

Films de savons rigides : dynamique de rupture

M. LE MERRER^a, P. PETIT^a, A.-L. BIANCE^a

a. Institut Lumière Matière, UMR5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon 69622
Villeurbanne cedex, France. Email : marie.le-merrer@univ-lyon1.fr

Résumé : (16 gras)

L'éclatement d'un film de savon, dont les premières études remontent au début du XX^e siècle, est généralement décrit par la compétition entre l'inertie du liquide mis en mouvement et la tension de surface d'équilibre, responsable de l'ouverture du trou [1, 2, 3]. D'un autre côté, dans les films de savon ou les mousses, qui sont des assemblées de films, plusieurs phénomènes dynamiques comme le drainage [4] ou la rhéologie [5] dépendent de façon cruciale de la nature des molécules tensioactives, qui peuvent rigidifier les interfaces liquide-gaz. Nous étudions ici l'éclatement d'un film de liquide contenant un mélange de tensioactifs réputé pour sa grande élasticité interfaciale [6]. Dans ce cas, nous montrons que les tensioactifs sont responsables d'un ralentissement de la dynamique d'ouverture par rapport à la loi classique de Taylor-Culick. Cette dynamique est pilotée par la compétition entre l'inertie et l'élasticité de surface que nous contrôlons. De façon similaire à ce que l'on observe pour une membrane élastique solide, pour de grandes compressions, la rigidité des interfaces conduit à la formation de motifs localisés, comparables à des plis ou des fractures. Nous montrons que l'apparition de ces motifs s'accompagne d'une modification de la dynamique d'ouverture.

Abstract : (16 gras)

The bursting of soap films has been studied since the early 20th century and is usually described by the balance between inertia and (equilibrium) surface tension that drives the hole opening in the liquid film [1, 2, 3]. On the other hand, in soap films or assemblies of films (foams), dynamics like film drainage [4] or foam rheology [5] depend dramatically on the nature of the surfactants in solution, which may rigidify the liquid-gas interfaces. Here, we investigate the bursting of a thin liquid film that contains a mixture of surfactants known to increase dramatically the interfacial elasticity [6]. We show that in this case the presence of surfactants slows down the opening dynamics (compared to Taylor-Culick prediction). It is then governed by the interplay between inertia and surface elasticity, which has been varied systematically. Similarly to an elastic and solid membrane, we observe that for large compression, the high interfacial rigidity leads to fold-like or crack-like patterns. We show that the apparition of such patterns is accompanied by changes in opening velocity.

Mots clefs : film de savon, capillarité inertielle, élasticité de surface, tensioactifs.

1 Introduction

La rupture d'une nappe liquide comme un film de savon et sa rétraction sous l'effet des forces capillaires est un problème tant fondamental que pratique qui a fait l'objet de nombreuses études depuis les premières chronophotographies de Lucien Bull en 1904. En particulier, la dynamique d'ouverture d'un trou dans ces objets a été comprise et décrite théoriquement par Taylor et Culick dans les années 60 [1, 2] : la vitesse de rétraction résulte de la compétition entre l'inertie du bourrelet de liquide collecté et la tension de surface (d'équilibre) du liquide et est donnée par $V_{\text{Culick}} = \sqrt{2\gamma/(\rho h_0)}$. Cette loi est bien vérifiée expérimentalement sur la plupart des films de solutions savonneuses [3].

Parallèlement, la dynamique (drainage, rhéologie...) des films de savon ou des mousses (assemblées de films) dépend fortement de la physico-chimie des molécules tensioactives qui les stabilisent [4, 7, 5, 8]. Nous nous demandons donc comment la dynamique de rupture d'un film est modifiée en présence de tensioactifs

qui rendent les interfaces liquide-gaz très rigides, notamment en leur conférant une très grande élasticité dilatationnelle.

2 Expériences

2.1 Dispositif expérimental

L'expérience consiste à fabriquer un film de savon en tirant un cadre (rayon R) d'une solution savonneuse, que l'on vient percer à l'aide d'une aiguille chauffée. On visualise la rupture du film à l'aide d'une caméra rapide à une fréquence de 10 kHz. En jouant sur la vitesse de tirage du film, nous faisons varier l'épaisseur initiale des films h_0 entre 2 et 20 μm . Cette épaisseur est mesurée par une méthode d'absorption de la lumière transmise (après ajout d'un colorant dans la solution savonneuse) [8].

