

Des bandes de cisaillement à la turbulence viscoélastique

M.A. Fardin^a, G.H. McKinley^b, S. Manneville^a, S. Lerouge^c

a. Laboratoire de Physique, ENS Lyon, 46 allée d'Italie, 69007 LYON

b. Department of Mechanical Engineering, MIT, 77 Massachusetts Avenue, 02139 CAMBRIDGE, MA (USA)

b. Laboratoire Matière et Systèmes Complexes, Université Paris-Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75013 PARIS

Résumé :

Dans cet article, nous résumons nos principaux résultats récents montrant comment la plupart des fluctuations observées dans les systèmes de micelles géantes peut être la conséquence d'écoulements secondaires jusque-là ignorés. Nous montrons que les écoulements secondaires ont pour origine une instabilité purement viscoélastique qui n'avait jusqu'à présent été observée que dans les solutions de polymères. Dans un premier temps, l'instabilité génère des écoulements cohérents mais non-triviaux, et à plus hautes déformations, l'écoulement devient turbulent. Nous étudions en détail l'exemple de l'écoulement de Couette cylindrique.

Abstract :

In this article, we summarize our principal recent findings showing that most of the fluctuations in wormlike micelles solutions originate from secondary flows triggered by a purely viscoelastic instability of the shear-banding flow. This instability is reminiscent of that observed in polymer solutions. First non-trivial but coherent flow patterns emerge and eventually viscoelastic turbulence sets in. We study in detail the example of the cylindrical Couette flow.

Mots clés : bandes de cisaillement, micelles géantes, instabilités et turbulence visco-élastiques

1 Introduction

Sous écoulement, de nombreux fluides complexes de micro-structures très différentes présentent des propriétés fortement non linéaires. Ces non-linéarités proviennent de couplages entre l'écoulement et l'organisation supramoléculaire du système et peuvent conduire à des instabilités mécaniques, des transitions de texture ou bien des transitions de phase hors équilibre, ces phénomènes étant généralement associés à une structuration spatiale du fluide. L'écoulement modifie la structure du fluide, modification qui en retour affecte l'écoulement lui-même. Une des conséquences spectaculaire est la réorganisation de l'écoulement en deux bandes de cisaillement macroscopiques de viscosités différentes coexistant dans la direction du gradient d'écoulement. Ce phénomène, appelé transition en bandes de cisaillement ("shear banding") a été observé dans de nombreux systèmes complexes [1]. Des expériences récentes réalisées sur des solutions de micelles géantes ont révélé l'existence de fluctuations spatio-temporelles de la structure de bandes, suggérant un scénario en bandes plus complexe que le scénario de base esquissé ci-dessus [2]. Après un bref état de l'art sur la transition en bandes de cisaillement et les comportements fluctuants dans les micelles géantes, nous montrerons d'abord que l'écoulement en bandes est tri-dimensionnel, et ensuite, que la cause de ces écoulements 3D est une instabilité viscoélastique.

2 L'écoulement de base en bandes de cisaillement : description 1D

Les systèmes de micelles géantes sont étudiés par de nombreux groupes depuis plus de 25 ans, car ils présentent une transition en bandes robuste, suivant de près le scénario théorique "classique" inspiré des transitions de phase du premier ordre : entre deux taux de cisaillement critiques $\bar{\dot{\gamma}}_l$ et $\bar{\dot{\gamma}}_h$, la contrainte de cisaillement présente un plateau σ_p (Fig. 1.a); pour tout taux de cisaillement appliqué entre ces deux bornes, l'écoulement de cisaillement devient hétérogène et le fluide se sépare en deux bandes de structures et viscosités différentes présentant les taux de cisaillement locaux $\dot{\gamma}_l$ et $\dot{\gamma}_h$; la proportion α de la bande "induite" de haut taux de cisaillement suit une "loi du levier" $\bar{\dot{\gamma}} = (1 - \alpha)\dot{\gamma}_l + \alpha\dot{\gamma}_h$; enfin, pour $\bar{\dot{\gamma}} > \bar{\dot{\gamma}}_h$, l'écoulement est homogène à nouveau et constitué du matériau plus fluide induit par la transition. Ce scénario peut par exemple être prédit par le modèle de reptation-réaction développé par Cates [3] ou par des modèles plus phénoménologiques, comme le modèle de Johnson-Segalman diffusif (dJS) [3, 4].

