

Fluides complexes sous cisaillement : quelques instabilités à nombre de Reynolds nul

Christophe Perge, Vincent Grenard, Marc-Antoine Fardin, Thibaut Divoux, Nicolas Taberlet & Sébastien Manneville

Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon cedex 07
 sebastien.manneville@ens-lyon.fr

Résumé. Les fluides complexes comme les émulsions, les gels colloïdaux ou encore les solutions de polymères ou de molécules tensioactives possèdent une « microstructure » susceptible de se modifier sous l'effet d'un écoulement, à des échelles de temps facilement accessibles à l'expérience. Ce couplage entre microstructure et écoulement conduit fréquemment à des instabilités sous cisaillement faible correspondant à des nombres de Reynolds quasi-nuls. Nous décrivons trois exemples de telles instabilités qui ont suscité récemment de nombreux efforts théoriques et expérimentaux : (i) les solutions de tensioactifs formant des « micelles géantes » qui présentent à la fois des bandes de cisaillement et des instabilités élastiques, (ii) les matériaux mous vitreux qui possèdent un seuil d'écoulement au voisinage duquel fractures, glissement et localisation du cisaillement sont omniprésents et (iii) des systèmes de particules attractives qui se structurent spontanément en agrégats macroscopiques formant des rouleaux orientés perpendiculairement à la direction du cisaillement. Pour chacun de ces exemples, nous dressons un état des lieux des recherches actuelles et nous indiquons quelques pistes à poursuivre dans le domaine.

Abstract. Complex fluids such as emulsions, colloidal gels, polymer or surfactant solutions are all characterized by the existence of a “microstructure” which may couple to an external flow on timescales that are easily probed in experiments. Such a coupling between flow and microstructure usually leads to instabilities under relatively weak shear flows that correspond to vanishingly small Reynolds numbers. Here three examples of these instabilities, which have focused much theoretical and experimental effort in recent years, are described: (i) “wormlike” micellar surfactant solutions that present both shear banding and elastic instabilities, (ii) soft glassy materials that show a yield stress characterized by fractures, wall slip, or shear localization, and (iii) attractive colloidal systems that get spontaneously structured into a pattern of log-rolling aggregates aligned perpendicularly to the shear direction. For each of this examples, the current state of research is reviewed and a few perspectives are highlighted.

1 Instabilités à nombre de Reynolds nul dans les fluides complexes cisailés

Un fluide complexe est caractérisé par sa *microstructure*, c'est-à-dire une organisation supramoléculaire à laquelle on peut associer une (ou parfois plusieurs) échelle(s) de longueur intermédiaire(s) entre la taille des molécules qui le constituent et celle du récipient qui le contient [1]. Dans une émulsion, par exemple, cette échelle de longueur, dite échelle *mésoscopique*, est simplement le diamètre des gouttelettes d'huile soit usuellement quelques micromètres. De façon très générale, sa microstructure confère à un fluide complexe une *viscoélasticité* notable : lorsqu'on déforme faiblement un tel matériau, sa réponse possède à la fois une composante solide liée au rappel élastique des éléments mésoscopiques qui le constituent et une composante liquide due au fait que ces éléments peuvent se réarranger facilement les uns par rapport aux autres et donc « s'écouler ». Ces propriétés viscoélastiques sont d'autant plus facilement mesurables que les temps de relaxation de la microstructure suite à une déformation sont macroscopiques et généralement compris entre la milliseconde et la dizaine de secondes. Lorsque le matériau possède une microstructure amorphe d'objets empilés de façon compacte mais désordonnée, les temps de relaxation peuvent devenir très longs devant la durée de l'expérience mise en œuvre pour les mesurer, typiquement supérieurs à 10^3 s. On parle alors de « matériaux mous vitreux » [2].

