

Élastocapillarité : l'exemple du treuil élastocapillaire

Mémoire de Master 2 – École Normale Supérieure / Sorbonne Université

Julien Froustey*

*Département de Physique,
École Normale Supérieure,
45 rue d'Ulm, 75005 Paris,
France*

Traditionnellement, les phénomènes de tension de surface sont abordés pour des interfaces entre fluides ou entre des fluides et un solide rigide, indéformable. Dans le cas de solides élastiques, des déformations peuvent être provoquées par les forces capillaires, qu'il s'agisse d'étirement ou de courbure. Un nouvel étage de complexité apparaît néanmoins, puisque contrainte et énergie de surface n'ont plus de raison de coïncider. Comme souvent en physique, des longueurs caractéristiques peuvent être dégagées, et sont appliquées ici à différentes géométries. On s'intéresse particulièrement au "treuil élastocapillaire", enroulement d'une fibre dans une goutte provoqué par les forces capillaires dues à cette goutte.

TABLE DES MATIÈRES

I. Introduction à l'élastocapillarité	2
A. Différentes échelles	2
Longueur élastocapillaire de flexion (ou courbure)	2
Longueur élastocapillaire en étirement	2
B. Dimensionnalité et exemples	3
1. Préambule : contrainte de surface, énergie de surface	3
2. Déformation de solides à trois dimensions	3
3. Deux dimensions : "l'origami capillaire"	4
C. Observation du "treuil élastocapillaire"	5
II. Mécanisme du treuil élastocapillaire	6
A. Observations et description	6
B. Tension de plateau en régime treuillé	7
C. Transition entre les deux phases	8
Conclusion et perspectives	9
Références	10

* julien.froustey@ens.fr

I. INTRODUCTION À L'ÉLASTOCAPILLARITÉ

Le terme d'élastocapillarité désigne la branche de l'étude des interactions fluides-structures s'intéressant à la déformation de structures élastiques par des forces capillaires. Nous présentons un rapide panorama de différents phénomènes rencontrés ainsi que les grandeurs caractéristiques associées, avant de se pencher plus en détail sur un mécanisme particulier, le "treuil élastocapillaire".

A. Différentes échelles

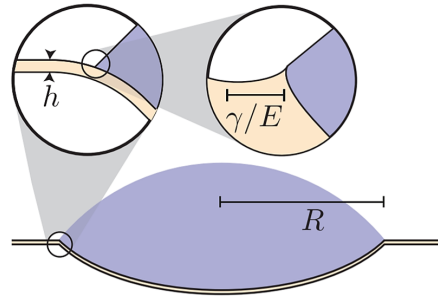


FIGURE 1 Goutte de taille R sur une fine membrane d'épaisseur h . La courbure de la membrane, qui semble discontinue, varie en réalité sur une échelle typique $l_B = \sqrt{B/\gamma}$ (premier zoom). En zoomant encore, on observe une déformation en volume du solide, sur une échelle $l_S = \gamma/E$. D'après [1]

À la différence d'un solide rigide, un solide élastique a la capacité de se déformer sous l'action de contraintes extérieures, comme par exemple les forces capillaires. Ces déformations sont-elles suffisantes pour devoir être prises en compte dans l'étude de l'interface? Comme souvent en physique, tout va être une question d'échelles : lorsque la taille typique des déformations devient de l'ordre d'une dimension caractéristique du système, les effets élastocapillaires doivent être pris en compte.

On distingue usuellement deux longueurs élastocapillaires typiques [1, 2], selon que l'on considère un étirement en volume ou une flexion du matériau. Pour les introduire, considérons l'exemple relativement académique d'une goutte déposée sur une fine membrane élastique (FIGURE 1). On désigne par γ le coefficient de tension superficielle typique du système, qui sera par exemple le coefficient γ_{lv} pour une goutte déposée sur un substrat solide.

Longueur élastocapillaire de flexion (ou courbure)

Une observation globale, à grande distance, montre que la membrane se courbe sous le poids de la goutte, avant de redevenir horizontale au-delà de la ligne triple. En "zoomant", on constate que la courbure évolue continûment, sur une distance contrôlée par la tension de surface γ et le module de flexion B . On appelle ainsi $l_B = \sqrt{B/\gamma}$ la longueur élastocapillaire de flexion ou courbure (en anglais, *bending-elasto-capillary length* [1], *bendocapillary length* [3] ou encore *capillary-bending length* [2]).

Longueur élastocapillaire en étirement

En plus de courber la membrane, les forces capillaires peuvent étirer le solide élastique. Ce phénomène est cette fois contrôlé par le module d'Young E et la tension de surface γ . On appelle $l_S = \gamma/E$ la longueur élastocapillaire en étirement (en anglais, *stretching elasto-capillary length* [1] ou *shear elastocapillary length* [2]).

Dans l'exemple de la FIGURE 1, on a pour une fine membrane élastique $l_S \ll l_B$, et on pourrait a priori ici négliger les phénomènes d'étirement face à ceux de flexion. Plus généralement, le critère va être la "dimensionnalité" du solide [2] : on peut ainsi considérer les déformations en volume de solides à 3 dimensions, la courbure et l'étirement de feuillets à deux dimensions, ou encore l'enroulement de fibres, objets à une dimension en première approche.

