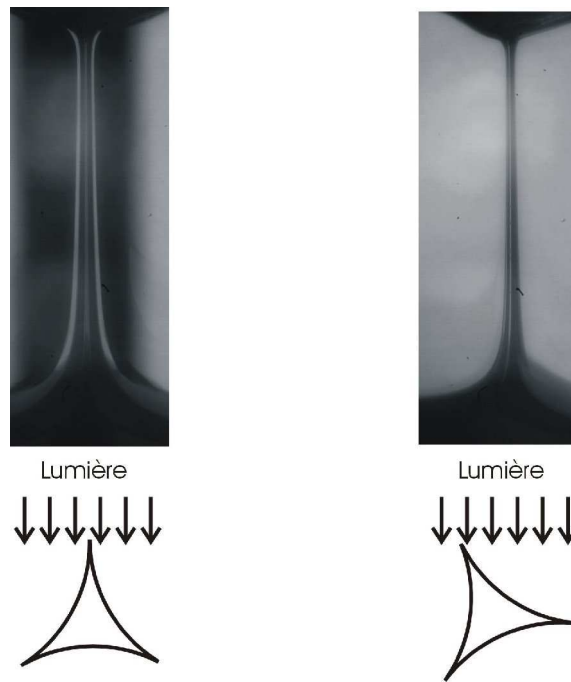


Figure IV-8 : Bord de Plateau éclairé sous deux incidences différentes.

Ainsi, sur la photo d'un réseau de bords de Plateau, Figure IV-9, nous pouvons distinguer trois plans différents :

- le plan de la paroi.
- le plan focal, où les contours sont nets.
- l'arrière-plan, où les contours sont plus flous.

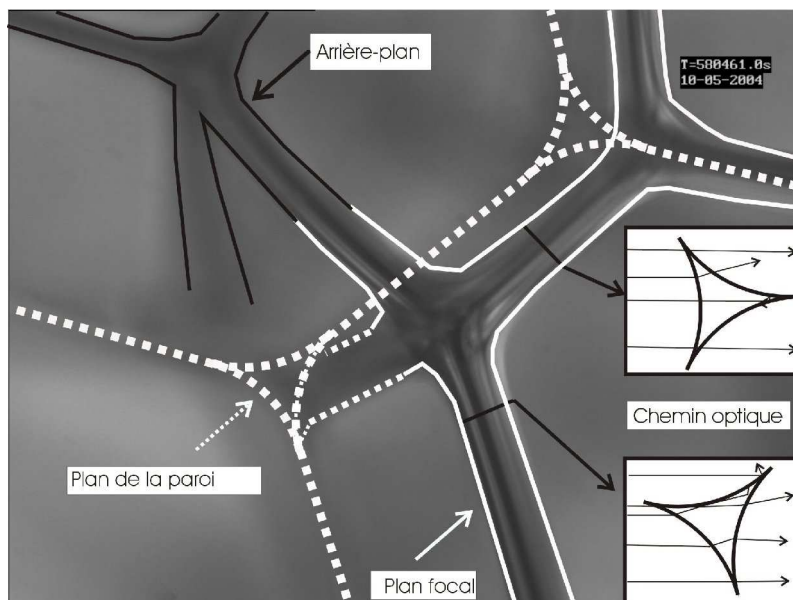


Figure IV-9 : Réseau de bords de Plateau sur 3 plans.

Il est possible, avec le système PBA de modifier l'orientation du bord de Plateau selon l'axe vertical, en contrepartie, ce montage ne permet pas de maîtriser la position des sphères à l'entrée du bord de Plateau. A l'usage, nous constatons que la majorité des

sphères viennent se placer près des interfaces. Dans nos expériences, le bord de Plateau a une ouverture d'une centaine de microns et est connecté à une ouverture de $1000\mu\text{m}$.

Dans la mousse 3D par contre, nous ne pouvons pas changer l'orientation des bords de Plateau, mais la mobilité du capillaire rend possible le choix de la zone de sédimentation. L'observation à travers les films ou les canaux de liquide (bords de Plateau/nœuds) provoque des déformations de l'image. Il est donc préférable de limiter l'étude au passage de sphères dans les bords de Plateau de la première couche de bulle, afin de s'affranchir le plus possible des effets des aberrations.

Nous choisissons des bords de Plateau dont l'axe est perpendiculaire à l'axe \bar{y} de la caméra. La position y de la caméra est enregistrée sur l'image même. L'objectif de la caméra possède une profondeur de champ faible. L'image est nette quand le bord de Plateau est dans le plan focal de la caméra.

-IV-1.2.3. Mesure du diamètre limite

La mesure du diamètre limite, dans le système PBA, s'effectue à partir de l'image de la section de bord de Plateau. Pour la 'mousse 3D' la mesure est plus indirecte. La géométrie du bord de Plateau détermine la position et la taille limite d'une sphère introduite en son sein. En effet, la sphère, sous l'effet de la gravité, se place dans le coin le plus bas du bord de Plateau qu'elle traverse. Nous déterminons le diamètre limite des bords de Plateau à chaque fois à partir de l'image brute saisie au passage d'une sphère. Pour certaines orientations de bord de Plateau, les sphères semblent se déplacer sur un rail invisible. Certains effets 'miroir' peuvent aussi apparaître, ils sont dus aux films. Faisant l'hypothèse que la géométrie du bord de Plateau dans notre expérience est une géométrie classique, nous pouvons tracer la section dans le plan (Oxy) à partir de l'image projetée (Oxz) , ceci en traçant trois arcs de cercle identiques tangents.

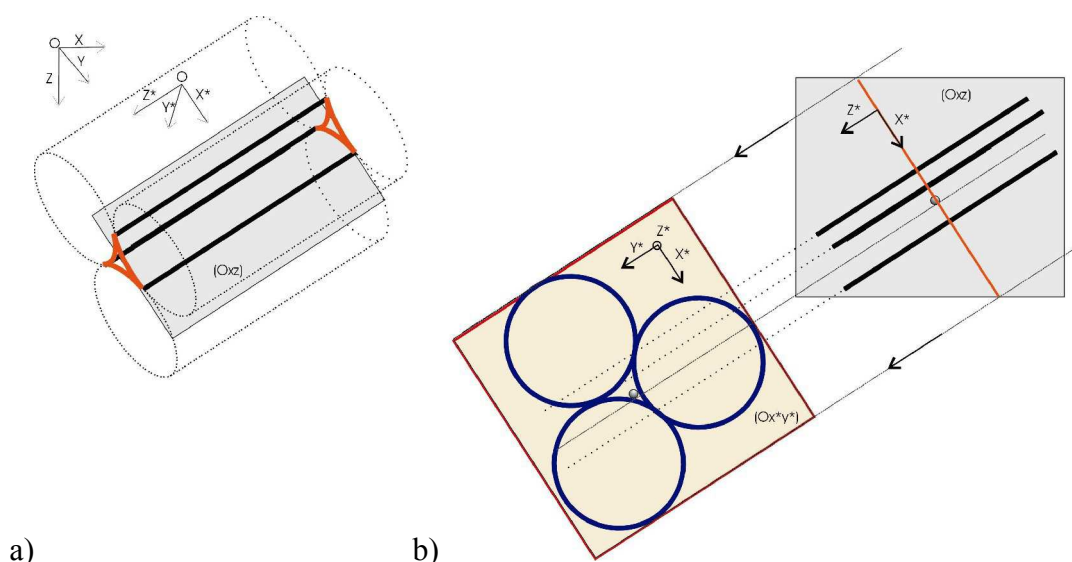


Figure IV-10 : a) Projection d'un bord de Plateau 3D sur un plan focal 2D
b) relation projection/section (géométrie descriptive)

L'image obtenue dans le plan (Oxz) est la projection du bord de Plateau dans le plan de la caméra, cf. Figure IV-10a. La détermination du diamètre minimum de la section de bord de Plateau s'effectue de la manière suivante :

- détermination de la position des films,
- dessin d'une section de bord de Plateau, à angle de contact nuls en tenant compte de l'orientation de la section selon la position des films, cf. Figure IV-10b,
- adaptation de la taille du rayon de courbure en fonction de la position des films en tenant compte du diamètre d'une particule.

Le diamètre limite est calculé avec l'expression (4.2) connaissant le diamètre des arcs de cercles ainsi tracés.

Dans la mousse, les sphères transparentes modifient le trajet du rayon lumineux. La Figure IV-11 montre deux sphères circulant dans le bord de Plateau, les traits pleins sont les limites entre bord de Plateau et les films.

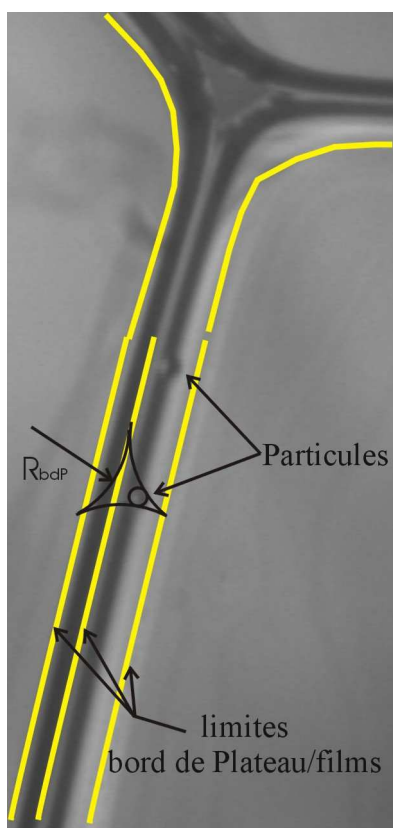


Figure IV-11 : Mesure du diamètre limite.

-IV-1.3 Protocoles suivis dans les expériences

Toutes les expériences réalisées ont été effectuées en suivant des protocoles bien définis. Les expériences se font dans une salle thermostatée ($20^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$). Les solutions étudiées sont mises à la température de la pièce la veille de l'expérience afin d'éviter les risques de condensation dans la cellule qui bien sûr empêcheraient toute visualisation de l'expérience.

-IV-1.3.1. Cellule de Contrôle de la fraction de liquide dans la mousse

Les expériences effectuées avec la cellule de drainage contrôlé doivent être menées de la manière suivante.

Formation de la mousse :

Dans un premier temps, nous aspirons du liquide de la cellule dans le capillaire pour chasser le gaz. Pendant l'expérience, l'extrémité du capillaire reste reliée à la phase liquide de la mousse. Les sphères sédimentent dans le capillaire puis entrent dans le réseau de bords de Plateau.

Dans le cas des expériences menées avec la cellule de drainage contrôlé, la solution est versée dans le réservoir connecté à la cellule. Le niveau de liquide du réservoir est réglé au-dessus du niveau de la plaque poreuse, de manière à ce que la solution mouille entièrement la plaque poreuse, les parois et les deux pipettes du système.

Le niveau du liquide est ensuite ramené à 20 mm au-dessus de la plaque poreuse. Le couvercle maintient le capillaire d'arrivée de gaz en position verticale à 10 mm au-dessus de la plaque poreuse. Le capillaire est utilisé pour injecter l'azote. Les bulles qui se forment ont un diamètre de 5mm. Le capillaire d'arrivée de gaz restera en place pendant toute l'expérience. Il ne perturbe ni la mousse, ni la visualisation de l'expérience, comme nous le verrons par la suite.