Au-delà de la viscoélasticité du matériau au voisinage de l'équilibre, les fluides complexes présentent de nombreuses autres particularités par rapport aux fluides simples lorsqu'il sont soumis à un écoulement

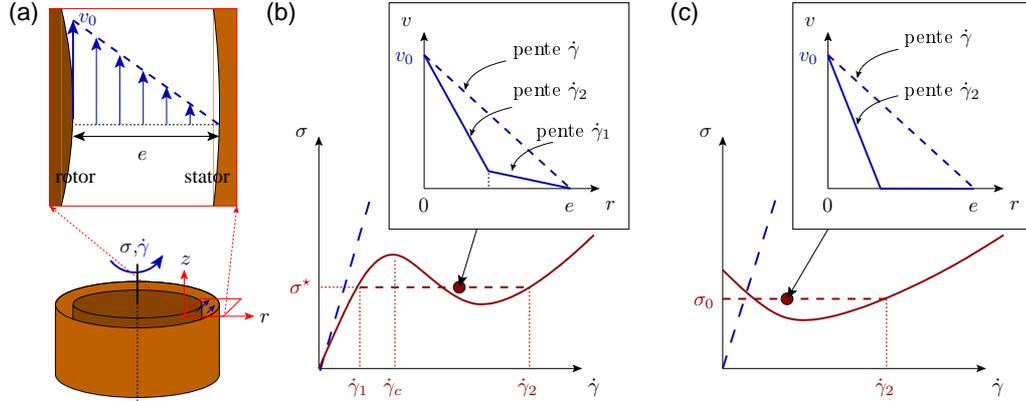


Figure 1. (a) Cisaillement en géométrie de Taylor-Couette et notations utilisées. Courbes d'écoulement σ vs $\dot{\gamma}$ et profils de vitesse $v(r)$ attendus pour (b) une solution de micelles géantes et (c) un fluide à seuil présentant des bandes de cisaillement à l'état stationnaire. Les pointillés bleus indiquent le cas d'un fluide newtonien.

permanent. Ainsi, sous l'effet d'un cisaillement, noté $\dot{\gamma}$ dans la suite (cf. figure 1a), la microstructure d'un fluide complexe est susceptible de se réorganiser complètement ce qui conduit à une viscosité η fortement dépendante du taux de cisaillement appliqué [1]. En général, la viscosité diminue avec $\dot{\gamma}$ (comportement rhéo-fluidifiant) comme c'est le cas pour les solutions de polymères au sein desquelles les molécules s'étirent et s'alignent avec l'écoulement. Le but des expériences de *rhéologie non-linéaire* est de déterminer la courbe d'écoulement $\sigma = \eta\dot{\gamma}$ en fonction de $\dot{\gamma}$ [3] dont les figures 1b et 1c présentent deux exemples pour les systèmes discutés plus bas.

Pour un fluide complexe de viscosité $\eta \simeq 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ soumis à un taux de cisaillement raisonnable $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$ sur la taille caractéristique $e = 1 \text{ mm}$ typique d'une expérience de rhéologie non-linéaire, le nombre de Reynolds est $Re = \rho\dot{\gamma}e^2/\eta \simeq 10^{-2}$ (où $\rho \simeq 10^3 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ est la densité du fluide). Pour un nombre de Reynolds aussi faible, l'inertie du fluide ne joue quasiment aucun rôle et les instabilités inertielles classiques dans les fluides simples, comme l'instabilité de Taylor-Couette, sont exclues. Pourtant, depuis près d'un demi-siècle, de nombreuses *instabilités à nombre de Reynolds « nul »* ont été observées dans les fluides complexes. Ainsi, la montée d'une solution de polymère le long d'une tige en rotation (effet Weissenberg ou « rod-climbing ») dont la première explication détaillée remonte à 1946 [4] ou encore le gonflement d'un fluide complexe lors de son extrusion [5] peuvent être attribués à l'existence de *forces normales* qui s'exercent perpendiculairement à la direction de la vitesse.¹ Dans le cas de certaines solutions viscoélastiques de polymères cisailées en géométrie de Taylor-Couette, on observe une instabilité d'origine *purement élastique* dont la phénoménologie est remarquablement similaire à l'instabilité inertielle classique de Taylor-Couette : apparition d'un écoulement secondaire toroïdal constitué de vortex contrarotatifs empilés selon la direction de la vortacité, transitions successives vers la « turbulence élastique » via différentes instabilités secondaires, etc. [6, 7].

Par ailleurs, comme dans les fluides simples, la présence de parois peut être à l'origine d'instabilités dans les fluides complexes. Toutefois, là encore, ce n'est pas l'inertie du fluide mais son élasticité et/ou la possibilité de glissement apparent aux parois qui est mise en jeu, par exemple dans l'instabilité en « peau de requin » d'un extrudat (sharkskin instability) [8] ou dans l'effet « spurt » décrit en détail dans les fondus de polymère par Vinogradov en 1973 [9]. Enfin, comme nous le verrons dans la suite, le couplage entre microstructure et écoulement peut aussi être source d'instabilités en l'absence d'inertie. Le but des sections suivantes est de décrire quelques avancées récentes concernant ces instabilités « à nombre de Reynolds nul » à travers les expériences menées dans notre équipe du Laboratoire de Physique à l'Ens de Lyon.