B. Dimensionnalité et exemples

1. Préambule : contrainte de surface, énergie de surface

Lorsque l'on étudie l'équilibre ou la dynamique de la surface d'un système donné, il y a *a priori* deux grandeurs d'intérêt :

1. la *contrainte de surface* Υ (équivalent surfacique d'une contrainte mécanique $\vec{\sigma}$, donc homogène à une force par unité de longueur), de sorte que le travail reçu lors d'une évolution réversible faisant passer la surface du système de Σ à $\Sigma + d\Sigma$ s'écrit

$$\delta W = \Upsilon d\Sigma, \quad (1)$$

2. l'*énergie de surface* γ , qui est la contribution, par unité de surface, de l'interface à l'énergie libre du système $F_\Sigma = \gamma\Sigma$.

Les fluides sont isotropes et se réarrangent librement sous les fluctuations thermiques, donc l'énergie de surface γ ne dépend pas de la forme ou de la déformation du fluide. Ainsi, lors du passage de Σ à $\Sigma + d\Sigma$, les autres paramètres restant constants,

$$dF = \gamma d\Sigma. \quad (2)$$

En identifiant (1) et (2), on voit que $\gamma = \Upsilon$, d'où l'appellation *tension de surface* sans plus de précautions.

Pour une interface élastique en revanche, la situation est fondamentalement différente : la structure moléculaire est modifiée par des déformations de l'interface – en d'autres termes $\gamma(\Sigma)$. Dans ce cas, la variation d'énergie libre s'écrit

$$dF = \left(\gamma + \Sigma \frac{d\gamma}{d\Sigma} \right) d\Sigma = \left(\gamma + \frac{d\gamma}{d\epsilon} \right) d\Sigma, \quad (3)$$

où ϵ est l'élongation parallèle à l'interface. En identifiant au travail reçu via la contrainte de surface, on obtient la *relation de Shuttleworth* [1, 4]

$$\Upsilon = \gamma + \frac{d\gamma}{d\epsilon}. \quad (4)$$

L'étude expérimentale de cet effet pour des élastomères est un sujet actif de recherche, certaines études tendant à démontrer qu'il n'est pas de tout négligeable. Par exemple pour un gel silicone, Xu et al. [5] ont montré que $\Upsilon(\epsilon) = \Upsilon_0 + \Lambda\epsilon$, où $\Upsilon_0 = 19 \pm 3 \text{ mN.m}^{-1}$ et $\Lambda = 126 \pm 6 \text{ mN.m}^{-1}$. Un dispositif de "lame de Wilhelmy élastique" en polyvinylsiloxane [1, 6, 7] permet de même d'estimer $\frac{d\gamma_{sl}}{d\epsilon} - \frac{d\gamma_{sv}}{d\epsilon} = 43 \pm 10 \text{ mN.m}^{-1}$, valeur bien supérieure aux énergies de surface pertinentes dans cette situation, $\gamma_{lv} = 22.8 \pm 0.2 \text{ mN.m}^{-1}$ et $\gamma_{sv} - \gamma_{sl} = 16 \pm 4 \text{ mN.m}^{-1}$. Ce résultat est cependant contredit par Schulman et al. [8], preuve qu'un consensus n'est pas encore établi.

En toute rigueur, la longueur élastocapillaire en étirement l_S est donc plutôt définie par $l_S = \Upsilon/E$ pour un solide élastique¹. Par simplicité, on gardera dans la suite l'expression γ/E pour les raisonnements en ordre de grandeur.

2. Déformation de solides à trois dimensions

Dans le cas de solides épais ("en trois dimensions"), les phénomènes de déformation élastocapillaire seront des étirements en volume plutôt que des flexions. Ces déformations seront sensibles lorsque les échelles considérées seront plus petites que l_S . Dans la FIGURE 2, la valeur de l_S augmente de gauche à droite. Lorsque l_S est négligeable devant les dimensions typiques du système, les déformations sont invisibles et le solide est comme rigide : la loi de Young-Dupré s'applique, donnant l'angle de contact θ de la ligne triple via

$$\gamma_{lv} \cos \theta = \gamma_{sv} - \gamma_{sl}. \quad (5)$$

1. Plus précisément, on pourrait établir la distinction suivante : si l_S est très petite devant les dimensions du problème, le solide est comme rigide et $\Upsilon \simeq \gamma$, d'où $l_S = \gamma/E$. À l'inverse si l_S est à l'échelle du système, on ne devrait pas négliger l'effet Shuttleworth.