Une fois la mousse réalisée, le liquide restant est aspiré de manière à ne conserver que de la mousse au dessus de la plaque poreuse. L'élimination du liquide doit se faire en abaissant lentement le niveau du réservoir afin d'assurer à la mousse une espérance de vie plus grande. Il est à noter que la plaque poreuse ne sert pas à créer la mousse, mais à contrôler la fraction de liquide.

Pendant l'expérience, la stabilité de la mousse est importante au niveau observé, car le bord de Plateau ne doit pas changer d'orientation et, de plus, il ne doit pas y avoir d'apport de liquide dû à un mouvement dans la mousse : réarrangements, éclatements.

Protocole de silanisation :

La silanisation, en rendant une surface hydrophobe, permet de fixer la mousse à la plaque poreuse, évitant ainsi son décrochement pendant son hydratation : ouverture des bords de Plateau.

La silanisation de la surface des parois de la cellule et de la plaque poreuse a pour effet de modifier l'état de surface par un greffage chimique de molécules organiques de silane. La surface traitée est plus ou moins hydrophobe selon la durée d'exposition dans la solution de silane et selon la surface. Pour obtenir une même énergie de surface cette durée est plus longue pour une plaque poreuse que pour une surface lisse de verre. Il à noter que si une surface est silanisée en excès, le contact avec la mousse est altéré, il est donc nécessaire de dissocier la silanisation des parois lisses de celle plus rugueuse de la plaque poreuse.

La solution silanisante retenue est composée de deux gouttes de silane⁷⁶ pour 100ml d'octane, elle est versée dans la cellule par-dessus, ce jusqu'à atteindre un niveau de 20mm au-dessus de la plaque poreuse, le liquide s'écoule dans la partie inférieure de la

⁷⁶ 1H, 1H, 2H-perfluorodecyltrichlorosilane 97%

cellule. Le temps du contact a été fixé à 30s, et ensuite la cellule est vidée. Puis par dix fois, le liquide est versé à nouveau, mais exclusivement sur la plaque poreuse. Les éléments sont séchés entre chaque application du produit.

La cellule est ensuite rincée à l'octane, puis à l'eau ultra pure MillQ, jusqu'à l'obtention d'une eau limpide en sortie.

Protocole de mesure de vitesse :

Quand la stabilité de la mousse est atteinte, les sphères sont introduites. Une attention toute particulière doit être portée à tout signe pouvant indiquer un écoulement de liquide : mouvement accéléré du courant de Gibbs-Marangoni dans les films et/ou changement brusque de la géométrie des bords de Plateau.

La position spatiale du centre de gravité des sphères est déterminée sur chaque image. Un capteur de déplacement selon l'axe Oy est relié à la caméra. Le temps et la position de la caméra sont enregistrés sur l'image même. Ainsi la vitesse et l'angle d'orientation du mouvement des sphères peuvent être déterminés.

-IV-1.3.2. PBA modifié

L'observation du mouvement des sphères à l'échelle d'un seul bord de Plateau se fait à l'aide du dispositif PBA. Pour connaître l'effet de la mobilité de l'interface, il est nécessaire d'être dans un système à l'équilibre et d'avoir des aires de section du bord de Plateau comparables.

Le protocole de formation du bord de Plateau ne change pas, il a été décrit dans le Chapitre I.

Les effets aux interfaces sont de deux types :

- dans le cas d'une 'interface mobile', nous nous basons sur la couleur des films liée à la perte de charge,
- dans le cas d'une 'interface rigide', nous modifions la hauteur du bord de Plateau de manière à obtenir une section constante.

-IV-1.4 Mesure dans un bord de Plateau solide : système modèle

-IV-1.4.1. Fluide et sphères utilisées

Pour s'affranchir des incertitudes sur les conditions aux limites des bords de Plateau nous étudions le mouvement d'une sphère dans un canal solide ayant une section de même forme que celle d'un bord de Plateau.

Pour qu'une telle étude soit comparable à celle du mouvement d'une sphère dans le bord de Plateau d'une mousse nous devons travailler à un nombre de Reynolds faible, $Re \ll 1$, cf. (2.6).

Le bord de Plateau solide ayant une section beaucoup plus grande il faut donc modifier la viscosité et la taille de la particule afin de conserver un nombre de Reynolds voisin. Ceci est réalisé en prenant un liquide plus visqueux $\mu' \approx 100\mu$ et un diamètre de la sphère plus grand, $d' \approx 100d$. Ce qui conduit à une vitesse de Stokes, $V' \approx 10V$, et un nombre de Reynolds $Re' \approx 10Re$. Nous utilisons une huile qui, à température ambiante, a une viscosité environ 80 fois supérieure à celle de l'eau. La vitesse de Stokes est mesurée pour

chaque expérience. Les sphères utilisées dans cette expérience sont des billes de deux types :

- en verre, $\rho_{\text{verre}} = 2.5 \text{ kg} / \text{dm}^3$ de diamètres : 1.58 ; 2.5 ; 3 et 4 mm,
- en POM $\rho_{\text{POM}} = 1,43 \text{ kg} / \text{dm}^3$ de diamètres : 2 ; 2.5 ; 3 et 4 mm.

Ces dernières proviennent de la société CIMAP. Les billes ont subi divers traitements pour obtenir une très bonne sphéricité ($\pm 0,05 \text{ mm}$) : ébarbages, rodage, et traitement thermique, de plus elles ont été triées de manière à présenter une bonne monodispersité.

-IV-1.4.2. Bord de Plateau solide

Le bord de Plateau solide est formé de trois cylindres de même diamètre, 32mm, accolés l'un à l'autre. Deux de ces cylindres en acier rectifiés forment la base du système. Il est important que les deux cylindres soient tangents sur toute leur longueur. Le troisième cylindre en verre est gradué, il ferme le système comme l'indique la Figure IV-12. La transparence de ce troisième cylindre permet d'observer l'intérieur du canal ainsi formé.

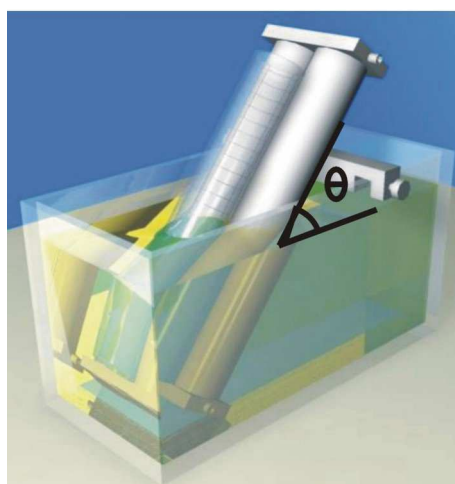


Figure IV-12 : bord de Plateau solide dans une cuve d'huile.

Un deuxième système solide est constitué de trois cylindres de plexiglas de diamètre 60 mm, ce qui permet une observation de la vue de profil, cf. Figure IV-14 . Le bord de Plateau ainsi réalisé est plongé dans une cuve de verre rectangulaire.

-IV-1.4.3. Contrôle de l'angle inclinaison

La partie supérieure du bord de Plateau solide est calée par une barre qui peut être déplacée sur le bord de la cuve, ceci permet de régler son inclinaison par rapport à l'horizontale, elle est repérée par l'angle θ comme représenté sur la Figure IV-12.

Nous observons l'intérieur du premier bord de Plateau solide, vu de face. Pour cela nous utilisons une caméra placée sur un banc optique fixé verticalement. Les billes sont déposées dans l'huile et se placent sur le coin inférieur du canal.

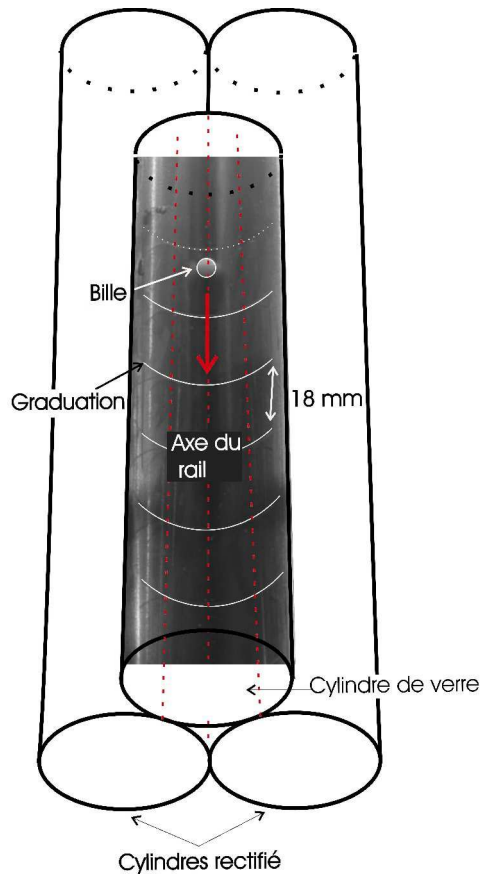


Figure IV-13 : Mouvement d'une bille de 4mm de diamètre dans un bord de Plateau solide, vue de face.

Utilisant maintenant le deuxième bord de Plateau solide en plexiglas, vu de profil et ayant marqué d'un point noir les billes observées de diamètre 2mm, nous pouvons observer le mouvement de la bille dans le bord de Plateau et voir si il y a glissement ou non. On voit sur la Figure IV-14, trois images d'une même bille 'marquée' à trois instants différents. Pour savoir si ce déplacement s'effectue avec ou sans glissement, il est nécessaire de mesurer la vitesse de déplacement de la marque. Les mesures montrent que le roulement est accompagné d'un glissement pour $\theta=60^\circ$. La vitesse s'écrit $V = \Omega b + V_y$ avec

$\Omega = \frac{2\pi T}{\Delta t}$ la vitesse de rotation de la bille et b le rayon décrit au paragraphe -IV-1.1.5.

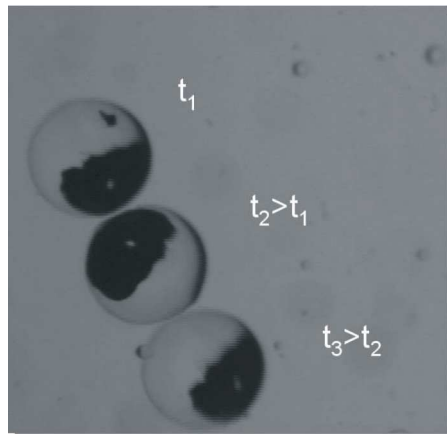


Figure IV-14 : position d'une bille de verre pour un intervalle de temps fixe.

-IV-2. Résultats et discussions

Nous avons étudié le transport des particules avec ou sans écoulement de liquide à l'échelle d'un ou deux bords de Plateau. Nous notons (A) le cas des 'interfaces mobiles', (B) le cas des 'interfaces rigides' et (C) le cas des interfaces solides.

