

Panaches thermiques dans les fluides à seuil

Davaille A.¹, Gueslin B.², & Massmeyer A.¹

¹ Laboratoire FAST (CNRS UMR 7608 / UPMC / Univ. P-Sud), Bat. 502, rue du Belvedere, Campus Universitaire, 91405 ORSAY)

² IPGP, Rue Cuvier, 75005 Paris

davaille@fast.u-psud.fr

Résumé. Nous avons mené une étude expérimentale sur le développement des panaches thermiques dans le Carbopol, un fluide rhéofluidifiant, présentant une contrainte seuil. Les panaches sont générés à l'aide d'une source de chaleur ponctuelle. Trois régimes différents sont observés en fonction d'un paramètre caractéristique Y_0 , rapport entre la contrainte d'origine thermique et la contrainte seuil (équivalent à l'inverse du nombre de Bingham). Pour de faibles valeurs de Y_0 , aucun mouvement n'est observé; tandis que pour des valeurs intermédiaires de Y_0 , une cellule de convection apparaît mais elle reste confinée autour de la source de chaleur. Pour de grands Y_0 , cette cellule se déstabilise en panache. Le comportement de ces panaches est épisodique et leur morphologie est très différente du "champignon" classique rencontré dans les fluides newtoniens. Les mesures des champs de température (par cristaux liquides) et de vitesse (par PIV) montre le développement d'un écoulement "bouchon" à l'intérieur de l'anomalie thermique du panache, ce qui explique sa morphologie en "doigt". En outre, le démarrage du panache et sa montée dans la cuve sont précédés par le développement d'une zone d'endommagement. Ces observations apportent de nouvelles contraintes sur la dynamique de la transition liquide-solide dans les gels.

Abstract. We present new laboratory experiments on the development of thermal plumes out of a localized heat source in Carbopol, a yield-stress and shear-thinning fluid. Depending on the Yield number Y_0 , which compares the thermally-induced stress to the yield stress, three different regims obtain. For low Y_0 , no convection develops; while for intermediate values, a small-scale convection cell appears and remains confined around the heater. For high Y_0 , this cell becomes unstable and a thermal plume develops. Its rise through the tank can be episodic and its morphology differs from the mushroom-shape typically encountered in newtonian fluids. Combined temperature and velocity field measurements show that a plug flow develops within the plume thermal anomaly, therefore producing a rising finger-shape. Moreover, light scattering highlights the development of a damaged zone prior to the plume onset, and the peculiar structure of the gel around the plume as it rises. This brings new insights into the solid-liquid transition of soft gels.

1 Introduction

Bien que nombre de fluides géologiques (laves, manteaux planétaires,...) et industriels (ex : verres, pâtes alimentaires, bétons...) soient non-newtoniens, l'apparition et les caractéristiques des instabilités d'origine thermique dans de tels fluides sont encore mal connues et comprises. La difficulté vient du fait que la viscosité de ces fluides devient infinie lorsque l'amplitude du cisaillement tend vers 0. Par conséquent les instabilités convectives ne peuvent croître à partir d'un état statique soumis à des perturbations infinitésimales (Zhang et al, 2006 ; Solomatov et Barr 2007 ; Balmforth et Rust, 2009), contrairement à la convection de Rayleigh-Bénard dans les fluides newtoniens (Chandrasekhar, 1961).

Nous avons étudié le développement des panaches thermiques issus d'une source ponctuelle de chaleur dans le Carbopol, un fluide rhéofluidifiant, présentant une contrainte seuil. Lorsque la puissance de chauffage et la rhéologie du fluide varie, différents régimes de convection sont observés. Nous résumons ici leurs phénoménologies et leurs conditions d'existence.

2 Dispositif expérimental

La source de chaleur est constituée d'un élément Peltier couvert par un disque de cuivre de 25 mm de diamètre et 4 mm d'épaisseur. Elle est placée au centre d'une cuve en plexiglas carrée (20x20x30 cm).

Au temps $t=0$, on applique une puissance électrique P constante aux bornes du Peltier. Les évolutions temporelles des températures de la source et de l'air ambiant sont enregistrées par ordinateur. Le fluide est ensemencé avec 3 types de cristaux liquides thermochromiques, chacun réfléchissant la lumière à une température différente. Une section verticale de la cuve passant par le centre de la source de chauffage est illuminée par un plan laser vert (532 nm). Le champ de température est ainsi matérialisé par des lignes brillantes qui correspondent aux trois isothermes (fig.1, Davaille et al, 2010). Le champ de vitesse est aussi calculé par Particle Image Velocimetry.