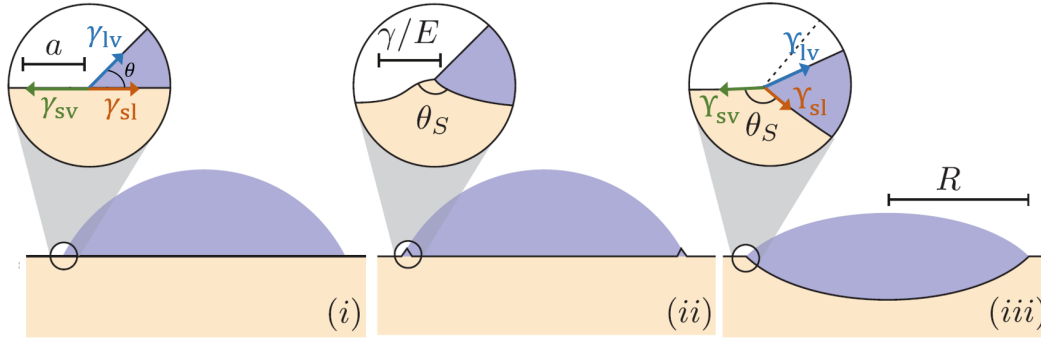


FIGURE 2 Goutte sur un substrat élastique épais, dont la longueur élastocapillaire $l_S = \gamma/E$ varie. Échelles de longueur : $l_S \ll a$ (i), $a \ll l_S \ll R$ (ii), $R \ll l_S$ (iii). D'après [1]

À l'extrême opposé, lorsque l_S est très grande devant les dimensions du système, le solide est si élastique que la situation est en réalité analogue au contact entre trois fluides. L'interface est alors décrite par l'équation de Neumann, qui traduit l'équilibre des contraintes s'appliquant à la ligne triple :

$$\Upsilon_{lv}\vec{t}_{lv} + \Upsilon_{sv}\vec{t}_{sv} + \Upsilon_{sl}\vec{t}_{sl} = \vec{0}, \quad (6)$$

où \vec{t}_{ij} est le vecteur pointant le long de l'interface $i - j$.

Entre ces deux situations, il y a un soulèvement du solide au niveau de la ligne triple. On peut l'estimer [9] en équilibrant la composante verticale des contraintes dans la loi de Young-Dupré, $\gamma_{lv} \sin \theta$, par la contrainte élastique $E\delta$, soit une amplitude typique de déformation²

$$\delta \sim \frac{\gamma_{lv}}{E} \sin \theta \sim l_S. \quad (7)$$

l_S correspond bien à l'échelle typique de déformation élastocapillaire en volume des solides.

3. Deux dimensions : "l'origami capillaire"

Un bel exemple de déformation élastocapillaire (en courbure cette fois) pour des membranes est fourni par "l'origami capillaire" [12]. Une goutte d'eau est déposée sur une fine membrane (de taille typique L et d'épaisseur h) en polydiméthylsiloxane (PDMS). Au fur et à mesure que la goutte s'évapore, la forme s'enroule spontanément autour de la goutte. Cela est possible lorsque le gain en énergie de surface (réduction de la surface liquide-air, soit un gain $\sim \gamma L^2$) excède l'énergie de courbure ($\sim B\kappa^2 L \sim Eh^3$), c'est-à-dire si, en ordre de grandeur, $L > l_B$.

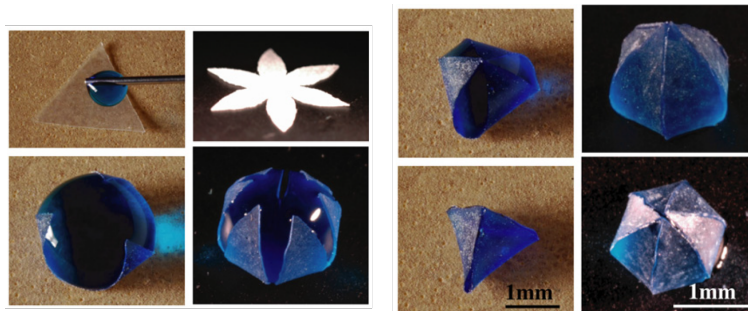


FIGURE 3 "Origami capillaire" d'après [9].

En fonction de la géométrie de l'échantillon, une grande variété de formes peut être obtenue (pyramide, sphère...).

2. On peut remarquer que la pression de Laplace dans la goutte conduit à une force qui compense exactement la composante $\gamma_{lv} \sin \theta$ intégrée le long de la ligne triple : la force totale exercée sur le substrat est nulle. Néanmoins la tension capillaire est localisée au voisinage de la ligne triple, tandis que la pression de Laplace est distribuée sur la surface ; il en résulte un étirement du solide à la ligne de contact, et une compression au centre [10, 11].

En réduisant encore la dimensionnalité, on peut étudier la courbure et l'éventuel enroulement d'objets à une dimension : des fibres. Il est bien connu en mécanique des milieux continus qu'une poutre élastique peut flamber (la forme adoptée ne respecte plus les symétries des forces exercées) sous une compression suffisante. On pourrait alors imaginer que cette compression serait exercée par des forces capillaires, en déposant une goutte sur une fibre par exemple. Si ces forces sont suffisantes, la fibre va pouvoir flamber et s'enrouler à l'intérieur de la goutte : on parlera de "treuil élastocapillaire".