-IV-2.1 Sédimentation d'une sphère dans un réseau de bords de Plateau

-IV-2.1.1. Description

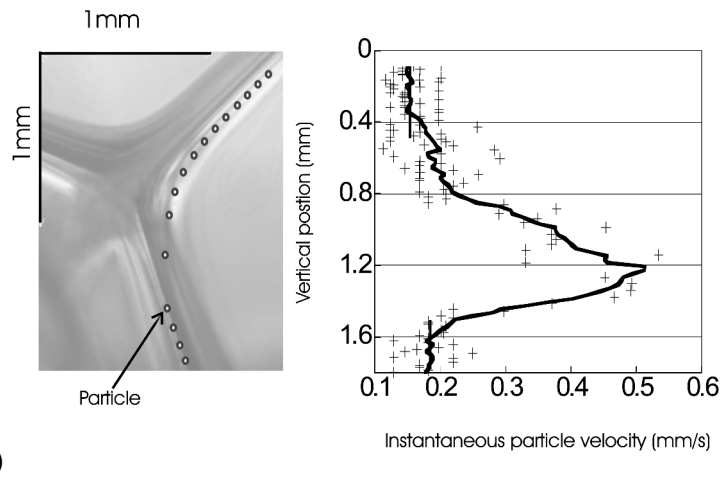
Après avoir réglé la caméra sur un volume élémentaire de la mousse comprenant un nœud et les bords de Plateau qu'il relie, nous enregistrons une séquence d'images correspondant au passage d'une particule. La Figure IV-15a correspond à des bords de Plateau à 'interface rigide', les cercles sur-ajoutés représentent les positions successives de la particule sphérique de $35\mu\text{m}$ de diamètre, telles qu'elles ont été enregistrées dans la séquence. L'écart de temps entre deux prises de vue étant constant et égal à 200ms, ces positions montrent que le mouvement de la particule est différent selon l'endroit où elle se trouve :

- dans un bord de Plateau, sa vitesse est constante quelle que soit la composition de l'interface,
- dans le nœud, sa vitesse n'est pas constante.

Dans la Figure IV-15b, la position d'une particule, axe vertical, est représentée en fonction de sa vitesse instantanée. Lors de la sédimentation, la sphère parcourt un premier bord de Plateau incliné à 40° , puis pénètre dans un nœud et enfin ressort dans un deuxième bord de Plateau incliné cette fois à 70° .

Soient : V_{bdP}^1 la vitesse de sédimentation de la particule dans le 1^{er} bord de Plateau, V_{bdP}^2 celle dans le 2^{ème} bord de Plateau et V_{noeud} celle dans le nœud :

- dans le 1^{er} bord de Plateau, de 0 à 0.4mm sur la figure, la vitesse V_{bdP}^1 est constante comme nous l'avons vu ci-dessus.
- A la sortie du 1^{er} bord de Plateau, la particule reste en contact avec la surface dans l'intervalle [0.4-0.8], la vitesse augmente doucement dans cet intervalle. La trajectoire de la sphère est incurvée, elle suit la courbure de l'interface.
- À 0.8 mm la sphère n'est plus en contact avec l'interface, elle chute dans le nœud sous l'effet de la gravité, sa trajectoire est quasi verticale. La vitesse augmente jusqu'au palier de vitesse : $V_{noeud}^{\max} = 0.45 \approx 0.5.V_{Stokes}$.
- Ensuite, à 1.5 mm, la sphère entre à nouveau en contact avec les interfaces du deuxième bord de Plateau. La vitesse décroît brusquement pour redevenir constante.



a) Sédimentation d'une sphère de $35\mu\text{m}$ dans deux bords de Plateau et un nœud.
 b) Positions spatiales selon l'axe vertical en fonction de la vitesse instantanée de la sphère.

Il est à noter que, Figure IV-15, la vitesse de sédimentation de la particule est plus grande dans le 2^{ème} bord de Plateau : $V_{bdP}^2 > V_{bdP}^1$ avec $\theta_2 > \theta_1$.

La vitesse dans un bord de Plateau est liée à son angle d'inclinaison quelle que soit la mobilité d'interface. Dans le cas de la Figure IV-16, le bord de Plateau est à 'interface mobile'. Pour un diamètre de sphère donné, la vitesse de sédimentation V_{bdP} est proportionnelle à la section de bord de Plateau A_{bdP} , elle est donnée par : $V_{bdP} = k \cdot A_{bdP}$ où k est la constante de proportionnalité qui dépend de l'inclinaison. La vitesse augmente quand A_{bdP} augmente.

Les sphères sont généralement situées dans un coin du bord de Plateau, sauf dans le cas du bord de Plateau parfaitement vertical. Les résultats sur la sédimentation obtenue dans le PBA seront développés par la suite.

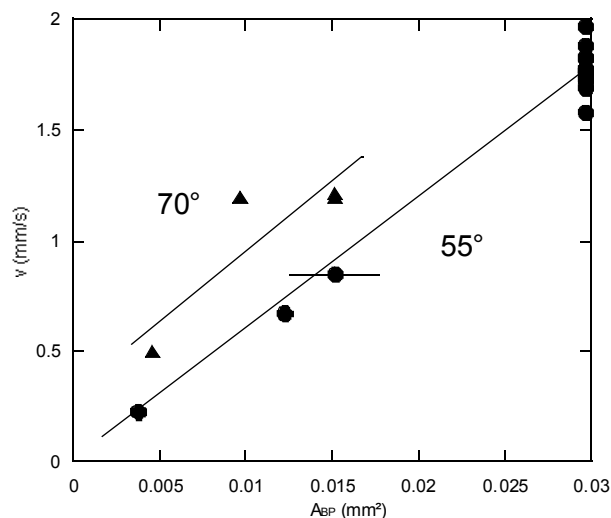


Figure IV-16 : Influence de l'inclinaison d'un bord de Plateau à 'interface mobile' sur la vitesse d'une sphère de $35\mu\text{m}$ en fonction de sa section.

La vitesse de sédimentation d'une particule dans un bord de Plateau est plus grande dans le cas 'interface mobile', cas(A), que dans le cas 'interface rigide', cas(B), pour une inclinaison et une section de bord de Plateau données et un diamètre de particule : $V_{bdP}(A) > V_{bdP}(B)$, cf. Figure IV-17.

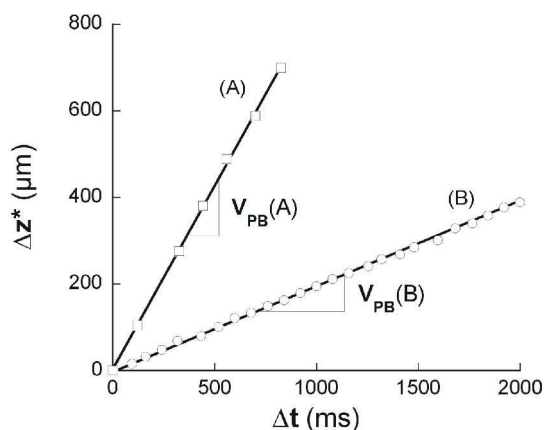


Figure IV-17 : Positions spatiales d'une sphère dans un bord de Plateau selon son axe z^* en fonction du temps pour deux mobilités d'interface : (A) interface mobile et (B) interface rigide.

-IV-2.1.2. Sédimentation dans un bord de Plateau incliné

L'expression de la force de sédimentation (2.25) permet de calculer la valeur de la vitesse d'équilibre le long du bord de Plateau en fonction de la vitesse de Stokes V^* : $V_{bdP} = V^* \sin(\theta) / f$. Le mouvement de la particule est représenté sur la Figure IV-18 par $1/f = V_{bdP} / (V^* \sin(\theta))$ en fonction de $\lambda = d/d_{lim}$, où d_{lim} est le diamètre maximum d'un canal fluide défini dans le paragraphe -IV-1.1.5.

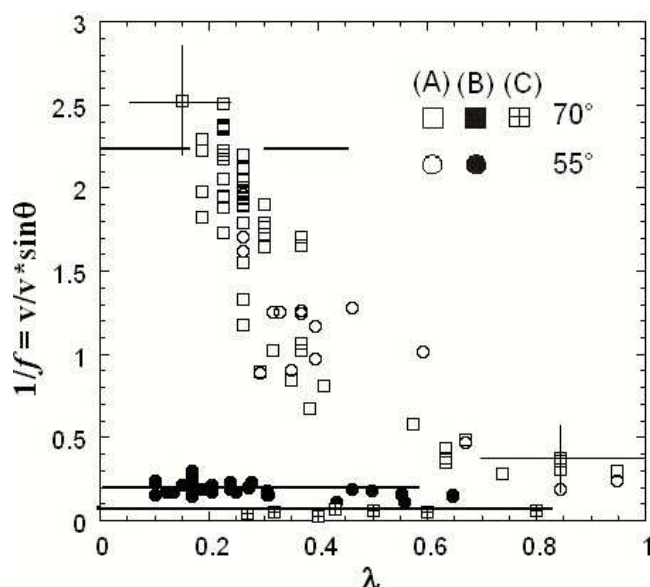


Figure IV-18 : vitesse normalisée en fonction de la différence entre le diamètre de la sphère et le diamètre limite de la section de bord de Plateau pour deux solutions de viscosité de cisaillement de surface : (A) $\mu_s \approx 2.10^{-5} \text{ g/s}$ SDS(3g/L)DOH(0.01g/L), (B) $\mu_s \approx 10^{-3} \text{ g/s}$ SDS(3g/L)DOH(0.1g/L) et (C) le cas interface solide

Sur la Figure IV-18, deux types de courbes distinctes ont été obtenus pour différentes mobilités d'interface :

- Pour 'l'interface mobile', cas (A) : $1/f$ varie beaucoup avec λ
- Pour 'l'interface rigide', cas (B) et pour l'interface solide, cas (C) :
 $1/f$ reste constant.

Pour compléter notre étude de l'interface solide, nous avons effectué des mesures sans la 3^{ème} interface (le cylindre supérieur) et nous observons que $1/f$ augmente quand λ est supérieur à 0.4. Sans la 3^{ème} interface, il n'y a pas de contre écoulement.

Dans le cas 'interface mobile' la sédimentation de la particule est soumise à deux effets qui se contrarient :

- pour $\lambda < 0.6$, le facteur de paroi n'est pas constant, il varie de 0.2 à 2.5, donc l'effet prépondérant est la viscosité de surface.
- pour $\lambda > 0.6$, le facteur de paroi demeure constant et égal à 0.2, donc l'effet prépondérant est le contre écoulement.

Par suite :

- pour les fortes valeurs de λ ($\lambda > 0.4$), $V_{bdP} < V^* \sin(\theta)$,
- pour les faibles valeurs de λ ($\lambda < 0.4$), $V_{bdP} > V^* \sin(\theta)$.

-IV-2.1.3. Sédimentation dans un bord de Plateau vertical

Sur la Figure IV-19 mousse réelle, les résultats de la 1^{ère} expérience sont reportés en 'points carrés' et ceux de la 2^{ème} expérience, PBA modifié, sont en 'points triangulaires' pour deux solutions de viscosité de cisaillement de surface : a) cas (A) 'interface mobile', b) cas (B) 'interface rigide'.