Les solutions savonneuses sont constituées d'un mélange de deux tensioactifs : le sodium lauryldioxyethylene sulfate (SLES, 3.3 g.L^{-1}) et le cocoamidopropyl betaine (CAPB, 1.7 g.L^{-1}), auquel on ajoute un acide gras peu soluble (acide myristique, MAc) dans des concentrations variant entre 0 et 2.2 mM. Ces solutions sont notamment connues pour présenter des interfaces très rigides et leur élasticité interfaciale augmente avec la concentration en MAc [6]. A titre de référence, des expériences avec des solutions de SDS (sodium dodecyl sulfate), qui présentent des interfaces très peu rigides, sont aussi réalisées.

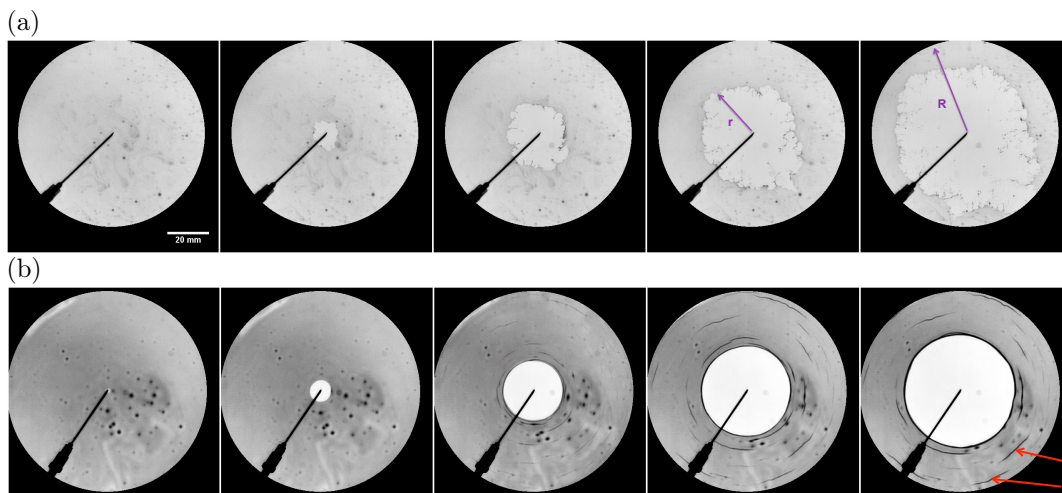


FIGURE 1 – Chronophotographies de ruptures de films de savon : (a) interfaces peu rigides (solution de sodium dodecyl sulfate), l'intervalle de temps entre deux images est $\Delta t = 1$ ms et l'épaisseur du film est $h_0 = 1.4$ μm . (b) interfaces très rigides (solution SLES-CAPB-0.88 mM MAc [6]), $\Delta t = 8$ ms et $h_0 = 10$ μm . On observe l'apparition de motifs (plis ou fractures) (flèches rouges).

2.2 Premières observations

La figure 1 montre deux chronophotographies de la rupture d'un film, pour des interfaces peu rigides (a) ou très rigides (b). Comme attendu d'après la loi de Culick, pour les interfaces peu rigides, le rayon du trou initié dans le film s'agrandit à vitesse constante, comme l'illustre la figure 2a. De plus, on constate une déstabilisation du bord du trou [9].

En revanche, pour des interfaces plus rigides, la dynamique de rupture est modifiée. Dans un premier temps, la vitesse initiale est constante mais plus faible que la vitesse de Culick (figure 2a). Dans un deuxième temps, on assiste à un ralentissement de l'ouverture. Ce ralentissement coïncide avec l'apparition de motifs orthoradiaux, visibles en foncé sur la figure 1b. Ces zones de forte pente très localisée rappellent des figures de flambage (plis) ou des fractures dans un matériau élastique. Enfin, la déstabilisation du front d'ouverture n'est plus observable.