C. Observation du "treuil élastocapillaire"

Ce que nous appellerons "treuil élastocapillaire" n'est pas né de l'esprit torturé de physiciens, mais provient originellement d'observations expérimentales en biologie. La première mention remonte à l'article de Vollrath et Edmonds [13], qui s'intéressaient à une soie d'araignée particulière, la soie de capture. Elle est naturellement recouverte d'une colle aqueuse (qui forme des gouttes par instabilité de Rayleigh-Plateau, cf. FIGURE 4a). Après avoir plaqué une fibre sous lamelle puis l'avoir observée au microscope, ils observèrent des gouttes (qualifiées justement de "post-mortem") qui contenaient des enroulements de fil (FIGURE 4b). Ce phénomène expliquait selon eux l'extensibilité exceptionnelle du fil d'araignée.

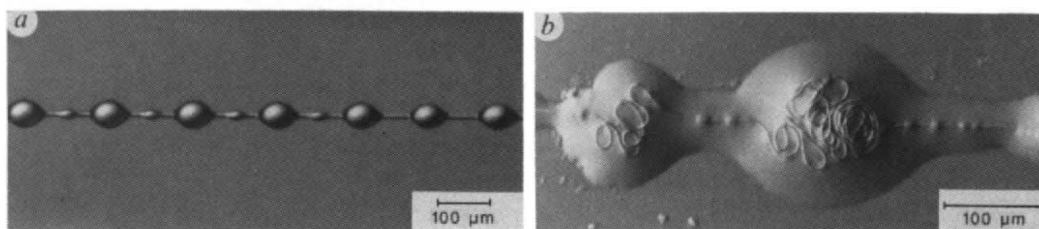


FIGURE 4 Observations de Vollrath et Edmonds [13]. (a) Photographie d'une soie de capture suspendue en l'air. (b) Vue d'un fil contracté puis observé sous lamelle. On peut voir les enroulements de fibre.

La similarité entre les réponses dynamiques de la soie de capture sèche et de la soie radiale (qui n'est pas enveloppée de colle aqueuse naturellement), constatée sur la FIGURE 5, penchait en faveur d'un rôle central des gouttes dans le comportement de la soie de capture. Néanmoins l'observation de cet enroulement n'ayant lieu que "post-mortem", le débat n'était pas tranché et a donné lieu à 25 ans de controverse.

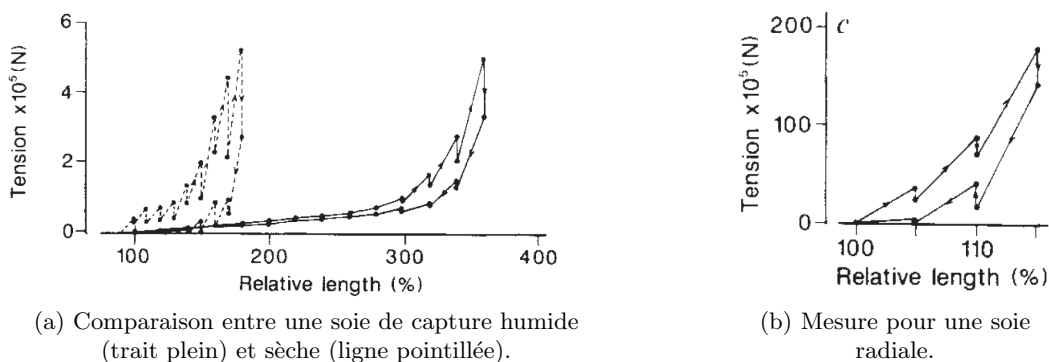
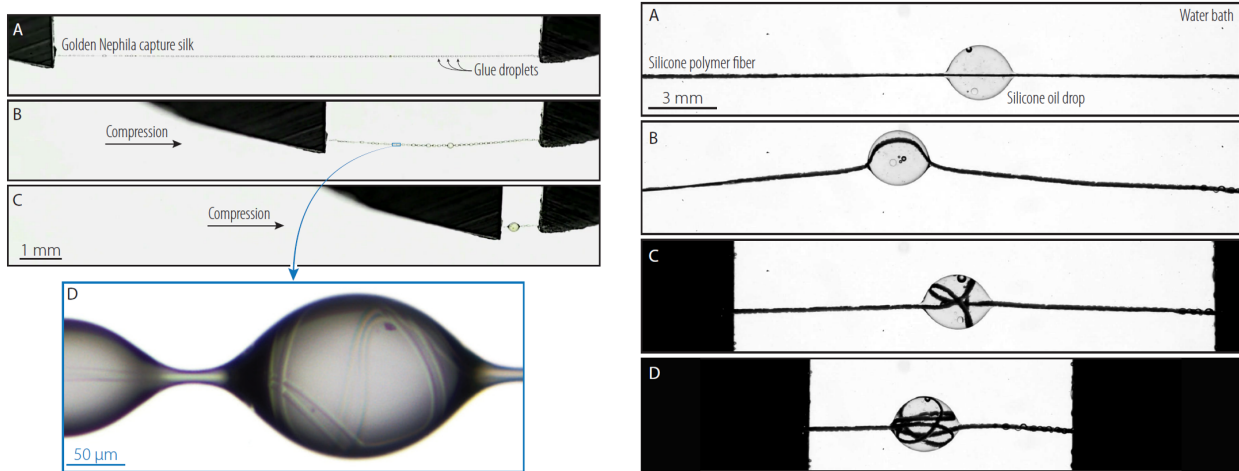


FIGURE 5 Courbes tension/élongation pour différentes soies, d'après [13].