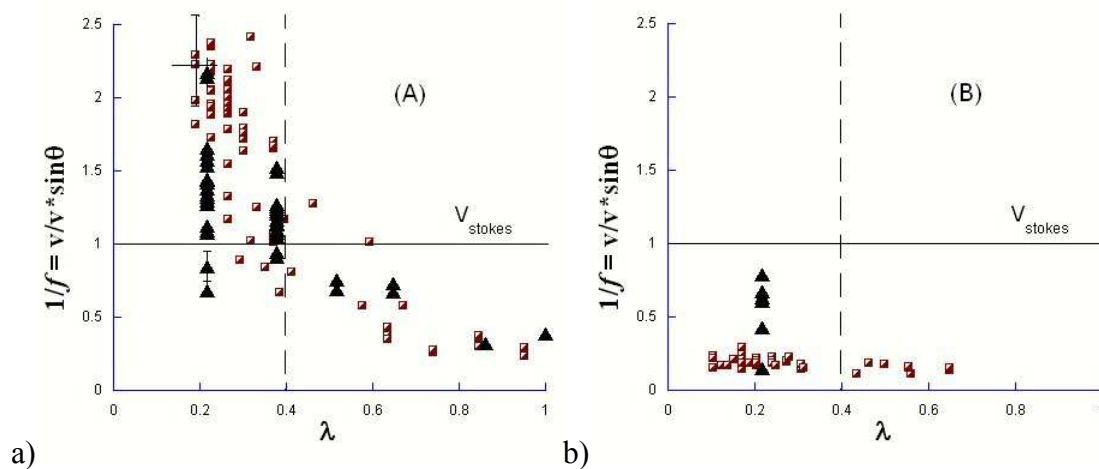


Figure IV-19 : Comparaison entre les vitesses de sédimentation normalisées dans un bord de Plateau incliné (point carré) de la Figure IV-18 et les vitesses de sédimentation normalisées dans un bord de Plateau vertical (point triangulaire) pour deux mobilités d'interface : a) cas (A) interface mobile, b) cas (B) interface rigide.

Deux régimes distincts sont observés encore dans le cas (A) 'interface mobile' :

- pour les fortes valeurs de λ ($\lambda > 0.4$), en tenant compte des incertitudes dans les mesures, la vitesse de sédimentation dans le bord de Plateau vertical est constante pour un λ donné, elle est égale à la vitesse de sédimentation dans le bord de Plateau incliné.
- pour les faibles valeurs de λ ($\lambda < 0.4$), la vitesse de sédimentation est variable et la plus grande vitesse atteinte est la vitesse de sédimentation obtenue dans le bord de Plateau incliné.

pour $\lambda \approx 0.4$, la dispersion des vitesses de sédimentation du PBA est comparable à celle obtenue dans la mousse réelle. La variation des vitesses de sédimentation est la plus importante quand $\lambda \approx 0.2$. C'est donc pour cette valeur que les effets dus aux interfaces seront les plus visibles. Dans le cas (A), les valeurs de la vitesse varient de $0.6 V^*$ à $2.2 V^*$, et ainsi recouvrent, pour les vitesses maximales, les valeurs obtenues dans l'expérience de sédimentation dans la mousse réelle (Figure IV-19 a). Dans le cas (B), les valeurs de la vitesse varient de $0.1 V^*$ à $0.7 V^*$, et ainsi recouvrent, pour les vitesses minimales, les valeurs obtenues dans l'expérience de sédimentation dans la mousse réelle (Figure IV-19 b). Les valeurs de la vitesse dans le PBA pour le cas (A) et le cas (B) se recoupent autour de $0.65 V^*$, valeur qui est proche de celle obtenue par Miyamura et al., 1981⁷⁷ dans l'expérience de sédimentation d'une sphère centrée dans un canal triangulaire vertical pour $\lambda \approx 0.2$. Il est à noter que les barres d'erreur de la mesure PBA sont inférieures à celles obtenues pour la mesure dans une mousse réelle.

Lors de la sédimentation dans le bord de Plateau placé verticalement, la section du bord de Plateau peut se diviser en trois zones. Nous obtenons les résultats selon le nombre de contacts avec les interfaces (Figure IV-20) :

- si la particule est en contact avec deux interfaces, les vitesses sont les mêmes que celles obtenues dans un bord de Plateau incliné.
 - dans le cas 'interface mobile' : $\Rightarrow V_{PBA}(A) \approx 2.2 V^*$
 - dans le cas 'interface rigide' : $\Rightarrow V_{PBA}(B) \approx 0.15 V^*$
- si la particule est en contact avec une seule interface :
 - dans le cas 'interface mobile' : $\Rightarrow V_{PBA}(A) \approx (1.3 \pm 0.2) V^*$
 - dans le cas 'interface rigide' : $\Rightarrow V_{PBA}(B) \approx 0.4 V^* \text{ à } 0.6 V^*$
- si la particule n'a aucun contact avec l'interface, sa vitesse est la même quelle que soit l'interface : $\Rightarrow V_{PBA}^{\min}(A) \approx V_{PBA}^{\max}(B) \approx (0.65 \pm 0.05) V^*$.

⁷⁷ Miyamura, A., Iwasaki, S., & Ishii, T. 1981. EXPERIMENTAL WALL CORRECTION FACTORS OF SINGLE SOLID SPHERES IN TRIANGULAR AND SQUARE CYLINDERS, AND PARALLEL PLATES. *Int J Multiphase Flow*, 7(1), 41-46.

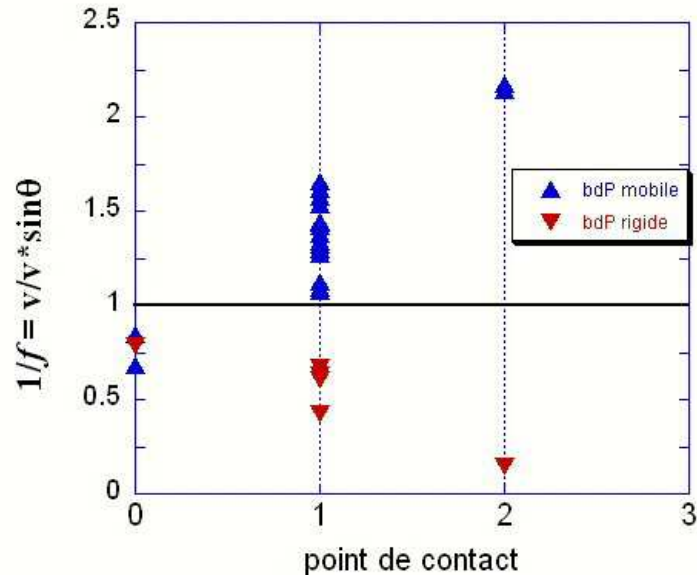


Figure IV-20 : Influence de la position de la particule sur la vitesse de sédimentation pour une particule de $30\mu\text{m}$ ($\lambda=0.2$).

-IV-2.2 Entraînement d'une sphère dans un bord de Plateau vertical par un écoulement

Si maintenant, il existe un écoulement du liquide dans le bord de Plateau, une particule se trouve entraînée et son mouvement sera sensible à la mobilité de l'interface. Pour connaître approximativement le profil de l'écoulement du liquide sur l'axe de symétrie du bord de Plateau, nous utilisons les profils définis par Nguyen et al.⁷⁸ pour différents Bo (Figure IV-21). Nous avons tracé, à titre indicatif, les courbes se rapprochant le plus de notre cas : $Bo=0.01$ 'interface mobile' et $Bo=1$ 'interface rigide'. Nous avons aussi représenté les positions extrêmes du centre de gravité de chacune des particules étudiées. La distance entre la pointe du bord de Plateau et la position d'équilibre est égale à a , elle est définie par l'équation (4.5). Par suite, si une particule est positionnée sur l'axe de symétrie du bord de Plateau, alors la position du centre de gravité x_G varie de a à $a_{lim}+d_{lim}/2-d/2$, soit :

$$x_G(d) \in \left[\sqrt{d \left(R_{bdP} + \frac{d}{4} \right)} ; \sqrt{d_{lim} \left(R_{bdP} + \frac{d_{lim}}{4} \right)} + \frac{d_{lim}}{2} - \frac{d}{2} \right] \text{ à } \quad (4.17)$$

⁷⁸ Nguyen, A.V. 2002. Liquid drainage in single Plateau borders of foam. *Journal of Colloid and Interface Science*, 249(1), 194-199.

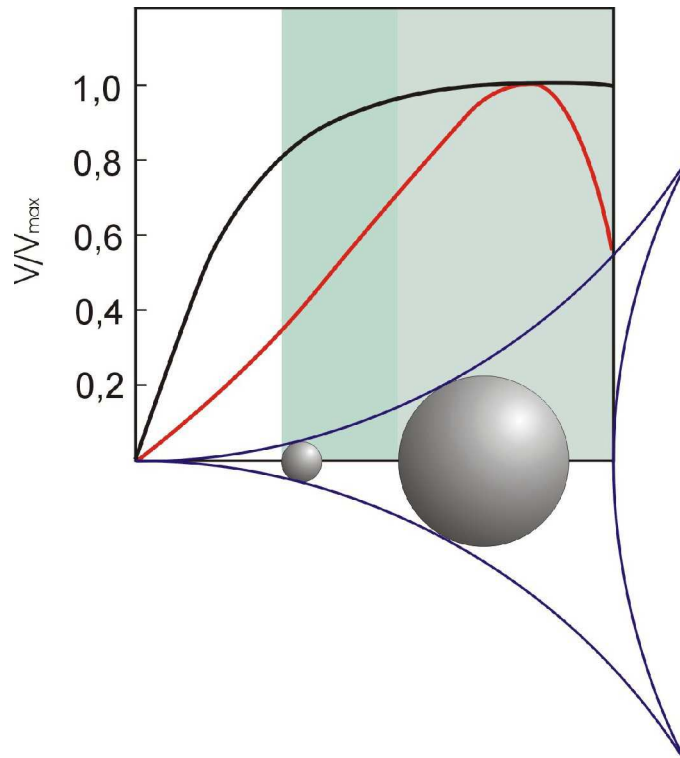


Figure IV-21 : Influence de la viscosité de cisaillement de surface est décrit pour deux nombres de Boussinesq Bo différent : cas (A) $Bo=0.01$ en trait noir et cas (B) $Bo=1$ en trait rouge. la vitesse est normalisée en fonction de V_{max} la vitesse du liquide au centre de la section de bord de Plateau, en fonction de l'axe de symétrie. Nous avons reporté sur cette figure les positions extrêmes des centres de gravité des particules étudiées. Deux particules de 30 et 120 μm de diamètre sont représentées dans une section de bord de Plateau.

Dans le cas d'une 'interface mobile' et pour un bord de Plateau vertical, la Figure IV-22 présente les vitesses d'entraînement en fonction du débit Q pour des sphères de 30 à 140 μm de diamètres, i.e. des λ variant de 0.2 à 1 (les croix correspondent à la vitesse du liquide).

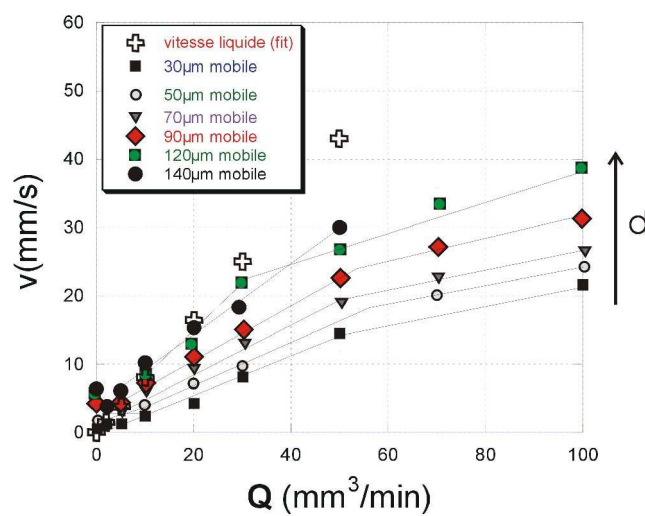


Figure IV-22 : Vitesse d'entraînement d'une sphère de diamètre 30, 50, 70, 90, 120 et 140 μm et vitesse du liquide dans un bord de Plateau vertical à 'interface mobile' en fonction du débit du liquide.