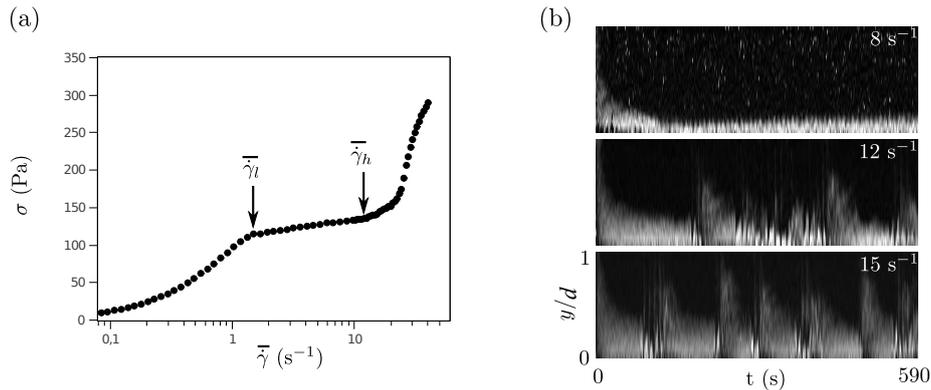


FIGURE 1 – a) Courbe d'écoulement d'une solution de 10% de chlorure de cetylpyridinium avec salicylate de sodium, mesurée dans une géométrie de Taylor-Couette [5]. b) Diagrammes spatio-temporels du taux de cisaillement local $\dot{\gamma}(y/d)$ pour différents taux de cisaillement imposés $\bar{\dot{\gamma}}$.

Au-delà de ce scénario de base, vérifié en moyenne, de nombreux comportements fluctuants ont été reportés dans la littérature (pour une revue sur ce sujet cf. ref. [2]), à la fois à l'échelle globale avec, par exemple, des fluctuations régulières ou erratiques de la contrainte de cisaillement au cours du temps, et à l'échelle locale où des mesures de profils de vitesse 1D, résolues en temps, ont démontré l'existence de fluctuations de la position de l'interface entre les bandes [2]. Sur la figure 1.b, les diagrammes spatio-temporels du cisaillement local $\dot{\gamma}(y/d, t)$ où d est la taille de l'entrefer entre les cylindres, montrent l'existence de bandes de cisaillement avec des fluctuations importantes de la vitesse locale, en particulier dans la bande de plus fort cisaillement (en blanc sur la figure), l'amplitude des fluctuations augmentant considérablement avec le cisaillement imposé.

Toutes les expériences récentes, révélant des fluctuations spatio-temporelles de l'écoulement en bandes, indiquent clairement qu'une description purement 1D est insuffisante, la compréhension complète de ce type d'écoulement nécessitant une description 3D.

3 Origine des fluctuations : écoulement en bandes 3D

Pour comprendre l'origine des fluctuations dans les écoulements en bandes, nous avons sondé des plans différents du plan d'écoulement classique (vitesse - gradient de vitesse). En utilisant une cellule de Couette transparente fabriquée au laboratoire, nous avons simultanément visualisé la structure axiale de l'écoulement dans le plan vitesse - vorticit   à l'aide de particules anisotropes réfléchissantes, et l'interface entre les bandes dans le plan gradient de vitesse - vorticit   [6, 7, 8, 5]. Nous avons également pu observer la structure radiale de l'écoulement dans le plan gradient de vitesse - vorticit   en éclairant l'entrefer en lumière blanche [9]. Lorsque la solution est soumise à un taux de cisaillement constant, par exemple vers le milieu du plateau de contrainte, nous avons observé la formation de

l'état de coexistence, les bandes étant séparées par une interface, initialement plane, qui finalement se déstabilise et ondule dans la direction de la vorticité (Fig. 2.a). De manière concomitante, des rouleaux de Taylor se développent, principalement localisés dans la bande de fort taux de cisaillement (Fig. 3.a). La longueur d'onde du mode dominant aux temps longs augmente avec le cisaillement imposé.