Une preuve définitive de l'existence de treuils élastocapillaires dans certaines soies d'araignée a été établie par H. Elettro durant sa thèse [14, 15, 16]. La pertinence du phénomène a été prouvée en le reproduisant sur des fibres artificielles sur lesquelles on dépose une goutte d'huile silicone (cf. FIGURE 6). Sous des conditions qui seront déterminées dans les sections suivantes, les forces capillaires exercées sur la fibre peuvent être suffisantes pour la faire flamber, et déclencher le mécanisme de treuil.



(a) Compression d'une soie de capture de Néphile dorée. (b) Compression d'une fibre en polymère de silicone.

FIGURE 6 Comportement de fibres naturelles et artificielles lorsqu'elles sont comprimées (d'après [17]).

(a) La soie de capture d'une Néphile dorée est naturellement recouverte de gouttes de glue aqueuse. Initialement étiré (A), le fil de soie est comprimé (B,C). Au lieu de s'affaisser sous son poids, il reste tendu, en s'enroulant progressivement à l'intérieur des gouttes (D).

(b) Une goutte d'huile silicone ($R \simeq 1,5$ mm) est déposée sur une fibre synthétique de rayon $a \simeq 35$ μm et de module d'Young $E \simeq 1$ MPa. Le système est immergé dans un bain d'eau afin de compenser l'effet du poids par la poussée d'Archimède. La fibre est complètement étirée en A et est progressivement comprimée de B à D. Le même mécanisme de treuil que pour la soie de capture est observé.

II. MÉCANISME DU TREUIL ÉLASTOCAPILLAIRE

Dans cette partie, on s'attache à étudier le mécanisme général du "treuil élastocapillaire", sous plusieurs hypothèses simplificatrices. De nombreux autres aspects sont discutés dans les thèses de H. Eletto [16] et P. Grandgeorge [17].

A. Observations et description

Les photographies de la FIGURE 6 permettent de faire plusieurs observations qui guideront notre étude du treuil élastocapillaire :

- la goutte, tant qu'elle n'est pas trop remplie par de la fibre enroulée, est relativement sphérique ;
- l'angle de contact entre la goutte et la fibre semble proche de 0 (mouillage quasi total) ;
- la fibre à l'intérieur de la goutte est localisée à proximité de la surface, sa courbure peut donc être raisonnablement considérée comme égale à $1/R$ où R est le rayon de la goutte ; à l'extérieur la courbure est négligeable ;
- lorsque le treuil est enclenché, la partie de la fibre en dehors de la goutte est sous tension ;
- la goutte "s'adapte" à l'entrée de la fibre, en d'autres termes si l'on assimile la fibre treuillée à une poutre qui flambe, les conditions aux extrémités seraient des appuis simples (moments nuls).

Cette dernière remarque permet de proposer une première modélisation du déclenchement du treuil. Rappelons que pour une poutre de longueur L en appuis simples, la charge critique de flambage vaut

$$F_b = \pi^2 \frac{EI}{L^2}, \quad (8)$$

E étant le module d'Young de la poutre et I son moment d'inertie. La fibre pourra flamber à l'intérieur de la goutte si les forces de compression sont supérieures à F_b , la longueur de la "poutre" étant le diamètre de la goutte D . Ici ces forces de compression sont les forces de capillarité $F_\gamma = 2\pi r \gamma \cos \theta$ où $\gamma = \gamma_{lv}$, notation qui sera utilisée dans toute cette partie, et r est le rayon de la fibre. Ainsi :

$$\boxed{\text{Déclenchement du treuil}} \iff 2\pi r \gamma \cos \theta > \pi^2 \frac{EI}{D^2}. \quad (9)$$

B. Tension de plateau en régime treuillé

Établissons par un raisonnement énergétique la valeur de la tension du fil lorsque celui-ci est en partie treuillé dans la goutte. Nous allons voir que dans ce régime, la tension est constante : on parlera de plateau de tension. Nous négligerons les effets de la gravité et adopterons un modèle idéal de goutte sphérique, de diamètre D .