A partir de ces résultats, il est aussi possible de tracer les courbes, Figure IV-24, montrant l'influence du diamètre des particules sur la vitesse d'entraînement.

L'ensemble de ces courbes peut se décomposer en trois phases :

- $Q \leq 5 \text{ mm}^3 / \text{min}$, la vitesse varie faiblement, la vitesse est proche de celle de la sédimentation,
- $5 < Q \leq 30 \text{ mm}^3 / \text{min}$, la vitesse augmente linéairement.
- $Q \geq 50 \text{ mm}^3 / \text{min}$, la vitesse 'décroche' quel que soit le diamètre de la particule.

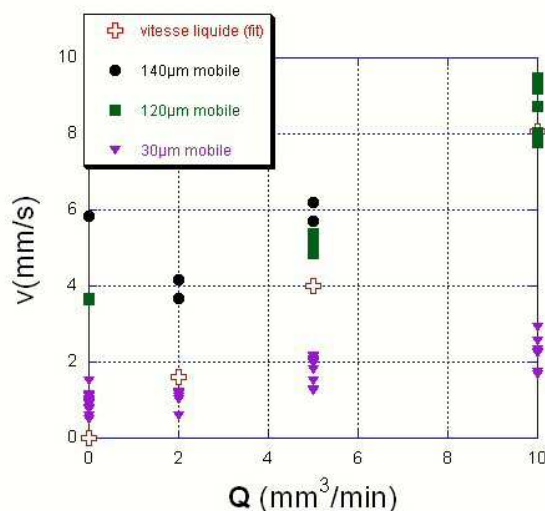


Figure IV-23 : Vitesse de sédimentation à faible débit pour des particules de 30, 120 et 140 µm de diamètre.

La vitesse est sensible au diamètre et donc à λ :

- Pour $Q \leq 5 \text{ mm}^3 / \text{min}$, les particules de diamètre $d < 120 \mu\text{m}$ ($\lambda < 0.8$) ont une vitesse constante égale à la vitesse à débit nul ; pour les particules de diamètre $d > 120 \mu\text{m}$ ($\lambda > 0.8$), la vitesse diminue à l'apparition d'un débit jusqu'à débit seuil se situant autour de $2 \text{ mm}^3 / \text{min}$ (Figure IV-23).
- Pour les débits compris entre 5 et $20 \text{ mm}^3 / \text{min}$ avec $d > 120 \mu\text{m}$ ($\lambda > 0.8$), le liquide 'pousse' la sphère à la même vitesse, $v \approx v^{liq}$, tandis que pour $d < 120 \mu\text{m}$ ($\lambda < 0.8$), la vitesse de la sphère est inférieure à la vitesse du liquide, $v < v^{liq}$ et plus le rapport λ diminue, plus la vitesse est faible. Pour un débit donné, la vitesse d'une particule commence par augmenter linéairement en fonction de λ (Figure IV-24), jusqu'à un certain seuil à partir duquel elle reste constante.
- Pour $Q \geq 50 \text{ mm}^3 / \text{min}$, la vitesse des sphères est linéaire et inférieure à la vitesse du liquide, $v < v^{liq}$ quel que soit le diamètre de la particule.

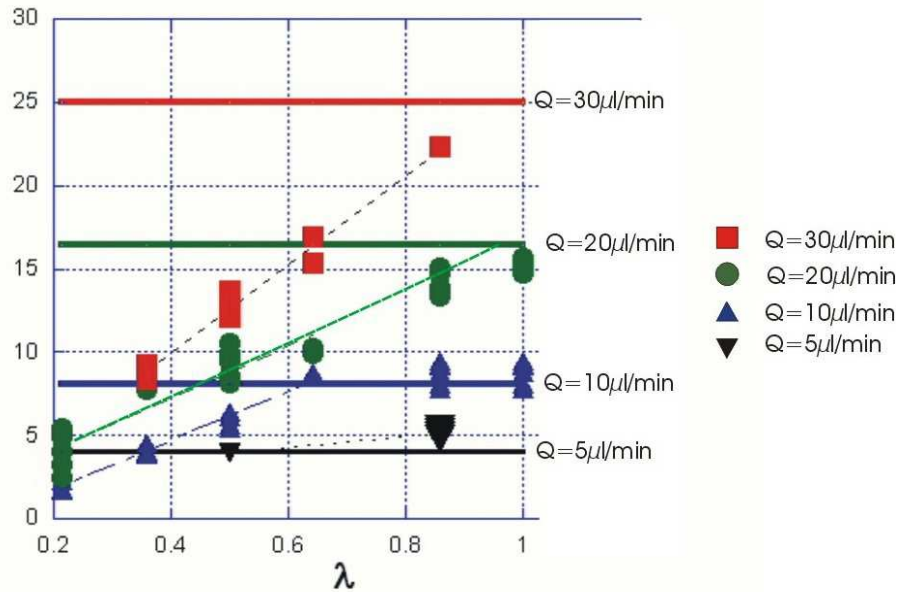


Figure IV-24 : Influence du diamètre normalisé de la sphère sur la vitesse d'entraînement dans un bord de Plateau à 'interface mobile' pour quatre débits.

Ne retenant alors que les deux diamètres extrêmes de sphères (30 μm (a), 140 μm (b)), la Figure IV-25 permet de comparer l'effet produit sur la vitesse d'entraînement selon que le bord de Plateau est à interface 'mobile' ou 'rigide' (la vitesse du liquide est représentée par des croix).

Dans le cas 'interface rigide', pour un même débit, $Q \in [0; 20 \mu\text{l} / \text{min}]$, la vitesse d'une sphère de 30 μm varie de $0.8 \times v^{\text{liq}}$ jusqu'à $1.3 \times v^{\text{liq}}$ et la vitesse d'une sphère de diamètre 140 μm varie de $0.7 \times v^{\text{liq}}$ jusqu'à $1.5 \times v^{\text{liq}}$. Si nous supposons que nous avons mesuré les vitesses maximums nous pouvons mesurer l'écart entre les vitesses, V/V_{max} est égal à 0.4 pour les particules de 30 μm et de 0.5 pour les particules de 140 μm .

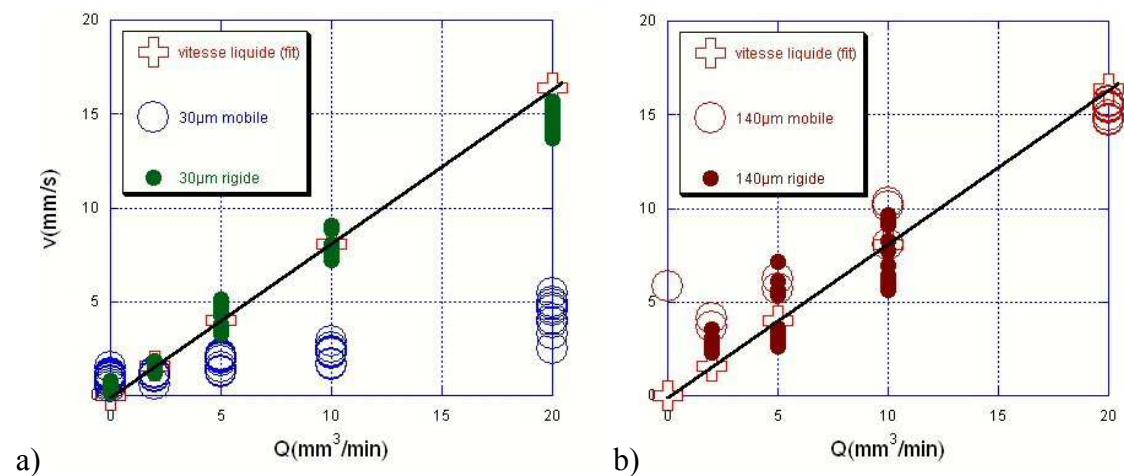


Figure IV-25 : Comparaisons entre la vitesse d'entraînement pour les deux mobilités d'interface en fonction du débit d'une sphère de diamètre : a) 30 et b) 140 μm .

-IV-3. Discussion

-IV-3.1 Sédimentation dans un bord de Plateau incliné

Quand une particule sédimente dans un bord de Plateau incliné 'interface rigide' ou 'interface solide', $1/f$ ne varie pas, cela veut dire que le contre courant dû au mouvement de la sphère dans le liquide exerce une force qui compense en partie la force de gravité et par conséquent ralentit la sphère.

Seul le facteur de paroi est différent : pour une 'interface rigide', il est égal à 0.2, alors que pour une 'interface solide', il n'est égal qu'à 0.06. Cet écart provient du fait que la viscosité de surface d'une 'interface rigide' est inférieure à celle d'une 'interface solide'.

Les résultats obtenus pour une mousse à 'interface rigide' et pour un système modèle à 'interface solide', sont en accord avec ceux obtenus par Chhabra et al.⁷⁹ cf. chapitre I II 3-2. Leur facteur de paroi est égal à 0.1 pour $Re \leq 0.1$, mais ils utilisent un canal cylindrique incliné.

Par contre, dans le cas 'interface mobile', la vitesse de la sphère peut atteindre jusqu'à 2.5 fois la vitesse d'une sphère dans un milieu infini, ceci en dépit de l'effet du confinement dû à l'interface du canal. Nous avons décrit dans le paragraphe -II-4.3.3., les récentes simulations de Nguyen & Evans sur les interactions à courte portée, dans le cas d'une sphère se déplaçant parallèlement à une 'interface mobile' et sans écoulement. Ils ont montré que, quand la distance entre la sphère et la paroi tend vers zéro, $1/f$ tends vers 1.36. Cette valeur est en dessous de celle de 2.5 que nous obtenons pour une sphère sédimentant entre deux interfaces délimitant le coin du bord de Plateau.

A notre connaissance, le modèle théorique correspondant à cette situation de coin mobile n'a pas encore été proposé. Cependant, les expériences tendent à montrer que la prise en compte de la seconde paroi doit conduire à prévoir une augmentation de la valeur de $1/f$.

La présence de molécules de tensioactif aux interfaces peut aussi modifier la valeur de $1/f$. En effet, la valeur du facteur $1/f$, pour les faibles valeurs de λ , dépend de la valeur de la viscosité de surface de cisaillement μ_s . Le rapport des facteurs de paroi entre le cas (B) et le cas (A) : $f(A)/f(B)$, est approximativement égal à 0.08 pour un λ égal à 0.2.

Le rapport des viscosités de cisaillement de surface moyen $\mu_s^{moy}(B)/\mu_s^{moy}(A)$ mesuré, cf. chapitre II, est de l'ordre de 0.05, ce qui indique un fort effet de l'interface sur la sédimentation.

-IV-3.2 Sédimentation dans un bord de Plateau vertical

Dans la 1^{ère} expérience, mousse réelle, les particules se placent dans le coin inférieur du bord de Plateau incliné et il y a donc deux contacts avec les interfaces. Par contre, dans la 2^{ème} expérience, PBA modifié, quand le bord de Plateau est vertical les sphères prennent diverses positions. Elles peuvent avoir de 0 à 3 contacts avec les interfaces, selon leur

⁷⁹ R.P. Chhabra, M. Kumar and R. Prasad, Powder Technology 113, 114 (2000)

position et leur diamètre. Bien entendu, le contact avec 3 parois n'est possible que pour une sphère de diamètre égal à d_{lim} . Or la position de la particule a une influence sur sa vitesse.