1. Il faut noter que nous prenons ici le terme d'instabilité en un sens très large. En particulier, l'existence d'un seuil d'instabilité n'est pas nécessairement avérée pour les phénomènes cités ci-dessus.

2 Bandes de cisaillement et instabilités élastiques dans les micelles géantes

Sous certaines conditions de température, de concentration et de salinité, les molécules de tensioactifs en solution aqueuse peuvent s'organiser spontanément pour former de longs agrégats micellaires cylindriques semi-flexibles pouvant atteindre plusieurs micromètres de long pour un diamètre de l'ordre de la dizaine de nanomètres [10]. Dans les régimes semi-dilué et concentré, ces *micelles géantes* s'enchevêtrent pour former un réseau viscoélastique. Contrairement aux polymères dont la longueur est fixée par la chimie des molécules, les micelles géantes sont susceptibles de se couper et de se recombinaison en permanence sous l'effet de l'agitation thermique. Cela leur confère des propriétés de viscoélasticité très particulières : ces systèmes possèdent généralement un seul temps de relaxation $\tau_e \simeq 0.1\text{--}1$ s et suivent très bien le modèle de Maxwell avec un module élastique $G_0 \simeq 10\text{--}100$ Pa (et donc une viscosité $\eta_0 = G_0\tau_e \simeq 1\text{--}100$ Pa·s).

Aux faibles cisaillements, les micelles géantes sont newtoniennes ou faiblement rhéo-fluidifiantes : comme les polymères classiques, elles s'étirent et s'alignent progressivement à mesure que $\dot{\gamma}$ augmente. Toutefois, au-delà d'un certain taux de cisaillement critique $\dot{\gamma}_c$, les micelles géantes se désenchevêtrent brutalement et s'alignent conduisant à un ordre quasiment nématique. Il en résulte une *instabilité mécanique* caractérisée par une portion de pente négative dans la courbe d'écoulement σ vs $\dot{\gamma}$ (cf. figure 1b) et prédite théoriquement au début des années 1990 [11]. Expérimentalement, la zone instable se traduit par un *plateau de contrainte à une valeur fixée* σ^* où la viscosité apparente de l'échantillon décroît comme $\eta \sim \dot{\gamma}^{-1}$ qui sépare deux branches croissantes pour $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_1$ et $\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_2$ respectivement. Par analogie avec une transition de phase à l'équilibre du premier ordre où la branche à bas (resp. haut) taux de cisaillement correspond aux micelles enchevêtrées (resp. alignées), on s'attend à une « coexistence de phase » pour $\dot{\gamma}_1 < \dot{\gamma} < \dot{\gamma}_2$ sous la forme d'un écoulement hétérogène constitué de plusieurs régions cisailées localement avec les taux de cisaillement caractéristiques $\dot{\gamma}_1$ et $\dot{\gamma}_2$.² Un tel écoulement dit en *bandes de cisaillement* a été clairement mis en évidence pour la première fois en géométrie de Taylor-Couette cylindrique il y a une dizaine d'années grâce à l'utilisation de techniques de vélocimétrie permettant de sonder localement le champ de vitesse lors d'expériences de rhéologie [12].

Le scénario décrit ci-dessus est désormais bien établi expérimentalement et expliqué théoriquement dans de nombreuses solutions de micelles géantes, au moins lorsqu'on considère l'écoulement moyen en régime permanent. Toutefois, depuis quelques années, des approches résolues en temps ont montré que les bandes de cisaillement s'accompagnent fréquemment de *fluctuations* importantes du champ de vitesse [13]. Grâce à des mesures rhéo-optiques, l'équipe de Sandra Lerouge au Laboratoire Matières et Systèmes Complexes a pu expliquer ces fluctuations comme émanant d'une instabilité élastique dans la « phase alignée » [14]. Alors que c'est la force d'inertie (centrifuge) qui est le moteur de l'instabilité de Taylor-Couette dans un fluide simple, l'instabilité élastique est engendrée par les forces normales (centripètes) qui s'exercent le long de lignes de courant courbées [15]. Dans le cas d'un écoulement en bandes de cisaillement, l'instabilité se développe uniquement dans la région fortement cisailée. Il s'en suit un écoulement très particulier où les rouleaux de type Taylor-Couette déforment l'interface entre les deux bandes de cisaillement.