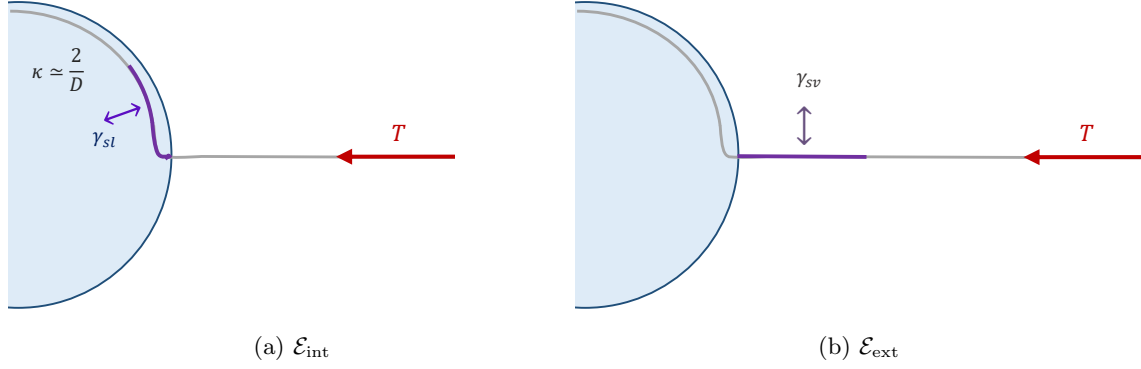


FIGURE 7 Variation d'énergie du système {fibre} lors de la sortie d'un fragment de fibre de longueur ds .

Considérons un élément de fibre de longueur ds qui sort de la goutte (FIGURE 7). Le travail reçu est alors

$$\delta W = T ds = \mathcal{E}_{\text{ext}} - \mathcal{E}_{\text{int}},$$

où T est la tension dans la fibre, et

$$\begin{cases} \mathcal{E}_{\text{ext}} = \mathcal{E}_{\text{sv}}^{\text{surface}} = 2\pi r \gamma_{\text{sv}} ds \\ \mathcal{E}_{\text{int}} = \mathcal{E}_{\text{sl}}^{\text{surface}} + \mathcal{E}_{\text{courbure}} = 2\pi r \gamma_{\text{sl}} ds + \frac{1}{2} EI \left(\frac{2}{D} \right)^2 ds \end{cases}$$

Pour simplifier on a considéré (comme annoncé en II.A) que lorsqu'elle est enroulée dans la goutte, la fibre possède la courbure $2/D$. Ainsi

$$T ds = \left[(\gamma_{\text{sv}} - \gamma_{\text{sl}}) - 2 \frac{EI}{D^2} \right] ds = \left[\gamma \cos \theta - 2 \frac{EI}{D^2} \right] ds.$$

On a utilisé la relation de Young-Dupré, avec γ la tension de surface liquide-vapeur³. On obtient l'expression de la tension plateau $T \equiv T_p$:

$$T_p = 2\pi r \gamma \cos \theta - 2 \frac{EI}{D^2}. \quad (10)$$

Ordres de grandeur.

Le diamètre d'une fibre en TPU est typiquement $2r \sim 10 \mu\text{m}$. La tension de surface vaut $\gamma \simeq 21,1 \text{ mN.m}^{-1}$. Enfin l'angle de contact est quasiment nul. Alors $2\pi r \gamma \cos \theta \sim 0,6 \mu\text{N}$.

Le module d'Young vaut environ 10 MPa. Le diamètre de la goutte est typiquement $D \simeq 200 \mu\text{m}$, et le moment d'inertie $I = \pi r^4/4$, d'où $2 \frac{EI}{D^2} \sim 0,2 \mu\text{N}$, valeur qui dans les expériences réalisées est souvent inférieure (il faut remarquer les fortes dépendances en r et en D).

En conclusion la valeur attendue de T_p est d'environ $0,5 \mu\text{N}$.

3. Pour ce système, on a $l_S \ll l_B \sim D$, les déformations en volume sont bien négligeables et on peut appliquer la relation de Young-Dupré.

On a ainsi une véritable *transition de phase* entre une fibre treuillée ou non. Lorsqu'elle est tendue, le comportement élastique de la fibre s'exprime et on a une réponse "solide". Si elle est treuillée, la fibre s'adapte à la compression en ayant une tension constante, ce qui rappelle les films liquides [18]. Le comportement mécanique de corps solides et liquides est rappelé FIGURE 8.

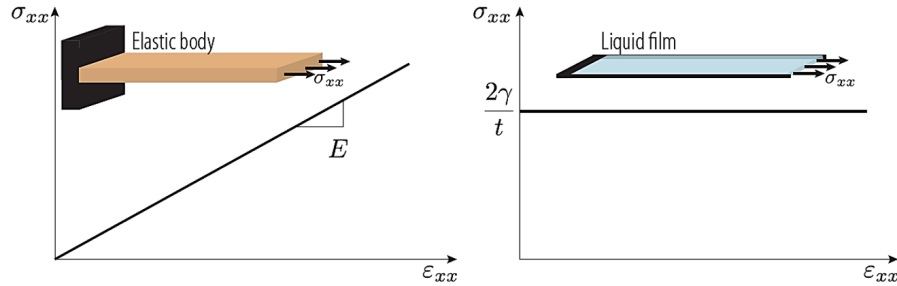


FIGURE 8 Comportement mécanique d'un solide élastique et d'un film liquide (d'après [17]).