Pour les particules de diamètre important ($d > 0.5d_{lim}$), l'effet du contre écoulement est important et donne des vitesses constantes pour un λ donné. Dans le cas des petites particules, tel que $d = 30\mu m$, la vitesse varie selon la position de la particule dans la section de bord de Plateau (Figure IV-20). Ceci suggère l'existence de trois zones de sédimentation (Figure IV-26) où le comportement de la particule diffère.

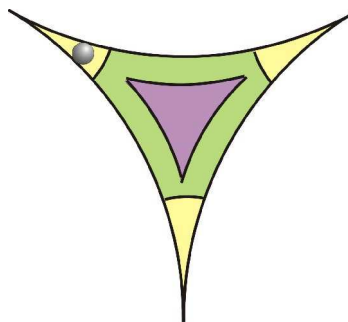


Figure IV-26 : la section du bord de Plateau peut se diviser en trois zones

Pour une particule de $30\mu m$:

- si elle se trouve dans la zone du coin, sa vitesse de sédimentation est celle d'une particule sédimentant entre deux interfaces fluide dont rend compte la simulation de Danov et al.⁸⁰. La courbe de la Figure II-17a fournit pour une valeur de $1/f = 2.2$ obtenue dans le cas 'interface mobile', une valeur de $K=0.1$. Celle-ci correspond à une viscosité de surface $\mu_s = 10^{-5} g/s$, ce qui est comparable au résultat obtenu par la méthode PBA pour la même solution (cf. 0). Dans le cas d'une 'interface rigide', $1/f = 0.2$ correspond à une valeur de K légèrement supérieure à 10, c'est-à-dire à un $\mu_s \approx 10^{-3} g/s$, on retrouve ici encore la valeur obtenue par la méthode PBA.
- Si elle ne présente qu'un seul contact avec la paroi, nous n'observons plus l'influence de la deuxième paroi et le système est comparable à celui de la sédimentation d'une particule à proximité d'une interface fluide dont rend compte la simulation de Nguyen et al.⁸¹ et de Danov et al., 1995b; Nguyen & Evans, 2004⁸². Nos résultats dans le cas d'une 'interface mobile' sont très proches des vitesses obtenues par Nguyen pour une interface fluide ($1/f = 1.3$) et par Danov et al. pour une interface fluide de viscosité $\mu_s = 10^{-5} g/s$ ($K=0.1$). Dans le cas 'interface rigide', nous avons $1/f$ compris entre 0.4 à 0.7, ce résultat se retrouve sur la Figure II-16 pour $\mu_s \approx 10^{-3} g/s$ ($K=10$).

⁸⁰ Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995. Influence of the surface viscosity on the drag and torque coefficients of a solid particle in a thin liquid layer. *Chemical Engineering Science*, 50(2), 263-277.

⁸¹ Nguyen, A.V., & Evans, G.M. 2004. Exact and global rational approximate expressions for resistance coefficients for a colloidal solid sphere moving in a quiescent liquid parallel to a slip gas-liquid interface. *Journal of Colloid and Interface Science*, 273(1), 262-270.

⁸² Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995. Slow motions of a solid spherical particle close to a viscous interface. *International Journal of Multiphase Flow*, 21(6), 1169-1189..

La sédimentation d'une particule de $30\mu\text{m}$ dans la zone du centre reste difficile à expliquer. En effet, que l'on soit dans le cas 'interface mobile' ou dans le cas 'interface rigide' la vitesse est comparable à celle de la sédimentation d'une particule au centre d'un canal triangulaire solide ou à celle de la sédimentation d'une particule à proximité d'une interface rigide.

-IV-3.3 Entraînement d'une particule dans un écoulement

Il y a une grande différence de comportement entre une particule entraînée dans un bord de Plateau vertical selon la mobilité d'interface. Cette différence n'est pas explicable par la seule différence d'écoulement dans le bord de Plateau.

Pour un faible débit ($Q < 5\text{mm}^3/\text{min}$), le mouvement de la particule est dominé par la sédimentation, quelle que soit la mobilité d'interface. Dans le cas d'une particule de $140\mu\text{m}$ sédimentant dans un bord de Plateau 'interface mobile', il existe un effet de seuil. En effet, quand la particule sédimente, elle entraîne les parois et le liquide poussé par la particule remonte par les coins. Quand il y a un très faible débit, le liquide n'est pas assez rapide pour pousser efficacement la particule et donc passe par les coins contrariant la remontée du liquide. Un équilibre se crée, la vitesse de la particule est ralentie.

Dans le cas 'interface mobile', les résultats sont peu dispersés pour chaque diamètre de particule. Ceci est en accord avec l'écoulement du liquide où la vitesse du liquide varie peu (de 0.8 à 1 pour une particule de diamètre $d=30\mu\text{m}$), la vitesse du liquide est quasi constante et est égale à la vitesse maximum proche de la vitesse moyenne. Une particule soumise à un tel écoulement devrait suivre la vitesse moyenne du liquide or l'expérience montre que seules les particules de 120 et $140\mu\text{m}$ de diamètre ont une vitesse identique à celle du liquide. En effet, la vitesse d'une particule inférieure à $120\mu\text{m}$ de diamètre est inférieure à la vitesse moyenne.

Dans le cas 'interface rigide', la vitesse de la particule est proche de la vitesse de l'écoulement quel que soit son diamètre. Les vitesses obtenues pour les particules de $140\mu\text{m}$ varient plus que celles obtenues pour les particules de $30\mu\text{m}$. Pour un débit donné nous obtenons ainsi la variation de $V/V_{\text{max}}^{\text{exp}}$:

- de 0.6 à 1, pour $d=30\mu\text{m}$,
- de 0.5 à 1, pour $d=140\mu\text{m}$.

L'amplitude des variations est inférieure à celle attendue pour un écoulement de Poiseuille avec $Bo=1$, quel que soit le diamètre de la particule. Pour les particules de $30\mu\text{m}$ de diamètre, il est possible que la vitesse maximum mesurée soit inférieure à la vitesse maximum possible. En effet, dans notre système, il est rare d'observer une particule dans sa position centrale. Les particules de $140\mu\text{m}$ sont beaucoup plus sensibles à la géométrie du système, si le rayon courbure du bord de Plateau augmente légèrement la particule perd le 3^{ème} contact avec les interfaces. La rotation des particules sur elles-mêmes peut aussi expliquer un certain effet retard.

-IV-4. Quelques effets collectifs

-IV-4.1 Mélange, changement de ligne ...

Le dépassement d'une particule par une autre plus rapide est différent suivant le type de mouvement des sphères selon qu'elles sédimentent ou qu'elles sont entraînées par le liquide. Le site de 'mélange' peut être : le bord de Plateau ou l'intérieur du nœud.

Dans le cas d'une sédimentation, nous sommes en présence de deux cas représentés schématiquement Figure IV-27 :

- Cas 1 : La particule la plus petite 'bloque' la sphère la plus grosse.
- Cas 2 : Les deux sphères interagissent peu.

Dans le cas 2, nous avons la relation suivante $a_1 + \frac{d_1}{2} < a_2 - \frac{d_2}{2}$ avec $a_i = \sqrt{d_i \left(R_{bdP} + \frac{d_i}{4} \right)}$ et d_i est le diamètre de la sphère i . La particule 1 est la plus petite sphère et la sphère 2 la sphère la plus grande.

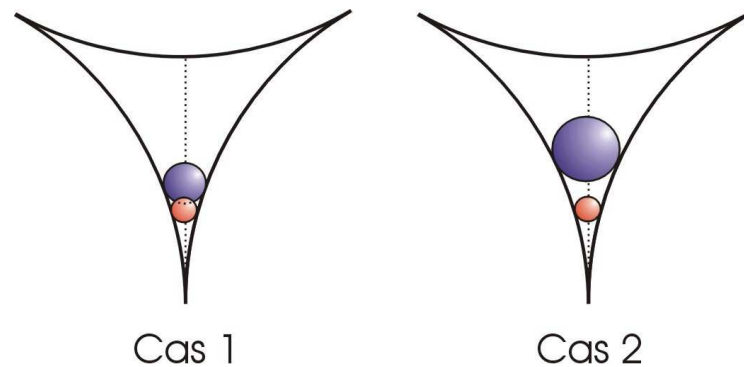


Figure IV-27 : Position relative de deux sphères dans une section de bord de Plateau selon leur diamètre des deux sphères

Dans le cas 1, que l'interface soit rigide ou mobile, la sphère 2 est ralentie par la sphère 1 car l'observation du mouvement réel montre qu'elle ne change pas de ligne de niveau. Le mélange se fait donc dans les nœuds. Juste avant un nœud, le bord de Plateau s'élargit, la section de bord de Plateau augmente, le passage du cas 1 au cas 2 devient alors possible. Le dépassement est aussi possible dans le nœud directement. En effet, nous avons décrit dans le paragraphe -IV-1.1.5. le mouvement de 'chute libre' d'une sphère dans un nœud. La sphère de diamètre plus important à une vitesse plus grande et dépasse la sphère plus petite.

Mais le mouvement de sédimentation est différent quand il y a entraînement de liquide. Le changement de ligne de niveau devient possible dans un bord de Plateau. Sur la Figure IV-28, nous pouvons observer le déplacement de trois sphères dans un bord de Plateau à 'l'interface rigide', à l'aide d'un graphique spatio-temporel et des schémas de dépassement correspondants. L'écoulement du liquide est de type Poiseuille.