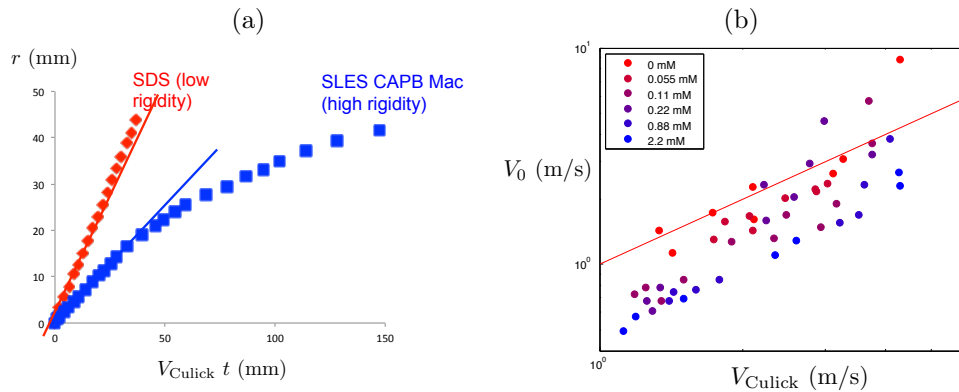


FIGURE 2 – (a) Rayon du trou r en fonction de la distance $V_{\text{Culick}}t$ pour une solution aux interfaces peu rigides (SDS, en rouge) ou aux interfaces très rigides (SLES-CAPB-Mac, en bleu). La pente des droites donne la vitesse initiale V_0 . (b) Vitesse d'ouverture initiale V_0 en fonction de la vitesse de Culick V_{Culick} pour différentes concentrations en acide myristique (MAC). La droite rouge correspond à la loi de Taylor-Culick.

2.3 Vitesse d'ouverture

La figure 2b montre la vitesse d'ouverture initiale V_0 en fonction de la vitesse de Culick $V_{\text{Culick}} = \sqrt{2\gamma/(\rho h_0)}$ (qui est contrôlée par l'intermédiaire de l'épaisseur moyenne h_0) pour différentes concentrations en MAC, qui correspondent à des élasticités de surface croissantes. Pour une composition physico-chimique donnée, on constate que la vitesse d'ouverture initiale est proportionnelle à la vitesse de Culick ; en revanche, pour les plus grandes élasticités, la vitesse initiale est plus faible que V_{Culick} .

2.4 Effets de bords

Pour chaque rupture de film, on mesure le rayon r_P du trou à l'apparition des motifs en "plis", que l'on reporte sur la figure 3 en fonction (a) du rayon du cadre R et (b) de la concentration en acide myristique. On constate que r_P augmente linéairement avec la taille du cadre : les "plis" ou "fractures" apparaissent à cause d'effets de bord, pour une compression r_P/R critique. De plus, r_P dépend peu de l'épaisseur des films, mais diminue avec la concentration en MAC, pour les interfaces plus élastiques.

3 Discussion

Ces résultats peuvent être expliqués par la compétition entre inertie du liquide et tension de surface dynamique, comme décrit initialement dans l'analyse théorique de Frankel et Mysels [10] : si l'élasticité des interfaces n'est pas négligeable, le bourrelet qui collecte le liquide lors de la rétraction du film n'est pas ponctuel mais étendu, comme l'illustre la figure 4. Le profil d'épaisseur et la dynamique de cette auréole, qui avait déjà été observée expérimentalement [11], sont pilotées par la compétition entre l'inertie du liquide et le gradient de tension de surface, qui dépend de la compression de la couche de tensioactifs en surface. On peut en particulier les calculer en faisant une hypothèse d'élasticité constante E_0 , soit de façon exacte pour une géométrie unidimensionnelle [10], soit numériquement pour une géométrie radiale. Ainsi, le front de l'auréole (frontière avec le film non perturbé) se propage à la vitesse $\sqrt{2E_0/(\rho h_0)}$, qui est l'analogue à deux dimensions d'une vitesse du son (onde de compression). Derrière ce front, l'auréole correspond à une zone de compression de la couche de tensioactifs. Enfin, la vitesse du trou (arrière de l'auréole) est fixée par la conservation du volume et s'écrit $\sqrt{2\gamma_{\text{eq}}/(E_0\rho h_0)} = \sqrt{\gamma_{\text{eq}}/E_0}V_{\text{Culick}}$ (en géométrie unidimensionnelle). On comprend ainsi l'influence de l'épaisseur h_0 et de l'élasticité E_0 sur la vitesse initiale d'ouverture V_0 (figure 2b).