Gauche – Pour une déformation unidimensionnelle ε_{xx} , la contrainte sur un solide élastique lui est proportionnelle $\sigma_{xx} = E\varepsilon_{xx}$. **Droite** – Pour un liquide de tension de surface γ , reposant sur un cadre, la contrainte moyennée sur l'épaisseur t du film s'exprime $\sigma_{xx} = \frac{2\gamma}{t}$, indépendante de la déformation.

C. Transition entre les deux phases

Étant donnée la valeur de la tension plateau en régime treuillé, on peut exprimer la condition à laquelle le treuil se maintient : $T_p > 0$. En effet dans cette situation une absorption de fibre dans la goutte correspond à une diminution de l'énergie. En d'autres termes,

$$\boxed{\text{Maintien du treuil}} \iff 2\pi r\gamma \cos\theta > 2\frac{EI}{D^2}. \quad (11)$$

Il est donc plus difficile d'enclencher que de maintenir le treuil, ce qui signe une transition *sous-critique*. On pouvait d'ailleurs anticiper ce résultat qualitativement : lorsque la goutte absorbe une longueur Δ de fibre, la charge critique de flambage pour le système {fibre dans la goutte} passe de $F_b = \pi^2 \frac{EI}{D^2}$ à $F'_b = \pi^2 \frac{EI}{(D+\Delta)^2} < F_b$.

On peut finalement représenter la courbe tension-déplacement attendue FIGURE 9 : un plateau lorsque la fibre est treuillée, un "creux" dû à la différence entre enclenchement et maintien du treuil, et enfin une partie linéaire signant l'élasticité de la fibre.

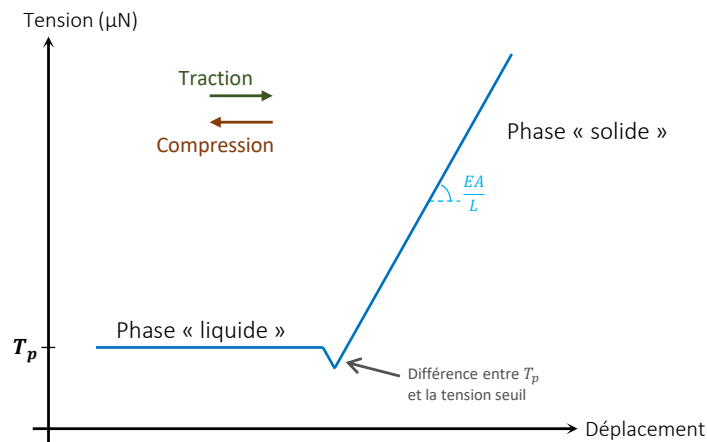


FIGURE 9 Allure théorique de la tension dans la fibre en fonction du déplacement de l'une des extrémités.

Une courbe expérimentalement obtenue pour une fibre en TPU de diamètre $2r = 4,6 \pm 1,0 \mu\text{m}$ est reproduite FIGURE 10. L'une des extrémités de la fibre est fixée à une paroi, tandis que l'autre est reliée à un capteur de micro-forces qui se déplace, permettant de simultanément comprimer/étirer la fibre et mesurer sa tension. Le comportement général attendu est bien retrouvé, y compris la valeur de T_p . Pour cette fibre, les mesures de tension de plateau et de la pente dans le domaine solide fournissent $T_p \simeq 0,34 \mu\text{N.m}^{-1}$ et $E = 8,0 \pm 2,2 \text{ MPa}$. Avec $\gamma = 21,1 \text{ mN.m}^{-1}$ et $I = \pi r^4/4$, on a la valeur théorique $T_p^{\text{theor}} = 0,30 \pm 0,07 \mu\text{N}$, soit un bon accord entre théorie et expérience.

On note cependant quelques différences. Sur le "plateau", la valeur de la tension subit de petites variations reliées aux enroulements successifs dans la goutte [15]. D'autre part la transition entre les deux phases n'est pas abrupte mais "arrondie", ce qui est un effet de la gravité (le poids de la goutte influe sur la géométrie de la fibre lors de la transition) [17].