La figure 2a montre l'établissement d'un tel écoulement au cours du temps après l'application du cisaillement à l'instant initial. Le champ de vitesse azimuthal est mesuré par imagerie ultrasonore simultanément à la réponse rhéologique du système (cf. figure 2b) [16]. Aux temps courts ($t \lesssim 10$ s), l'écoulement reste homogène selon la direction verticale z et les profils de vitesse moyennés selon z dans la figure 2c montrent la séparation radiale de l'écoulement selon deux bandes de cisaillement, la « phase alignée » et fortement cisailée se trouvant au voisinage du cylindre intérieur en rotation. Ces résultats sont conformes à diverses études antérieures [10] mais la technique d'imagerie utilisée ici permet de plus de visualiser l'instabilité qui se développe dans la « phase alignée » près du rotor. En effet, pour $t \gtrsim 10$ s, la symétrie verticale est brisée et des ondulations de l'interface entre les bandes de cisaillement apparaissent. La dissipation supplémentaire liée au développement de rouleaux de Taylor-Couette se traduit par une augmentation de la viscosité (cf. insert de la figure 2b) et les profils de vitesse montrent clairement

2. Cette vision naïve de l'instabilité en bandes de cisaillement (« shear-banding instability ») dans les micelles géantes n'explique pas la sélection du plateau de contrainte à σ^* qui dépasse le cadre de cet article, de même que la question de savoir si la description en termes de transition de phase hors équilibre est pertinente.