Au-delà d'un certain seuil, la bande de fort taux de cisaillement subit une nouvelle instabilité secondaire, l'écoulement apparaissant localement très désordonné à la fois dans l'espace et dans le temps (cf. Fig. 2.a   15 et 17 s⁻¹) avant d'évoluer vers un état totalement désordonné à $\bar{\gamma}$ plus élevés (cf. Fig. 2.a   20 s⁻¹). L'apparition de cet écoulement désordonné s'accompagne d'une augmentation brutale de la résistance à l'écoulement (cf. Fig. 1.a). Cette transition semble sous-critique et présente une hystérèse lors de balayages successivement croissant et décroissant en taux de cisaillement, la taille de la boucle d'hystérèse étant réduite lorsque la vitesse de balayage diminue [8]. L'analyse des fluctuations dans le système, à l'échelle locale par l'intermédiaire des variations de turbidité de l'échantillon observées dans le plan ($\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_z$), et à l'échelle globale à l'aide des séries temporelles du taux de cisaillement lorsqu'une contrainte constante est imposée à l'échantillon, montre que les spectres en fréquences spatiales et temporelles de l'intensité diffusée adoptent des comportements en loi de puissance (resp. en k^{-2} et $f^{-1.4}$) sur plus d'une décade et demie de nombres d'onde et de fréquences temporelles, suggérant qu'une large gamme de fréquences spatiales et temporelles est excitée. Le spectre des fluctuations temporelles du taux de cisaillement suit également une loi de puissance avec un exposant -3.5 [8]. Toutes ces caractéristiques rappellent l'état de turbulence élastique développée mise en évidence par Groisman et Steinberg dans des solutions diluées de polymères [10, 11], suggérant que l'état désordonné observé dans les systèmes de micelles géantes est d  à une transition vers la turbulence élastique de la bande de fort taux de cisaillement.

La dynamique de l'interface est résumée sur les diagrammes spatio-temporels de la figure 2.b. Pour $\bar{\gamma} < \bar{\gamma}_h$, l'écoulement est laminaire 3D et présente des motifs semblables à ceux que nous avons observés précédemment sur un autre système de tensio-actif CTAB/NaNO₃ [7, 8]. Pour $\bar{\gamma} > \bar{\gamma}_h$, des bouffées turbulentes, matérialisées par les "patches" blancs qui s'étendent en diagonale sur les diagrammes, déstabilisent périodiquement la bande induite, avec une vitesse de front et une fréquence qui augmentent avec $\bar{\gamma}$. Ces bouffées turbulentes peuvent nucléer à partir des bords supérieur et inférieur de la cellule de Taylor-Couette mais également dans le volume de l'échantillon [5] et se propager sur des distances axiales plus ou moins importantes en fonction de $\bar{\gamma}$.

Ces observations sont compl tement corrélées aux données de vélocimétrie rassemblées sur la figure 1.b. Au-delà de $\bar{\gamma}_h$, la dynamique des profils de vitesse 1D change drastiquement avec l'apparition sur les diagrammes spatio-temporels du cisaillement local $\dot{\gamma}(y/d, t)$ de fluctuations matérialisées par des "patches" blancs qui s'étendent dans la direction radiale et dont la fréquence augmente avec $\bar{\gamma}$ (Fig. 1.b). Ces fluctuations sont similaires à celles observées en RMN [2] et ne correspondent pas à un mouvement de l'interface mais bien au passage d'une bouffée turbulente.

4 Origine de l'écoulement en bandes 3D : instabilité et turbulence élastiques

L'écoulement d'un fluide simple est susceptible de devenir instable lorsque le nombre de Reynolds Re , qui compare effets inertiels et effets visqueux est suffisamment élevé. Dans les écoulements de fluides viscoélastiques, les viscosités impliquées étant généralement très grandes, le nombre de Reynolds est très petit et les effets inertiels négligeables. Dans ce cas, les termes non-linéaires qui pilotent les instabilités ne proviennent pas de l'équation du mouvement mais de l'équation d'évolution du tenseur des contraintes [12, 13] et sont d'origine élastique. L'importance relative de la non-linéarité élastique est exprimée par le nombre de Weissenberg Wi défini par $Wi = \dot{\gamma}\tau_R$ où τ_R est le temps de relaxation du système [14]. Ainsi, lorsque Wi augmente, l'écoulement peut devenir instable et des motifs cohérents plus ou moins complexes se développent [15]. Pour des valeurs suffisamment élevées de Wi , l'écoulement peut évoluer vers un état qui présente certaines des caractéristiques de la turbulence développée [16, 10, 11].