De plus, on s'attend à un changement de structure du film (pli de flambage ou modification de la couche de tensioactifs) lorsque l'interface est comprimée, c'est-à-dire quand le front de l'auréole touche le bord du cadre. Cela se produira pour une compression critique $r_p/R = \gamma/E_0$ (à une dimension), en bon accord qualitatif avec nos observations (figure 3).

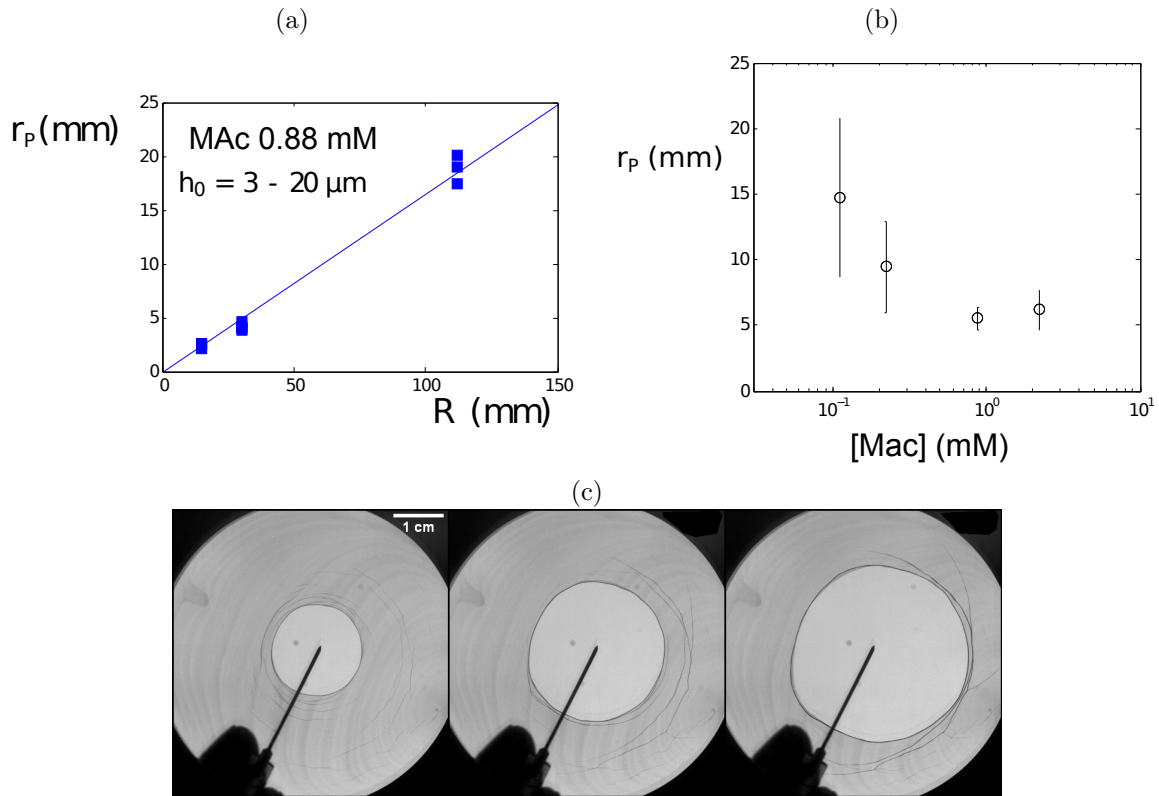


FIGURE 3 – Rayon du trou r_P à l'apparition des "plis", en fonction (a) du rayon du cadre R et (b) de la concentration en acide myristique. (c) Chronophotographie montrant la rupture d'un film rigide (concentration en MAc 0.88 mM) d'épaisseur $3 \mu\text{m}$. L'intervalle de temps entre 2 images consécutives est 5 ms. On peut remarquer l'ouverture dissymétrique et l'influence de la présence des "plis" sur la dynamique d'ouverture.