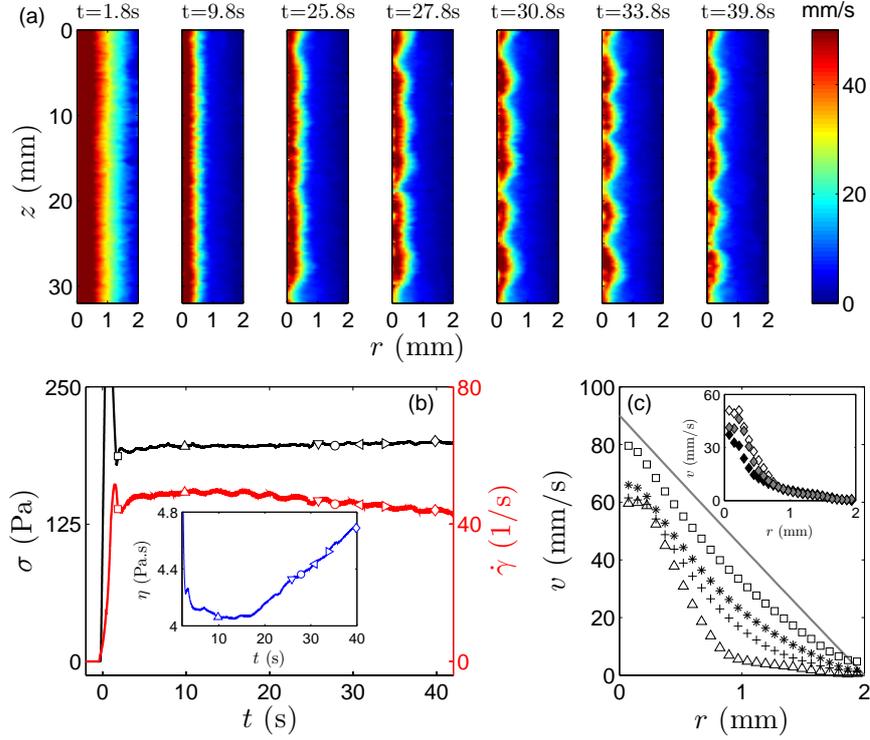


Figure 2. (a) Champ de vitesse $v(r, z, t)$ mesuré par imagerie ultrasonore dans une solution de micelles géantes cisailée à $\dot{\gamma} = 40 \pm 4 \text{ s}^{-1}$ en géométrie de Taylor-Couette cylindrique d'entrefer 2 mm. r correspond à la distance au cylindre intérieur tournant et z à la position verticale. (b) Réponses rhéologiques $\dot{\gamma}(t)$ (en noir), $\sigma(t)$ (en rouge) et $\eta(t)$ (insert, en bleu). (c) Profils de vitesse moyennés selon z à $t = 1.8$ (\square), 2.3 ($*$), 2.8 ($+$) et 9.8 s (\triangle). La droite grise montre le profil attendu pour un fluide newtonien. Insert : profils de vitesse $v(r, z, t)$ à $t = 39.8$ s pour différentes positions verticales $z = 10.5$ (blanc), 9.5 (gris) et 8.5 mm (noir). Figure extraite de [16].

que le champ de vitesse dans la bande faiblement cisailée n'est pas affecté de façon significative (cf. insert de la figure 2c).

Les dernières avancées sur les écoulements de micelles géantes évoqués ici ouvrent de nouvelles voies de recherche et posent de nouvelles questions. En particulier, une étude des propriétés statistiques de la turbulence élastique s'impose dans le cas où des bandes de cisaillement sont présentes. De même, il faut s'interroger sur l'effet des conditions aux bords dans ces écoulements : quelle est l'influence du glissement aux parois sur les instabilités élastiques ? un glissement apparent (clairement visible sur les données de la figure 2) est-il inhérent à ces écoulements ? comment traduire théoriquement la présence du bord « libre » que représente l'interface entre les bandes de cisaillement ? Enfin, les bandes de cisaillement sont présentes dans de nombreux autres fluides complexes (solutions de polymères et de copolymères, suspensions colloïdales) : une instabilité élastique est-elle susceptible de se développer dans de tels systèmes à l'instar de ce qui se passe dans les micelles géantes ?

3 Fluidification des matériaux mous vitreux

Les émulsions et les suspensions concentrées, les gels colloïdaux ou encore les mousses sont des matériaux dont la microstructure est désordonnée et qui présentent des caractéristiques de solides élastiques au repos. Lorsqu'on leur applique une contrainte σ supérieure à une certaine *contrainte seuil* σ_0 , ils sont susceptibles de s'écouler comme des liquides. Leur courbe d'écoulement, schématisée sur la figure 1c, peut être vue comme analogue à celle des micelles géantes dans la limite $\dot{\gamma}_1 \rightarrow 0$ et en considérant $\sigma_0 = \sigma^*$. On peut donc s'attendre à la présence d'écoulements en bandes de cisaillement où une partie du matériau

se comportant comme le solide au repos n'est pas cisailée ($\dot{\gamma}_1 = 0$) et coexiste avec une partie fluidifiée cisailée à $\dot{\gamma}_2$. Une telle *localisation du cisaillement* a été effectivement observée dans divers matériaux mous vitreux comme des suspensions d'argiles synthétiques (laponite ou bentonite) [17] ou des gels de silice colloïdale [18]. Dans ce dernier cas, la branche décroissante sous-jacente à la courbe d'écoulement a même pu être mise en évidence grâce à des mesures rhéologiques transitoires.

Si ce scénario de bandes de cisaillement semble largement répandu, il n'est toutefois pas universel au sein des matériaux mous vitreux puisqu'il existe une classe de matériaux à seuil dits « simples » qui ne présentant pas de coexistence solide-liquide à l'état stationnaire. Pour ces derniers, la courbe d'écoulement peut être vue comme la limite de la précédente pour $\dot{\gamma}_2 \rightarrow 0$. Dans l'analogie avec les transitions de phase déjà évoquée plus haut, ce cas correspondrait alors à une transition de phase du second ordre et le point ($\dot{\gamma} = 0, \sigma = \sigma_0$) à un point critique. Toutefois, la question reste ouverte de savoir exactement ce qui dans la microstructure d'un matériau mou vitreux pilote le comportement de fluide à seuil simple, caractérisé par une courbe d'écoulement monotone et croissante généralement bien modélisée par la loi d'Herschel-Bulkley $\sigma = \sigma_0 + A\dot{\gamma}^n$ et un état stationnaire de cisaillement homogène ou plutôt un comportement en bandes de cisaillement [19]. Il semblerait que la présence de liens attractifs entre constituants mésoscopiques [20,21], le confinement de la microstructure [22] voire les conditions aux bords [23] jouent un rôle important.