Ainsi, Wi pour les fluides viscoélastiques joue un rôle analogue à celui de Re pour les fluides Newtoniens. Les instabilités élastiques dans les solutions de polymères ont été observées dans différentes

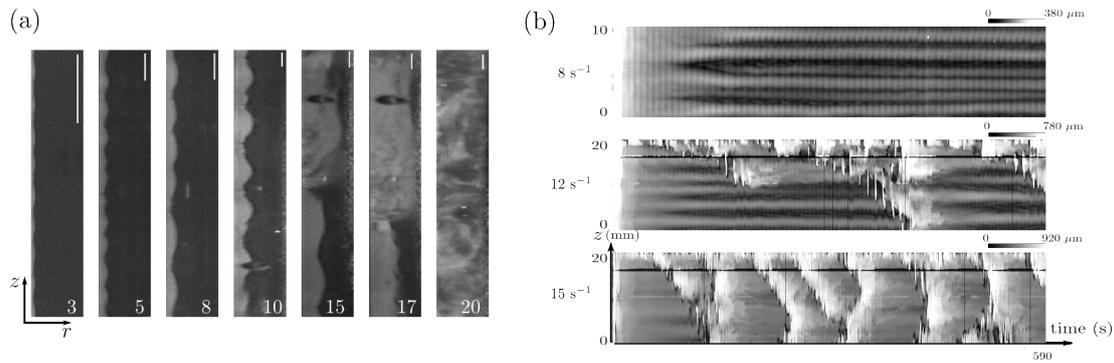


FIGURE 2 – a) Clichés de l’entrefer de la cellule de Taylor-Couette dans le plan $(\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_z)$ pour différents $\dot{\gamma}$ imposés. Les côtés gauche et droite de chaque image correspondent respectivement aux cylindres intérieur tournant et extérieur fixe. L’échelle horizontale est donnée par la taille de l’entrefer ($d = 1.13$ mm). (b) Evolution spatio-temporelle de la position de l’interface entre les bandes en réponse à l’application d’un taux de cisaillement constant. La position de l’interface est codée en niveaux de gris, l’origine étant prise à la paroi mobile.

géométries d’écoulement [12, 13, 15]. Elles ont également été prédites, en parallèle, par des analyses de stabilité linéaires et non-linéaires de modèles constitutifs (UCM, Oldroyd-B,...) [12, 15].

Dans le cas d’un écoulement de Taylor-Couette où seul le cylindre intérieur est en rotation et dans la limite des petits entrefers, le nombre sans dimension qui gouverne l’instabilité élastique pour un fluide élastique pur (UCM) est donné par $\Sigma_{UCM} = \sqrt{\Lambda}Wi$, où le rapport d’aspect $\Lambda = d/R_i$ est relié à la courbure des lignes de courant. Larson *et al.* ont montré par une analyse de stabilité du modèle UCM que, dans le cas élastique pur, l’écoulement devient instable linéairement pour $\Sigma_{UCM} > m$, où m est de l’ordre de l’unité, critère également vérifié expérimentalement [17].

Tout comme les modèles précités, le modèle dJS, fréquemment utilisé pour décrire l’écoulement en bandes de cisaillement dans les systèmes de micelles géantes, inclut des non-linéarités élastiques dans l’équation d’évolution de la contrainte [3, 4]. Par ailleurs, l’écoulement de micelles géantes s’organise en bandes de cisaillement lorsque $Wi \sim 1$, suggérant que l’instabilité élastique est également susceptible de se développer dans ces systèmes.

Sur la base de nos observations expérimentales, nous avons cherché à étendre ce critère au cas d’un écoulement hétérogène en bandes de cisaillement [18]. Puisque les structures cellulaires sont essentiellement localisées dans la bande de fort taux de cisaillement, leur taille est fixée par la taille αd de cette bande qui joue alors le rôle d’entrefer effectif (Fig. 3.a). La figure 3.b montre la loi d’échelle suivie par la longueur d’onde adimensionnée d’une paire de vortex en fonction de la proportion α de la bande de fort taux de cisaillement, pour 250 conditions expérimentales différentes obtenues en variant les concentrations en surfactant et en sel, la température, la courbure $\Lambda = d/R_i$ des lignes de courant et le taux de cisaillement global imposé [19]. Par ailleurs, la vitesse caractéristique dans la bande de fort taux de cisaillement n’est pas donnée par le taux de cisaillement macroscopique mais par le cisaillement local $\dot{\gamma}_h$, suggérant que le nombre sans dimension pertinent est le nombre de Weissenberg local Wi_h dans la bande de fort taux de cisaillement. Par analogie avec le cas purement élastique, nous avons proposé un critère simple pour l’écoulement en bandes :