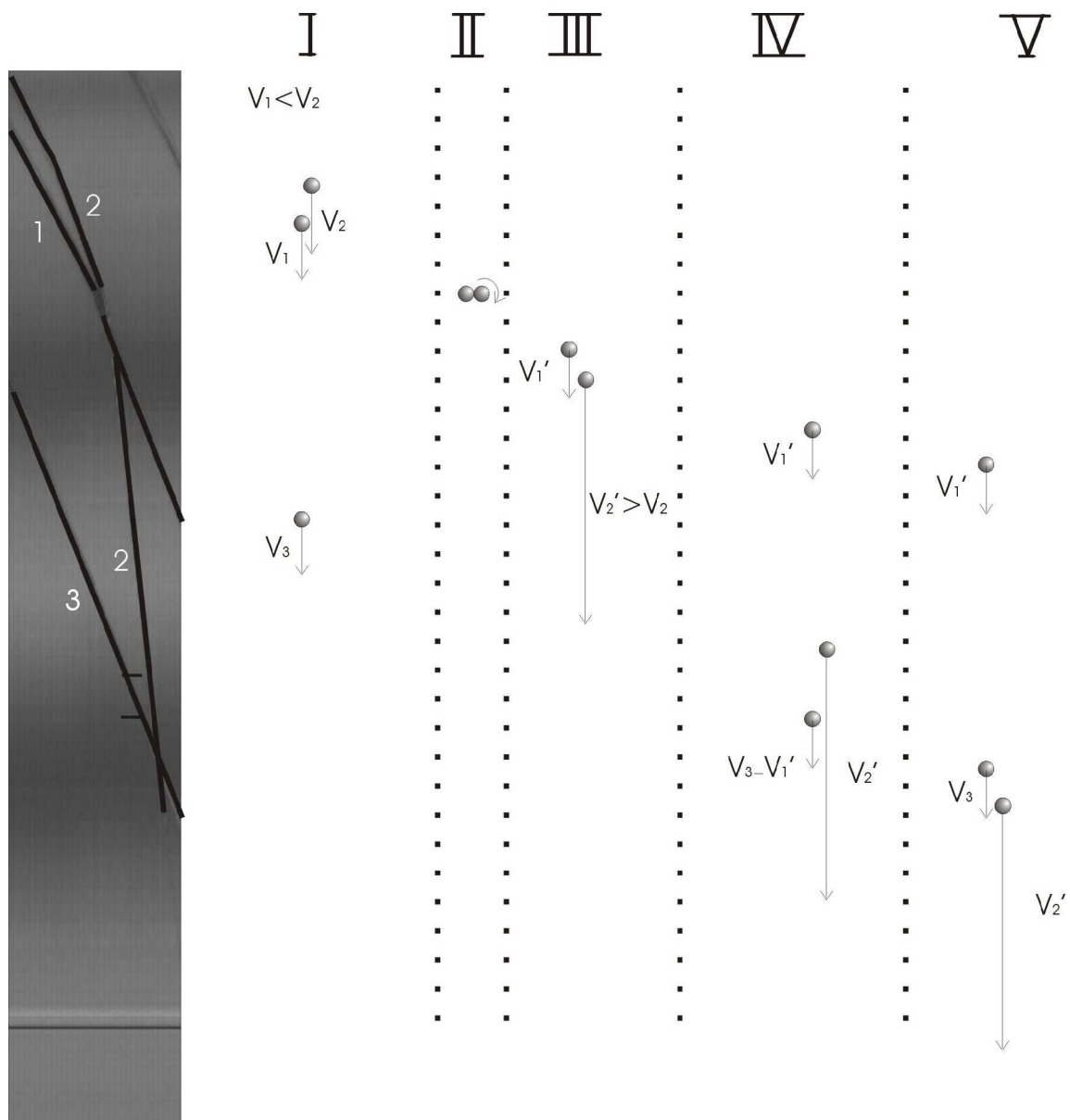


Figure IV-28 : Effets collectifs, graphique spatio-temporel et schéma des positions des particules correspondantes.

Dans la zone I, nous avons deux sphères de même diamètre ($30\mu\text{m}$), La sphère 2 est légèrement plus proche du centre de la section et donc se déplace plus rapidement que la sphère 1, $V_1 < V_2$.

Dans zone II, la sphère 2 entre en contact avec sphère 1. et la contourne.

Dans la zone III, quand la sphère 2 a dépassé la sphère 1, la distance entre les deux trajectoires des centres des deux sphères est égale au diamètre $d_{12} = d$ et la vitesse de la sphère 2 augmente $\vec{V}_2' > \vec{V}_2$. Alors que la vitesse de la sphère 1 est très peu modifiée, $V_1 \approx V_1'$.

Dans la zone IV, la 3^{ème} sphère a la même vitesse que la 1^{ère} sphère, $V_3 = V_1'$. La 2^{ème} sphère dépasse la 3^{ème} sphère sans pour autant modifier sa trajectoire et sa vitesse. La distance entre les deux est identique à celle du 1^{er} croisement, $d_{23} \approx d_{12} \approx d$.

-IV-4.2 Blocage

Des points de blocage peuvent apparaître dans la mousse : une particule ou plusieurs peuvent obstruer le passage. Ceci entraîne des modifications de 'chemin' de sédimentation. De tels cas se présentent lors de la sédimentation de particules dans une mousse réelle. Le blocage se produit bien entendu à un nœud ou à ses abords immédiats. Dans la Figure IV-29, une sphère de $45\mu\text{m}$ de diamètre obstrue l'entrée d'un bord de Plateau. Cette position n'est pas obligatoirement stable, car le bord de Plateau reste un canal déformable, une particule bloquée peut reprendre sa route si elle est soumise à de légères modifications d'environnement.

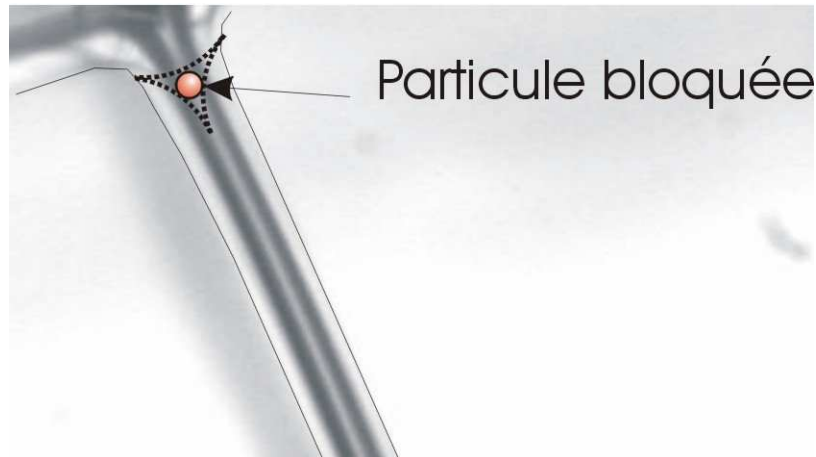


Figure IV-29 : sphère de diamètre $45\mu\text{m}$ dans un bord de Plateau 'interface mobile' avec $d_{\text{lim}} \approx 45\mu\text{m}$

Ce problème se rencontre aussi avec des bords de Plateau d'ouverture plus importante, $d_{\text{lim}} > d$. Les particules peuvent arriver en paquet et, par un effet de voûte, bloquer le canal. La Figure IV-30 donne un exemple d'obturation du canal par un amas de sphères. Le chemin des particules est dévié. Avant la formation du bouchon, les sphères passaient dans le bord de Plateau de droite, ensuite, soit elles se bloquent à leur tour, soit elles passent dans le bord de Plateau de gauche.

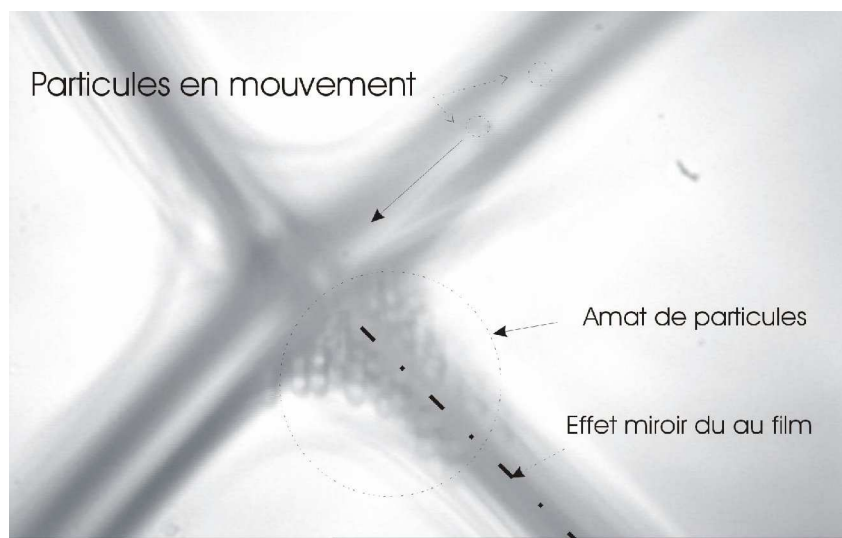
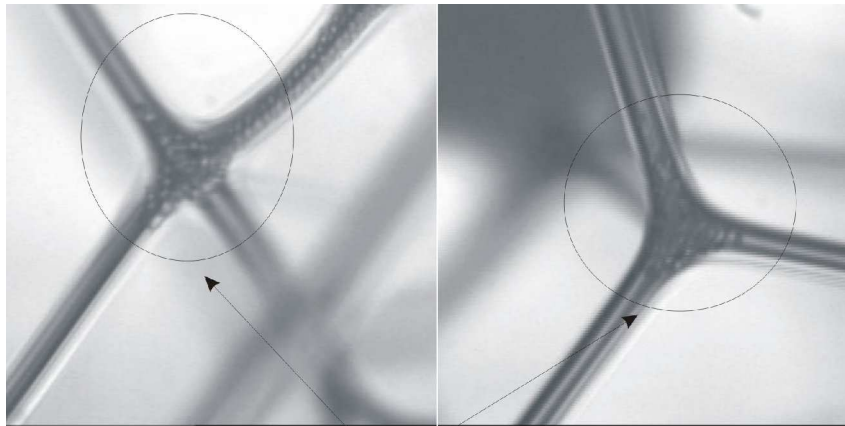


Figure IV-30 : modification du chemin de sédimentation du à obstruction d'un des canaux par des sphères.

Le nœud peut être bien entendu entièrement obstrué, Figure IV-31. Le système peut se débloquent seul au bout d'un certain temps, mais, dans la majorité des cas, il est nécessaire d'intervenir en augmentant l'ouverture du bord de Plateau.



Zone de blocage

Figure IV-31 : Nœuds obstrués par des particules sphériques.

Chapitre V Conclusion et perspectives

Ce travail nous a permis de caractériser l'écoulement dans un bord de Plateau vertical en distinguant les 'interfaces rigides' et les 'interfaces mobiles'. Nous avons développé une nouvelle méthode de caractérisation de la rhéologie de surface, nommée PBA ce qui permet de quantifier l'effet de la nature du tensioactif sur écoulement en déterminant la viscosité de surface μ_s . Pour la solution SDS, nous obtenons une valeur de μ_s de 10 à 100 fois inférieure à celle obtenu par les rhéomètres d'interface. La surface n'a pas un comportement newtonien puisque, selon la contrainte imposée (ici le débit), μ_s augmente ou diminue selon que l'interface est rigide ou mobile.

La physico-chimie des solutions a un grand effet sur la rhéologie de l'interface d'un bord de Plateau. Le dodécanol rigidifie l'interface pour des fortes concentrations en dodécanol. Le glycérol est souvent utilisé comme viscosifiant, or nous avons observé son effet sur la mobilité d'interface pour des faibles débits. De plus, quand le glycérol est associé au dodécanol dans une solution de TTAB ou de SDS, cette action 'rigidifiante' devient équivalente à celle des solutions contenant des protéines telles que la caséine ou la BSA.

Le rôle des films de la mousse est souvent négligé, or dans le cas d'une 'interface mobile', nous avons observé un couplage entre l'épaisseur des films et la perte de charge. De plus, le temps pour atteindre l'équilibre du système est différent selon la nature du tensioactif.

Nous avons aussi effectué une expérience de drainage qui nous a permis d'appréhender les différences entre la méthode PBA et la méthode de drainage forcé dans une mousse. Mais l'explication de ces différences est plus complexe, la mousse étant composé de bords de Plateau et de nœuds, système que nous n'avons pas étudié. De nombreuses questions restent en suspend dans ce domaine.

Grâce à notre connaissance de la rhéologie de l'interface, nous avons pu étudier l'effet de la mobilité de celui-ci sur le transport de particules avec ou sans écoulement. Nous avons observé dans chacun des cas deux régimes distincts selon que l'interface est 'rigide' ou 'mobile'.