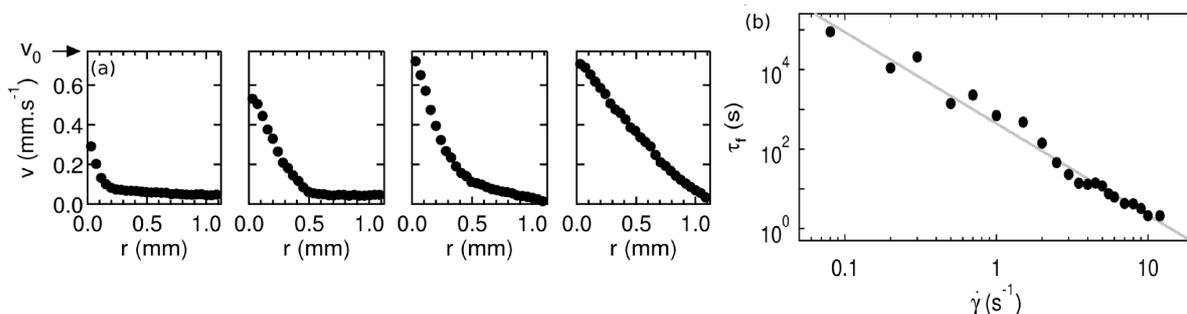


Figure 3. (a) Profils de vitesse $v(r, t)$ mesurés par vélocimétrie ultrasonore dans un microgel de carbopol cisailé à $\dot{\gamma} = 0.7 \text{ s}^{-1}$ en géométrie de Taylor-Couette cylindrique d'entrefer 1 mm pour $t = 27, 1013, 1730$ et 9413 s de gauche à droite. v_0 indique la vitesse du rotor et r correspond à la distance au cylindre intérieur tournant. (b) Temps de fluidification totale τ_f vs $\dot{\gamma}$. L'ajustement en gris est $\tau_f \sim \dot{\gamma}^{-2/3}$.

Dans notre équipe, nous nous sommes récemment focalisés sur la *dynamique de fluidification* des matériaux mous vitreux. Grâce à des études résolues en temps et en espace, nous avons pu montrer que même si l'état stationnaire d'un fluide à seuil simple, un microgel de carbopol, est homogène, celui-ci passe par un régime de bandes de cisaillement transitoires dont la durée τ_f décroît comme une loi de puissance du taux de cisaillement appliqué, $\tau_f \sim \dot{\gamma}^{-\alpha}$, où l'exposant α dépend du matériau [24]. La figure 3 présente une succession typique de profils de vitesse ainsi que les temps de fluidification τ_f vs $\dot{\gamma}$. Par ailleurs, des expériences à contrainte imposée ont mis en évidence un scénario de fluidification similaire avec $\tau_f \sim (\sigma - \sigma_0)^{-\beta}$ qui permet de retrouver la rhéologie non-linéaire stationnaire d'Herschel-Bulkley où l'exposant n apparaît comme le rapport des deux exposants caractéristiques des processus transitoires de fluidification $n = \alpha/\beta$ [25].

Ces résultats laissent de nombreuses questions encore ouvertes. Contrairement au cas des micelles géantes où la différence de microstructure entre bandes de cisaillement est bien comprise, les éventuelles différences structurelles entre fluide à seuil au repos et fluidifié ne sont pas évidentes. Le lien entre ces écoulements hétérogènes et les phénomènes de vieillissement (augmentation de la viscosité au repos au cours du temps) et de thixotropie (diminution lente de la viscosité sous cisaillement permanent) reste encore largement à explorer. Enfin, les recherches futures devront aussi s'intéresser aux dynamiques lors de la fluidification irréversible de certains systèmes à seuil comme les gels d'agar, de caséine ou de carraghénane connus pour présenter des phénomènes de fracturation sous cisaillement.

