

Claquage élastocapillaire

Aurélie Fargette^{1,2,3}, Sébastien Neukirch^{2,3} & Arnaud Antkowiak^{2,3}

¹ Département de Physique, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France

² CNRS, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France.

³ UPMC Université Paris 06, UMR 7190, Institut Jean Le Rond d'Alembert, F-75005 Paris, France

sebastien.neukirch@upmc.fr

Résumé. Le phénomène de claquage est une instabilité où une arche élastique flambée saute d'une configuration d'équilibre en A à une configuration d'équilibre en V . L'arche bistable est utilisée comme interrupteur ou vanne dans de nombreux micro-systèmes électriques ou mécaniques. Comme pour les autres systèmes bi-stables se pose le problème de l'actionnement : comment déclencher le passage d'une configuration à l'autre (passage d'un col dans le paysage énergétique) ? Nous avons montré que l'on pouvait actionner l'arche au moyen de couples de force (tension de surface et pression de Laplace) créés par la présence d'une goutte le long de l'arche. De plus nous avons montré que ce système bistable pourrait servir de détecteur d'humidité en hydrophylisant une zone précise sur une des faces de l'arche. L'humidité excessive provoque la nucléation d'une goutte qui, une fois suffisamment grande, est à même de faire claquer l'arche, le claquage étant ainsi un signal d'une humidité trop forte.

Abstract. We report on the capillary-induced snapping of soft elastic beams. A drop is gently deposited on a thin buckled polymer strip and triggers an elastocapillary snap-through instability. We investigate both theoretically and experimentally this phenomenon.

1 Introduction

Une coque sphérique ou un arc élastique peut supporter des charges transverses importantes avant de céder. Pour des structures minces une charge trop importante provoquera un effondrement du dôme ou de l'arche : le claquage. Le claquage [Tim35] est a priori une instabilité qui est évitée lors du dimensionnement des structures mais récemment ce phénomène a été mis à profit pour actionner des systèmes bi-stables [SG98]. D'autre part plusieurs phénomènes naturels font intervenir le claquage de poutre, plaques ou coques : capture de proie par la plante carnivore dionée [For2005], éjection rapide de spores [Nob12], pièges aquatiques [Vin11].

2 Claquage sec

Une poutre sous chargement longitudinal répond d'abord en compression. Ce n'est que lorsque le chargement dépasse un certain seuil que les déformations de flexion apparaissent : c'est le flambage. Si l'on augmente encore la charge, le déplacement transverse Y augmente et la poutre adopte une forme d'équilibre en arche, en A . On fixe alors le déplacement axial Δ et l'on introduit maintenant une force tranchante en milieu de poutre, dirigée vers le bas, voir figure 1. Lorsque la force tranchante dépasse un certain seuil la poutre claque et adopte une forme d'arche inversée, en V . Si maintenant la force tranchante est placée au tiers de la poutre, on mesure une force maximum significativement réduite par rapport au cas précédent, voir figure 2. En effet le seuil de stabilité pour la force tranchante dépend du point précis où la force est appliquée, voir figure 3.

Les expériences sont réalisées avec des poutres de PDMS (Sylgard 184 Elastomer). L'épaisseur est vérifiée à l'aide d'un profilomètre : $h = 30\mu\text{m}$. Le module de Young est mesuré avec un essai en traction sur une machine Shimadzu : $E = 1.50 \pm 0.05$ MPa. Nous avons utilisé deux tailles de poutres données en Table 1.

#	L (mm)	w (mm)	h (μm)	L_{eg} (mm)	Δ/L
S1	5	1.07	68.3	3.83	0.95
S2	3.5	0.98	33.7	2.39	0.90

Table 1. Géométrie des poutres utilisées lors des expériences. La longueur élasto-gravitaire est définie comme $L_{\text{eg}} = (EI/\lambda g)^{1/3}$, où EI est la rigidité de flexion et λ la masse linéique. C'est la longueur que doit avoir une poutre pour être sensiblement fléchie sous son poids propre.

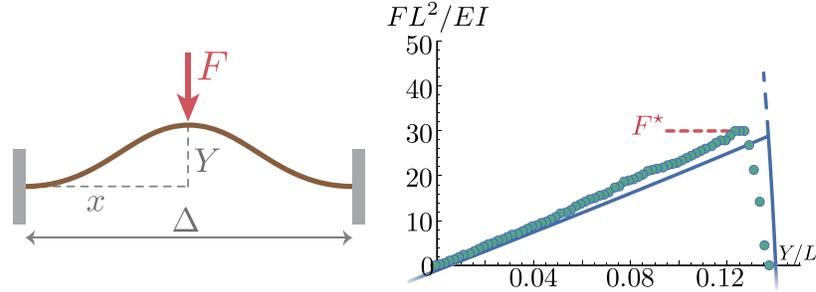


Figure 1. Claquage par force tranchante F . (à droite) Poutre encastrée, flambée dans le plan, avec un déplacement axial imposé $\Delta = 0.95L$. On indente verticalement le système : Y est progressivement réduit et on mesure F . L'indentation se fait en milieu de poutre : $x/\Delta = 1/2$. (à gauche) Comparaison entre expérience et calcul. On mesure $F^* = 55 \mu\text{N}$.