$$\Sigma_{sb} = \sqrt{\alpha\Lambda}Wi_h > m \quad (1)$$

Nous avons testé le critère donné par la relation (1) sur les systèmes que nous avons étudiés [5, 19]. Les valeurs de Σ_{sb} peuvent être calculées à partir des données de vélocimétrie puisque l’analyse des profils de vitesse 1D fournit la proportion α de la bande induite et le taux de cisaillement local $\dot{\gamma}_h$ que celle-ci supporte. La figure 3.c montre, pour une solution de CPCl/NaSal 10%, l’évolution de Σ_{sb} en fonction du taux de cisaillement imposé et du taux de cisaillement réellement ressenti par l’échantillon lorsque les effets de glissement ont été soustraits [5]. Au-delà de $\dot{\gamma}_l$, les valeurs de Σ_{sb} sont supérieures

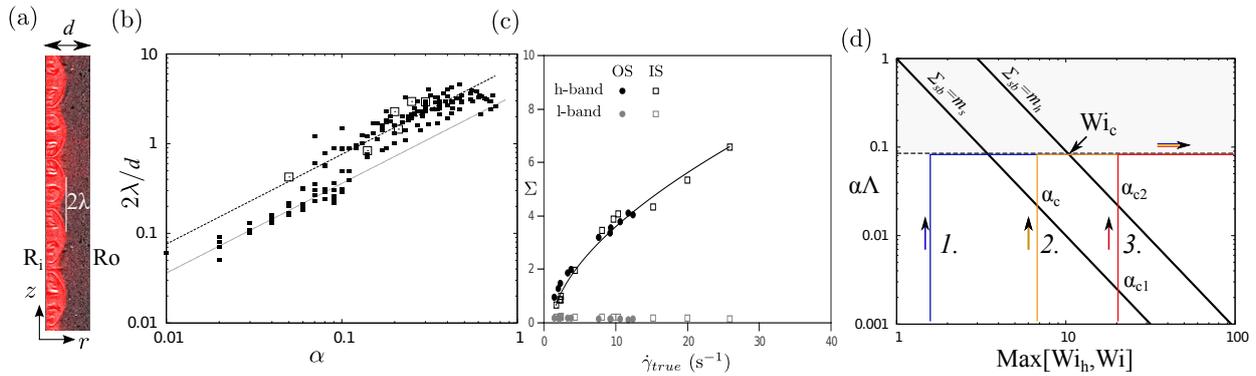


FIGURE 3 – (a) Image de l'entrefer illustrant l'écoulement en bandes 3D avec des rouleaux localisés dans la bande de fort taux de cisaillement [18]. (b) Longueur d'onde adimensionnée en fonction de la proportion de la bande de fort taux de cisaillement pour 250 conditions expérimentales différentes [19]. (c) Critère d'instabilité, en fonction du taux de cisaillement "réel" $\dot{\gamma}_{true} = |v(0) - v(d)|/d$, calculé à partir de l'expression 1 et des données de vélocimétrie pour le système CPCl/NaSal/eau salée à $\phi=10\%$. OS et IS désignent respectivement un échantillon frais et un échantillon contenant des impuretés générées par réaction photochimique [5]. (d) Diagramme de stabilité schématisé dans le plan $(\text{Max}[Wi_h, Wi], \alpha\Lambda)$ représentant les 3 scénarios possibles pour l'écoulement en bandes de cisaillement [18]. Les lignes noires représentent les limites de stabilité pour des conditions aux limites molles ($\Sigma_{sb} = m_s \Leftrightarrow \alpha\Lambda = (m_s/Wi_i)^2$) et rigides ($\Sigma_{sb} = m_h \Leftrightarrow \alpha\Lambda = (m_h/Wi_h)^2$).

à 1 et augmentent avec $\bar{\gamma}$ et $\dot{\gamma}_{true}$ (elles n'excèdent pas 0,2 dans la bande de faible taux de cisaillement, suggérant que cette bande reste stable).

La croissance de Σ_{sb} le long du plateau de contrainte est due à l'augmentation combinée de α et Wi_h et permet d'expliquer la succession d'instabilités se produisant dans la bande de haut taux de cisaillement.