4 Structuration de suspensions attractives

Pour conclure, nous mentionnons très brièvement un cas où le couplage entre microstructure et écoulement conduit à la formation de motifs à l'échelle macroscopique e de la cellule de cisaillement. Lorsqu'elles sont confinées, certaines suspensions de particules colloïdales attractives comme le noir de carbone [26, 27], certaines émulsions de gouttelettes attractives [28] ou suspensions de nanotubes de carbone [29] se structurent spontanément en agrégats macroscopiques formant des rouleaux orientés perpendiculairement à la direction du cisaillement. L'explication couramment avancée pour expliquer une telle instabilité repose sur l'existence de forces normales négatives qui correspondraient à un effet Weissenberg au sein d'agrégats initialement isotropes et progressivement déformés par l'élasticité. Toutefois, cette explication est remise en question par l'observation d'une structuration similaire dans des simulations numériques de dynamique moléculaire en l'absence d'élasticité et dans un système de billes de verres non browniennes en suspension dans une huile et rendues attractives via des ponts aqueux [30]. Une prise en compte du fluide suspendant et des interactions hydrodynamiques semble indispensable pour mieux modéliser cette dernière instabilité en l'absence d'inertie.

Références

1. R. G. LARSON, *The Structure and Rheology of Complex Fluids*, Oxford University Press (1999).
2. E. R. WEEKS, Soft jammed materials, in E. R. Maruyama, S. & Tokuyama, M. (Eds.), *Statistical Physics of Complex Fluids*, 243–255, Tohoku University Press, Sendai, Japon (2007).
3. C. W. MACOSKO, *Rheology : Principles, Measurements, and Applications*, Wiley-VCH (1994).
4. K. WEISSENBERG & S. M. FREEMAN, Principles of Rheological Measurement, in *Proceedings of the General Conference of the British Rheologists' Club*, Bedford College, London (1946).
5. R. I. TANNER, *J. Polym. Sci. A-2*, **8**, 2067–2078 (1970).
6. R. G. LARSON, E. S. G. SHAQFEH & S. J. MULLER, *J. Fluid Mech.*, **218**, 573–600 (1990).
7. A. GROISMAN & V. STEINBERG, *Nature*, **405**, 53–55 (2000).
8. M. M. DENN, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **33**, 265–287 (2001).
9. G. V. VINOGRADOV, *Rheol. Acta*, **12**, 357–373 (1973).
10. S. LEROUGE & J.-F. BERRET, *Adv. Polym. Sci.*, **230**, 1–71 (2010).
11. A. SPENLEY, M. E. CATES & T. C. B. MCLEISH, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 939–942 (1993).
12. J.-B. SALMON, S. MANNEVILLE, A. COLIN & F. MOLINO, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 228303 (2003).
13. L. BÉCU, S. MANNEVILLE & A. COLIN, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 018301 (2004).
14. M.-A. FARDIN *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 028302 (2009).
15. P. PAKDEL & G. H. MCKINLEY, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2459–2462 (1996).
16. T. GALLOT *et al.*, submitted to *Rev. Sci. Instr.*, [arXiv cond-mat/1301.6957](https://arxiv.org/abs/1301.6957) (2013).
17. P. COUSSOT, Q. D. NGUYEN, H. T. HUYNH & D. BONN, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 175501 (2002).
18. P. C. F. MØLLER, S. RODTS, M. A. J. MICHELS & D. BONN, *Phys. Rev. E*, **77**, 041507 (2008).
19. P. COUSSOT & G. OVARLEZ, *Eur. Phys. J. E*, **33**, 183–188 (2010).
20. L. BÉCU, S. MANNEVILLE & A. COLIN, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 138302 (2006).
21. A. RAGOULLIAUX *et al.*, *Phys. Rev. E*, **76**, 051408 (2007).
22. J. GOYON *et al.*, *Nature*, **454**, 84–87 (2008).
23. T. GIBAUD, C. BARENTIN & S. MANNEVILLE, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 258302 (2008).
24. T. DIVOUX, D. TAMARII, C. BARENTIN & S. MANNEVILLE, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 208301 (2010).
25. T. DIVOUX, C. BARENTIN & S. MANNEVILLE, *Soft Matter*, **7**, 8409–8418 (2011).
26. C. O. OSUJI & D. A. WEITZ, *Soft Matter*, **4**, 1388–1392 (2008).
27. V. GRECARD, N. TABERLET & S. MANNEVILLE, *Soft Matter*, **7**, 3920–3928 (2011).
28. A. MONTESI, A. A. PEÑA & M. PASQUALI, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 058303 (2004).
29. S. LIN-GIBSON *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 048302 (2004).
30. V. GRECARD, *Structuration et fluidification de gels de noir de carbone*, Thèse de Doctorat, École normale supérieure de Lyon (2012).