Dans un premier temps, nous avons étudié la sédimentation d'une particule dans un bord de Plateau incliné au sein d'une mousse réelle. La particule se place toujours dans le coin inférieur de la section de bord de Plateau. Dans le cas d'une 'interface rigide', le comportement de la particule est classique et se rapproche de ceux observés dans un canal solide. L'effet de contre écoulement domine, la particule est ralentie. Dans le cas 'interface mobile', le comportement est plus complexe, il dépend du rapport entre le diamètre de la particule et le diamètre limite. Quand la particule a un diamètre proche de la limite, l'effet de contre écoulement domine, la particule est ralentie. Mais quand la

particule est petite par rapport à la section de bord de Plateau, nous observons une accélération qui va jusqu'à atteindre 2.5 fois la vitesse d'une particule dans un milieu infini. Ceci est dû à l'effet de confinement.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié la sédimentation dans le système PBA. Nous avons observé un fort effet de la position de la particule et nous avons pu déterminer trois zones de sédimentation dans la section de bord de Plateau. Il existe un rapport direct entre sa vitesse de sédimentation et le nombre de ses contacts avec l'interface. Quand la particule est dans une position centrale, la mobilité de l'interface ne semble plus avoir une influence sur la sédimentation. La vitesse de sédimentation d'une particule peut être modélisée par une particule sédimentant dans un canal triangulaire. Quand la particule est en contact avec une interface, sa vitesse peut être prédite par le calcul théorique d'une particule sédimentant à proximité d'une paroi. Quand la particule est dans le coin du bord de Plateau, la vitesse d'une particule obtenue est prédite par le calcul théorique d'une particule sédimentant entre deux parois avec des μ_s mesurées à l'aide du PBA. De plus, nous retrouvons les résultats précédents pour des particules ayant deux contacts avec l'interface : la vitesse de sédimentation est maximale dans le cas 'interface mobile' et minimum dans le cas 'interface rigide'.

Enfin, nous avons étudié aussi l'entraînement des particules dans un écoulement de liquide et nous avons encore observé un fort effet du tensioactif. La vitesse des sphères ne peut pas être modélisée en utilisant le profil des vitesses. Dans le cas d'une 'interface mobile', la présence d'une particule semble modifier ce profil de l'écoulement du liquide.

La conclusion importante de ce travail est l'effet important du tensioactif sur le drainage et le transport des particules dans une mousse aqueuse. Le paramètre principal est la viscosité de cisaillement de surface. Nous avons élaboré deux méthodes de mesure de la viscosité de cisaillement de surface, l'une obtenue à l'aide d'un drainage imposé, et l'autre utilisant la sédimentation d'une sphère qui peut être considéré ici comme une sonde de la mobilité de l'interface. De plus, nous avons ainsi réalisé des outils qui permettront d'aboutir à une meilleure modélisation du transport de particule dans un bord de Plateau avec ou sans écoulement.

Le Plateau Border Apparatus est un nouvel outil pour l'étude des mousses. Il a l'avantage de travailler en dynamique et non à l'équilibre comme la balance de Sheludko-Mysels.

| Référence | Page |
|---|-----------------|
| - C. Barentin, C. Ybert, J.-M. di Meglio and J.-F. Joanny, <i>J. Fluid Mech.</i> 397 (1999), p. 331. | 22 |
| - Berg, S. Adelizzi, E. A. Troian, S. M. 2004. <i>Experimental Study of Entrainment and Drainage Flows in Microscale Soap Films, Langmuir</i> | 10 |
| - Brown, A.G., Thuman, W.C., & McBain, J.W. 1953. Transfer of air through adsorbed surface films as a factor in foam stability. <i>Journal of Colloid Science</i> , 8(5), 508-519. | 10, 35, 55 |
| - Carrier, V., Destouesse, S., & Colin, A. 2002. Foam drainage: A film contribution? <i>Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics</i> , 65(6), 1-9. | 11,29,55 |
| - Thèse de Vincent Carrier, <i>stabilité comparée des mousses et des émulsions aqueuses</i> , soutenue à Bordeaux I | 29,55 |
| - Chhabra, R.P., Kumar, M., & Prasad, R. 2000. Drag on spheres in rolling motion in inclined smooth tubes filled with incompressible liquids. <i>Powder Technology</i> , 113(1-2), 114-118. | 32,105 |
| - Dame, C., Faure, S., Fritz, C., & Pitois, O. 2005. Relations between physicochemical properties and instability of decontamination foams. <i>Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects</i> , 263(1-3 SPEC. ISS.), 210-218. | 55 |
| - Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995a. Influence of the surface viscosity on the drag and torque coefficients of a solid particle in a thin liquid layer. <i>Chemical Engineering Science</i> , 50(2), 263-277. | 33,106 |
| - Danov, K.D., Aust, R., Durst, F., & Lange, U. 1995b. Slow motions of a solid spherical particle close to a viscous interface. <i>International Journal of Multiphase Flow</i> , 21(6), 1169-1189. | 33,106 |
| - D. Desai, R. Kumar, <i>Chem. Eng. Sci.</i> 37, 1361 (1982). | 27 |
| - Durand, M., & Langevin, D. 2002. Physicochemical approach to the theory of foam drainage. <i>European Physical Journal E</i> , 7(1), 35-44. | 10,35,56, 73 |
| - D. J. Durian, D. A. Weitz, and D. J. Pine. Multiple light-scattering probes of foam structure and dynamics. <i>Science</i> , 253:686-688, 1991. | 70 |
| - Goldman, A.J., Cox, R.G., & Brenner, H. 1967. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall--I Motion through a quiescent fluid. <i>Chemical Engineering Science</i> , 22(4), 637-651. | 32 22 |
| - P.A. Harvey, A.V. Nguyen, G.J. Jameson and G.M. Evans, <i>Miner. Eng.</i> 18 (2005), p. 311. | 48 |
| - Han, G.B., Dussaud, A., Prunet-Foch, B., Neimark, A.V., & Vignes-Adler, M. 2000. Foam microgeometry. <i>Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics</i> , 25(3-4), 325-335. | 68 |
| - Hutzler S, Verbist G, Weaire D and van der Steen J A 1995 <i>Europhys. Lett.</i> 31 497 | |
| - Ivanov, I.B., Kralchevsky, P.A., Dimitrov, A.S., & Nikolov, A.D. 1992. Dynamics of contact lines in foam films. <i>Advances in Colloid and Interface Science</i> , 39, 77-101. | 29,47 |
| - Koczko, K., & Racz, G. 1987. FLOW IN A PLATEAU BORDER. <i>Colloids and Surfaces</i> , 22(2-4), 97-110. | 40 |
| - Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 1999. Liquid flow through aqueous foams: The node-dominated foam drainage equation. | 22, 26 |

| | |
|---|---------------|
| <i>Physical Review Letters</i> , 82(21), 4232-4235. | |
| - Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 2000. Generalized view of foam drainage: Experiment and theory. <i>Langmuir</i> , 16(15), 6327-6341. | 26 24 , 35 |
| - Koehler, S.A., Hilgenfeldt, S., & Stone, H.A. 2004. Foam drainage on the microscale: I. Modeling flow through single Plateau borders. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 276(2), 420-438. | 25 , 35,76 |
| - Koehler, S.A., Stone, H.A., Hilgenfeldt, S., & Weeks, E.R. 2002a. Drainage of single plateau borders: Direct observation of rigid and mobile interfaces. <i>Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics</i> , 66(4 1). | 19,25 |
| - Kraynik, A.M. 1988. Foam flows. <i>Annu. Rev. Fluid Mech.</i> , 20, 325-357. | 87 |
| - Kruglyakov, P.M., Exerowa, D.R., & Khristov, K.I. 1991. Concepts of capillary and osmotic pressures in foam. <i>In Langmuir</i> . 1846-1848. | |
| - Lee, S.H., & Leal, L.G. 1980. Motion of a sphere in the presence of a plane interface. Part 2. An exact solution in bipolar co-ordinates (Fluid Mechanics). <i>Journal of Fluid Mechanics</i> , 98(1), 193-224. | 32 23,27 |
| - Leonard, R.A., & Lemlich, R. 1965. A study of interstitial liquid flow in foam. <i>AIChE J.</i> , 11(1), 18-25. | 19,21 |
| - Levich, V.G., 1962 Physico-chemical, Prentice hall | |
| - Lu, J.R., Thomas, R.K., & Penfold, J. 2000. Surfactant layers at the air/water interface: Structure and composition. <i>Advances in Colloid and Interface Science</i> , 84(1), 143-304. | 17 |
| - Miyamura, A., Iwasaki, S., & Ishii, T. 1981. EXPERIMENTAL WALL CORRECTION FACTORS OF SINGLE SOLID SPHERES IN TRIANGULAR AND SQUARE CYLINDERS, AND PARALLEL PLATES. <i>Int J Multiphase Flow</i> , 7(1), 41-46. | 100 |
| - MonnerEAU, C., & Vignes-Adler, M. 1998. Optical Tomography of Real Three-Dimensional Foams. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 202(1), 45-53. | 66,87 |
| - Mysels, K.J., Shinoda, K., & Frankel, S. 1959. <i>Soap Films: Studies of Their Thinning and a Bibliography</i> . | 11,22 |
| - Nguyen, A.V. 2002. Liquid drainage in single Plateau borders of foam. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 249(1), 194-199. | 24,35,51,101 |
| - Nguyen, A.V., & Evans, G.M. 2004. Exact and global rational approximate expressions for resistance coefficients for a colloidal solid sphere moving in a quiescent liquid parallel to a slip gas-liquid interface. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 273(1), 262-270. | 32,106 |
| - A. Patist, T. Axelberd and D.O. Shah, <i>J. Colloid Interface Sci.</i> 208 (1998), p. 259. | 22 |
| - J.T. Petkov, K.D. Danov, N.D. Denkov, R. Aust and F. Durst, <i>Langmuir</i> 12 (1996), p. 2650. | 22 |
| - Pitois, O., Fritz, C., & Vignes-Adler, M. 2005. Liquid drainage through aqueous foam: Study of the flow on the bubble scale. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 282(2), 458-465. | 22 |
| - A.M. Poskanzer and F.C. Goodrich, <i>J. Phys. Chem.</i> 79 (1975), p. 2122. | 22 |
| - Plateau, J.A.F. 1873. <i>Statique Expérimentale et Théorique des Liquides Soumis aux Seules Forces Moléculaires</i> . | 18 |

| | |
|--|-----------------------|
| - | 62 |
| - Safouane Mahassine, Thèse, <i>Drainage des mousses aqueuses : rôle de la rhéologie du fluide moussant</i> , soutenue en 2003 | |
| - Safouane, A. Saint-Jalmes, V. Bergeron, D. Langevin, Viscosity effects in foam drainage: Newtonian and non-newtonian foaming fluids, <i>The European Physical Journal E - Soft Matter</i> , Volume 19, Issue 2, Feb 2006, Pages 195 - 202, | 68,73 |
| - Saint-Jalmes, A., Zhang, Y., & Langevin, D. 2004. Quantitative description of foam drainage: Transitions with surface mobility. <i>European Physical Journal E</i> , 15(1), 53-60. | 22,27,10,41, 56,73,76 |
| - Stevenson, P. 2005. Remarks on the shear viscosity of surfaces stabilised with soluble surfactants. <i>Journal of Colloid and Interface Science</i> , 290(2), 603-606. | 21 |
| - Thomson, W. (1882-1911). <i>Mathematical and Physical Papers</i> . (6 vols) Cambridge University Press. ISBN 0521054745. | 18 |
| - Verbist, G., Weaire, D., & Kraynik, A.M. 1996. The foam drainage equation. <i>Journal of Physics Condensed Matter</i> , 8(21), 3715-3731. | 25 |
| - Weaire D and Phelan R, "A counterexample to Kelvin's conjecture on minimal surfaces", <i>Phil. Mag. Lett.</i> 69, 107-110 (1994) | 19, 25 |
| - D. Weaire, S. Hutzler, G. Verbist and E. Pardal, A Review of foam drainage, <i>Advances in Chemical Physics</i> , 102:315-374, 1997 | |