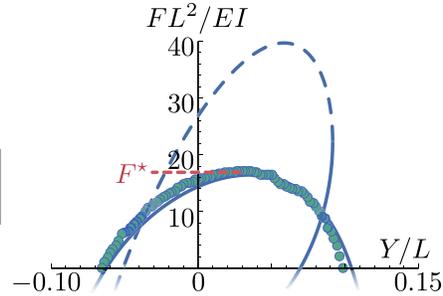


Figure 2. Claquage par force tranchante F . (à droite) Poutre encastrée, flambée dans le plan, avec un déplacement axial imposé $\Delta = 0.95L$, mais indentée en $x/\Delta = 1/3$. (à gauche) Comparaison entre expérience et calcul. On voit que la valeur de F^* est significativement réduite par rapport au cas de la figure 1.

3 Claquage mouillé

Nous remplaçons maintenant la force tranchante par une goutte d'eau. Nous déposons des gouttes de tailles croissante sur la face supérieure d'un poutre flambée en Λ , voir Figure 4. La hauteur de l'arche est mesurée et reportée en fonction du poids de la goutte. Lorsque le volume de la goutte augmente la hauteur Y de l'arche décroît, jusqu'à atteindre une limite pour laquelle le système cède et claqué vers une configuration en V . Nous remarquons que toutes choses étant égales par ailleurs la poids de la goutte nécessaire pour faire claquer les système est plus de moitié moindre comparé à la force tranchante critique mesurée sur l'expérience de claquage sec de la Section 2.

Nous répétons maintenant l'expérience mais plaçons la goutte sur la face inférieure d'une poutre fléchie en Λ . De la même manière nous augmentons le volume de la goutte jusqu'à obtenir le claquage. Nous remarquons que le poids de goutte nécessaire au claquage est bien plus important que la force tranchante nécessaire au claquage en configuration sèche, voir Figure 4. Nous en déduisons que les forces capillaires

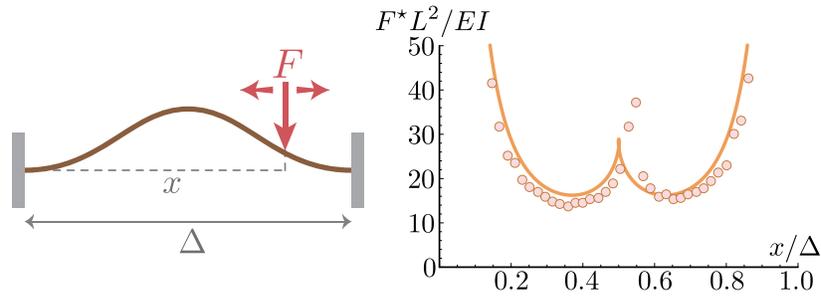


Figure 3. Evolution du seuil de claquage F^* en fonction du placement de la force tranchante. Il ressort deux positions symétriques préférentielles où la force seuil est minimale $x/\Delta \simeq 0.37$ and 0.63 .