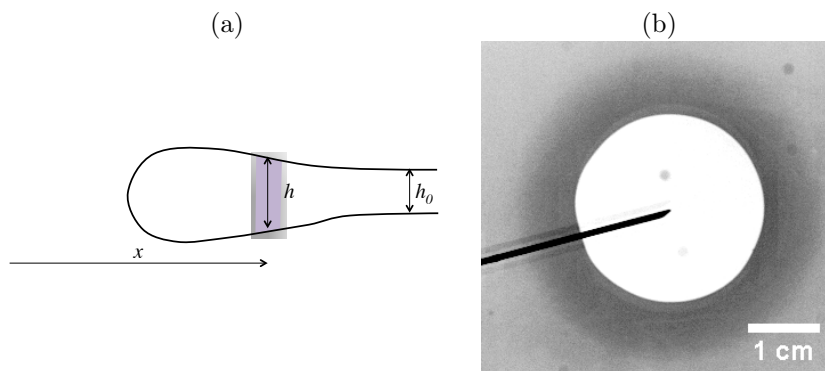


FIGURE 4 – (a) Schéma du bourrelet étendu. (b) Auréole visible pour une élasticité intermédiaire (concentration en MAc 0.11 mM).

4 Conclusion

Nous avons montré que la dynamique (initiale) de rupture d'un film de savon rigide, ainsi que l'apparition de motifs de plis ou fractures, peut être comprise en prenant en compte la compétition entre élasticité des interfaces et inertie du liquide. Notre étude nous a ainsi permis de déduire pour nos solutions des valeurs d'élasticité de surface en grandes déformations rapides, difficilement accessibles par d'autres moyens expérimentaux. Ce phénomène constitue un exemple de l'influence d'une échelle microscopique sur un processus macroscopique, comme rencontré fréquemment dans les mousses et les films de savon [4, 7, 5, 8]. Cependant, il s'agit ici d'un phénomène inertiel, dans lequel le rôle des échelles moléculaires (tensioactifs) est généralement négligeable.

La structure microscopique des "plis" observés sur ces films rigides et leur influence restent cependant des questions ouvertes ; en particulier, la présence de ces motifs localisés modifie de façon significative la dynamique d'ouverture, comme l'illustre la figure 3c.

Références

- [1] G. Taylor. The dynamics of thin sheets of fluid .3. Disintegration of fluid sheets. *Proceedings of the Royal Society of London Series A-mathematical and Physical Sciences*, 253(1274) :313–321, 1959.
- [2] F. E. C. Culick. Comments on a ruptured soap film. *Journal of Applied Physics*, 31(6) :1128–1129, 1960.
- [3] W. R. McEntee and K. J. Mysels. Bursting of soap films .i. An experimental study. *Journal of Physical Chemistry*, 73(9) :3018–3028, 1969.
- [4] K. J. Mysels, K. Shinoda, and S. Frankel. *Soap films : studies of their thinning and a bibliography*. Pergamon Press, 1959.
- [5] N. D. Denkov, S. Tcholakova, K. Golemanov, K. P. Ananthpadmanabhanb, and A. Lips. The role of surfactant type and bubble surface mobility in foam rheology. *Soft Matter*, 5 :3389–3408, 2009.
- [6] Z. Mitrinova, S. Tcholakova, K. Golemanov, N. Denkov, M. Vethamuthu, and K. P. Ananthpadmanabhan. Surface and foam properties of SLES plus CAPB plus fatty acid mixtures : Effect of pH for C12-C16 acids. *Colloids and Surfaces A-physicochemical and Engineering Aspects*, 438 :186–198, December 2013.
- [7] M. Durand and H.A. Stone. Relaxation time of the topological T1 process in a two-dimensional foam. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :226101, 2006.
- [8] P. Petit, J. Seiwert, I. Cantat, and A.-L. Biance. On the generation of a foam film during a topological rearrangement. *Journal of Fluid Mechanics*, 763 :286–301, 1 2015.
- [9] H. Lhuissier and E. Villermaux. Soap films burst like flapping flags. *Physical Review Letters*, 103(5) :054501, July 2009.
- [10] S. Frankel and K.J. Mysels. The bursting of soap films. II. Theoretical considerations. *J. Phys. Chem.*, 73 :3028–3038, 1969.
- [11] A. T. Florence and G. Frens. Aureole profile in bursting soap films - Surface-tension and surface relaxation in rapidly compressed monolayers. *Journal of Physical Chemistry*, 76(21) :3024–3029, 1972.