Sur la base de la relation (1), et en tenant compte de la dépendance de m avec les conditions aux limites [20], il est possible d'identifier 3 scénarios d'écoulement en bandes de cisaillement schématisés sur le diagramme de la figure 3.d où m_s et m_h ($m_s < m_h$) désignent les seuils d'instabilité élastique pour des conditions aux bords molles et rigides respectivement.

1. Pour Wi_h suffisamment faible tel que $\Sigma_{sb} < m_s$, l'écoulement en bandes est stable quel que soit α . L'écoulement peut éventuellement devenir instable lorsqu'il est à nouveau homogène le long de la branche supérieure de la courbe d'écoulement (si $Wi > Wi_c$).
2. Pour des valeurs intermédiaires de Wi_h , l'écoulement en bandes devient instable lorsque $\Sigma_{sb} > m_s$ pour une proportion donnée notée α_c . Lorsque $\alpha = 1$, les conditions aux bords sont rigides et l'écoulement se restabilise si $\Sigma_{sb} < m_h$. À nouveau, l'écoulement (homogène) peut éventuellement devenir instable lorsque le seuil m_h est dépassé.
3. Pour des valeurs suffisamment élevées de Wi_h , il est possible de franchir successivement les seuils m_s et m_h alors que $\alpha < 1$. Dans ce cas, l'écoulement en bandes est instable et l'écoulement le long de la branche supérieure de la courbe d'écoulement restera instable.

En testant 250 conditions expérimentales différentes, nous avons pu montrer récemment l'existence de ces trois catégories d'écoulement en bandes de cisaillement [19].

5 conclusion

En utilisant une technique optique très simple de visualisation 2D, nous avons pu explorer à la fois la dynamique de l'écoulement et celle de l'interface entre les bandes en géométrie de Taylor-Couette et ainsi mettre en évidence un écoulement en bandes 3D. Puis nous avons progressivement établi un lien entre cette instabilité et les instabilités élastiques bien connues dans les écoulements de solutions de polymères, notamment en identifiant une transition vers la turbulence élastique puis en établissant

un critère d'instabilité élastique pour les écoulements en bandes qui nous a permis de rationaliser nos observations expérimentales. La conjonction de l'optique et de la vélocimétrie, dans des conditions d'écoulement identiques, a permis d'expliquer l'origine principale des dynamiques spatio-temporelles complexes observées, au moins dans les écoulements en bandes de cisaillement de micelles géantes.

Références

- [1] P. D. Olmsted, *Rheol. Acta* **47**, 283 (2008).
- [2] S. Lerouge, J. Berret, *Polymer Characterization*, K. Dusek, J. F. Joanny, eds. (Springer Berlin / Heidelberg, 2010), vol. 230 of *Advances in Polymer Science*, pp. 1–71.
- [3] M. E. Cates, S. M. Fielding, *Advances in Physics* **55**, 799 (2006).
- [4] M. Fardin, *et al.*, *Soft Matter* **8**, 910 (2012).
- [5] M. Fardin, *et al.*, *Soft Matter* **8**, 2535 (2012).
- [6] S. Lerouge, M. Argentina, J. P. Decruppe, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 088301 (2006).
- [7] S. Lerouge, M. Fardin, M. Argentina, G. Gregoire, O. Cardoso, *Soft Matter* **4**, 1808 (2008).
- [8] M. A. Fardin, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 178303 (2010).
- [9] M. A. Fardin, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 028302 (2009).
- [10] A. Groisman, V. Steinberg, *Nature* **405**, 53 (2000).
- [11] A. Groisman, V. Steinberg, *New Journal of Physics* **6**, 29 (2004).
- [12] R. Larson, *Rheologica Acta* **31**, 213 (1992).
- [13] A. Morozov, W. van Saarloos, *Physics Reports* **447**, 112 (2007).
- [14] J. Dealy, *Rheol. Bul.* **79**, 2 (2010).
- [15] S. Muller, *Korea-Australia Rheol. J.* **20**, 117 (2008).
- [16] R. Larson, *Nature* **405**, 27 (2000).
- [17] R. Larson, E. Shaqfeh, S. Mueller, *J. Fluid Mech.* **218**, 573 (1990).
- [18] M. Fardin, *et al.*, *EPL (Europhysics Letters)* **96**, 44004 (2011).
- [19] M. Fardin, *et al.*, *Soft Matter* **8**, 10072 (2012).
- [20] R. Khayat, *Journal of Fluid Mechanics* **400**, 33 (1999).