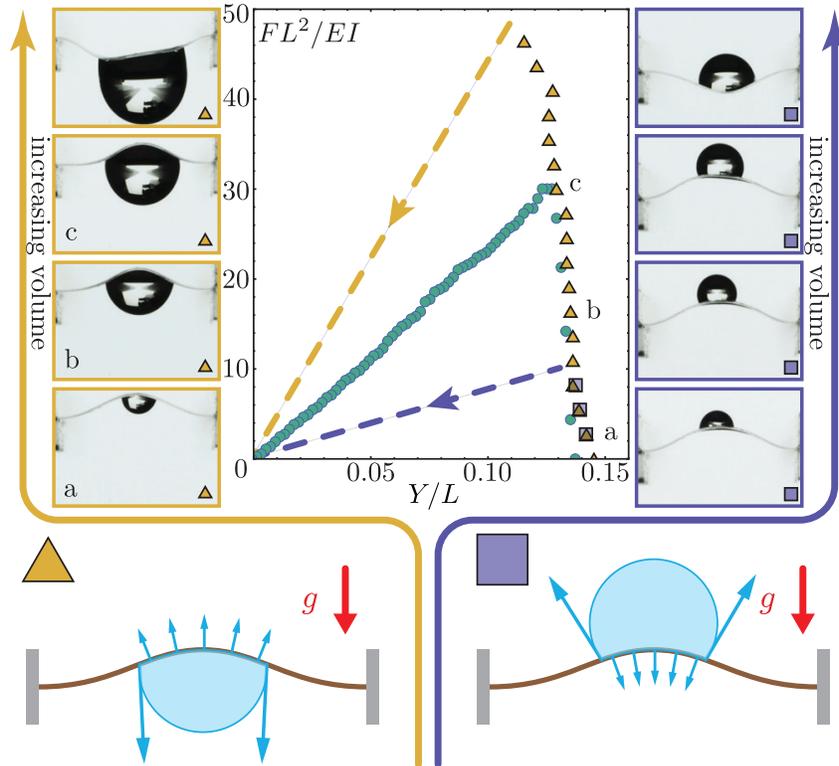


Figure 4. Influence de la capillarité sur le diagramme de bifurcation de la figure 1. Des gouttes de tailles croissantes sont déposées en dessous (triangles jaunes) ou au dessus (carrés bleus) d’une poutre de type S1, flambée vers le haut avec $\Delta = 0.95L$. Lorsque le poids de liquide adimensionné FL^2/EI croît, la déflexion Y/L décroît, jusqu’à un point où le système claque vers le bas. A titre de comparaison les données de la figure 1 sont aussi tracées (ronds bleu clair).

exercées par la goutte sur la poutre doivent être prises en compte lors du calcul d’équilibre et stabilité du système.

Pour montrer l’importance de ces forces capillaires, nous réalisons une expérience avec une bulle de savon. Dans ce cas le poids de la bulle est assez faible et le claquage ne sera possible que grâce à l’effet composé de la pression de Laplace et de la tension de surface. Nous utilisons une lamelle métallique de clinquant de longueur $L \simeq 24$ cm et largeur 8 cm. La lamelle est flambée en position haute, avec

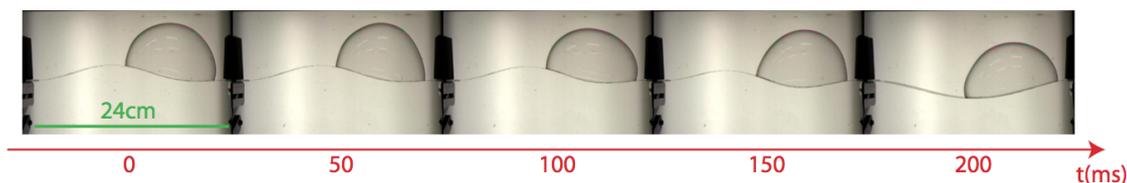


Figure 5. Claquage d'une lamelle de clinquant par bulle de savon.

$\Delta/L = 0.02$. Une bulle de savon d'une dizaine de centimètre est posée sur le cliquant, voir figure 5. Le claquage se produit en quelques dixièmes de secondes.

4 Conclusions

Nous avons montré que les forces capillaires peuvent aider ou gêner le claquage d'une poutre par force tranchante : pour une arche en A , une goutte placée sur la face supérieure (respectivement inférieure) d'une poutre induira le claquage vers le bas pour des poids de liquide bien inférieurs (respectivement supérieurs) à la force tranchante nécessaire au claquage en configuration sèche. Ce rôle des forces capillaires qui devient prépondérant aux petites échelles amène la question suivante : est-il possible qu'une goutte déposée sur la face inférieure d'une arche en V induise un claquage du système vers le haut ?

Références

- [For2005] Yoel Forterre, Jan M. Skotheim, Jacques Dumais, and L. Mahadevan. How the venus flytrap snaps. *Nature*, 433(7024) :421–425, 01 2005/01/27/print.
- [Nob12] X. Noblin, N. O. Rojas, J. Westbrook, C. Llorens, M. Argentina, and J. Dumais. The fern sporangium : A unique catapult. *Science*, 335(6074) :1322, 2012.
- [SG98] W.K. Schomburg and C. Goll. Design optimization of bistable microdiaphragm valves. *Sensors and Actuators A : Physical*, 64(3) :259 – 264, 1998.
- [Tim35] S. P. Timoshenko. Buckling of flat curved bars and slightly curved plates. *J. Appl. Mech.*, 2 :17–20, 1935.
- [Vin11] Olivier Vincent, Carmen Weißkopf, Simon Poppinga, Tom Masselter, Thomas Speck, Marc Joyeux, Catherine Quilliet, and Philippe Marmottant. Ultra-fast underwater suction traps. *Proceedings of the Royal Society B : Biological Sciences*, 2011.