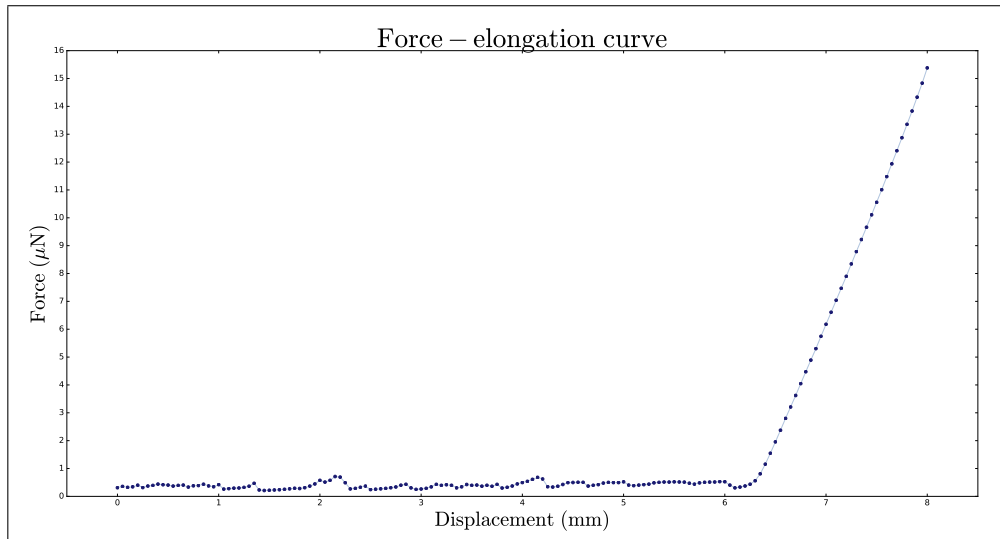


FIGURE 10 Mesure de la tension en fonction du déplacement (mesure en compression, le déplacement variant de 8 mm à 0 par steps de $50 \mu\text{m}$, à $200 \mu\text{m.s}^{-1}$).

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Aux échelles submillimétriques, la tension de surface devient une force dominante et peut provoquer la déformation de structures élastiques : on parle d'élastocapillarité. Les déformations à trois dimensions de solides prennent place sur une dimension typique $l_S \sim \Upsilon/E$, tandis que la courbure d'objets minces est décrite par une seconde longueur caractéristique, $l_B \sim \sqrt{B/\gamma}$.

Nous avons détaillé les mécanismes à l'œuvre lorsque l'on dépose une goutte sur une fibre : si celle-ci n'est pas trop rigide, les forces capillaires peuvent être suffisantes pour provoquer l'enroulement de la fibre dans la goutte, de même qu'une poutre sous pression flambe. Le système est alors un formidable réservoir de longueur sous tension, propriété remarquable à l'œuvre dans des fils de soie d'araignée.

Ce phénomène serait-il applicable à des fibres fonctionnelles, par exemple conductrices ? Une telle fibre, de dimension raisonnable, est bien trop rigide ($E \sim 100 \text{ GPa}$) pour pouvoir satisfaire la condition (11) et ainsi être treuillable. Néanmoins, il est possible de l'enrober par une fibre auxiliaire très peu rigide, rendant l'ensemble treuillable [19, 20] : la porte est ouverte à de potentielles applications des propriétés mécaniques uniques du treuil élastocapillaire.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Andreotti and J. H. Snoeijer, EPL (Europhysics Letters) **113**, 66001 (2016).
- [2] J. Bico, É. Reyssat, and B. Roman, Annual Review of Fluid Mechanics **50**, 629 (2018).
- [3] R. W. Style, A. Jagota, C.-Y. Hui, and E. R. Dufresne, Annual Review of Condensed Matter Physics **8**, 99 (2017).
- [4] R. Shuttleworth, Proceedings of the physical society. Section A **63**, 444 (1950).
- [5] Q. Xu, K. E. Jensen, R. Boltyskiy, R. Sarfati, R. W. Style, and E. R. Dufresne, Nature communications **8**, 555 (2017).
- [6] A. Marchand, S. Das, J. H. Snoeijer, and B. Andreotti, Physical review letters **108**, 094301 (2012).
- [7] S. Neukirch, A. Antkowiak, and J.-J. Marigo, Physical Review E **89**, 012401 (2014).
- [8] R. D. Schulman, M. Trejo, T. Salez, E. Raphaël, and K. Dalnoki-Veress, Nature communications **9**, 982 (2018).
- [9] B. Roman and J. Bico, Journal of Physics : Condensed Matter **22**, 493101 (2010).
- [10] A. Marchand, J. H. Weijs, J. H. Snoeijer, and B. Andreotti, American Journal of Physics **79**, 999 (2011).
- [11] S. Das, A. Marchand, B. Andreotti, and J. H. Snoeijer, Physics of Fluids **23**, 072006 (2011).
- [12] C. Py, P. Reverdy, L. Doppler, J. Bico, B. Roman, and C. N. Baroud, Phys. Rev. Lett. **98**, 156103 (2007).
- [13] F. Vollrath and D. T. Edmonds, Nature **340**, 305 (1989).
- [14] H. Elettro, F. Vollrath, A. Antkowiak, and S. Neukirch, International Journal of Non-Linear Mechanics **75**, 59 (2015).
- [15] H. Elettro, S. Neukirch, F. Vollrath, and A. Antkowiak, Proceedings of the National Academy of Sciences **113**, 6143 (2016).
- [16] H. Elettro, *Elastocapillary windlass : from spider silk to smart actuators*, Ph.D. thesis, UPMC (2015).
- [17] P. Grandgeorge, *Surface-tension induced buckling of thin fibers and fibrous membranes : a novel strategy to design stretchable materials*, Ph.D. thesis, UPMC (2018).
- [18] P. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré, Belin, Paris (2005).
- [19] P. Grandgeorge, S. Neukirch, and A. Antkowiak, Comptes-Rendus de la 20^e Rencontre du Non-Linéaire Paris 2017 , 25.
- [20] P. Grandgeorge, A. Antkowiak, and S. Neukirch, Advances in colloid and interface science **255**, 2 (2018).