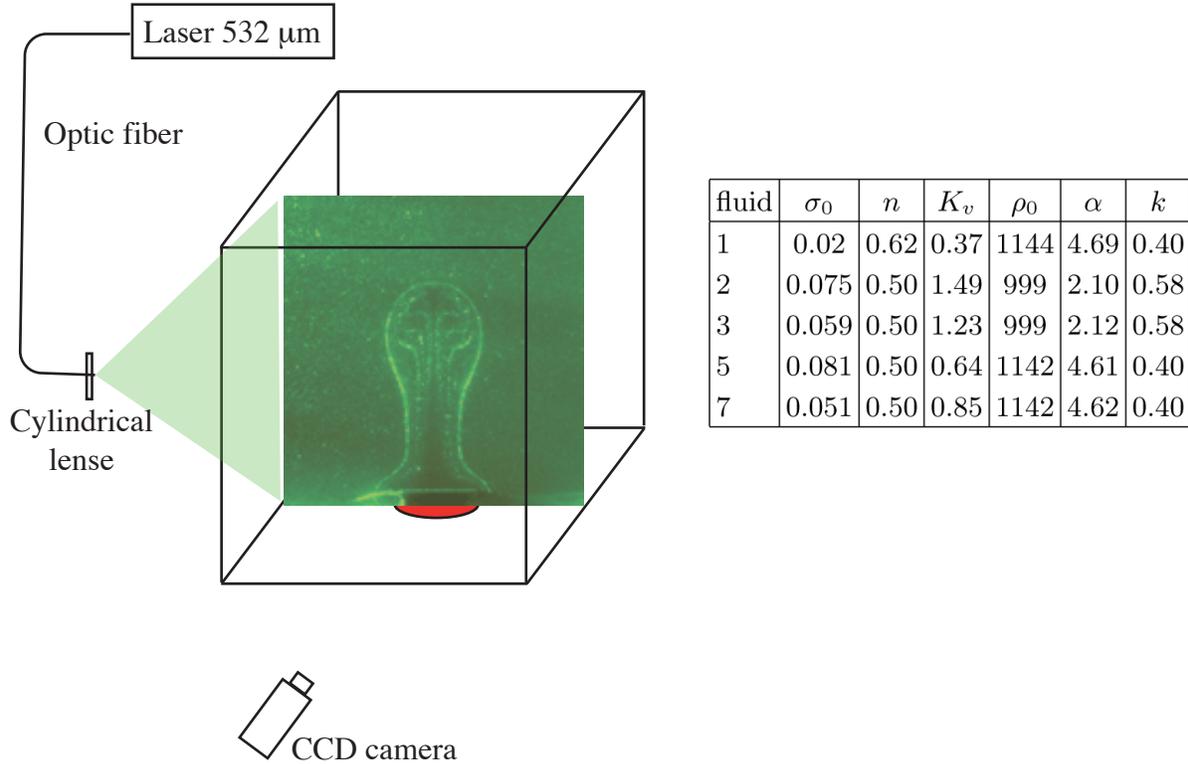


Figure 1. Dispositif expérimental. Image d'un panache thermique dans un sirop de glucose newtonien. Les lignes brillantes représentent les isothermes. Table 1 : Propriétés des fluides à 20°C. Rheologie : σ_0 contrainte-seuil en Pa, n exposant rhéofuidifiant, K_v consistance en Pa sⁿ. Propriétés thermiques : ρ densité en kg m⁻³, α expansion thermique en 10⁻⁴ K⁻¹, conductivité thermique k en J/kg/K.

Les fluides utilisés sont des mélanges de Carbopol (0.6-0.8 g/L de Noveon ETD2050), d'eau et de glycerol (entre 0 et 50 %). Leur rhéologie est bien décrite par le modèle d'Herschel-Buckley (Piau, 2007 ; Coussot et al, 2009 ; fig.2) :

$$\sigma = \sigma_0 + K_v \dot{\gamma}^n \quad (1)$$

où σ désigne la contrainte et $\dot{\gamma}$ le taux de cisaillement. La table 1 donne les valeurs des propriétés physiques que nous avons mesurées. Une incertitude de 30% est observée sur la contrainte-seuil σ_0 . Seule la consistance K_v est sensible à la température et décroît d'un facteur 2 entre 20 et 40°C.

Une poche de fluide chaud s'élèvera sous l'action de la gravité, uniquement si la contrainte d'origine thermique σ_{th} excède la contrainte seuil (e.g. Beris et al, 1985 ; Dubash et Frigaard, 2004, 2007 ; Tabuteau et al, 2007 ; Balmforth et Rust, 2009). Ceci fait apparaître un paramètre caractéristique $Y_0 = \sigma_{th}/\sigma_0$, équivalent à l'inverse du nombre de Bingham. Pour une puissance de chauffage constante, la poche de

fluide chaude génère une contrainte qui s'écrit :

$$\sigma_{th} \sim \frac{\alpha \rho g P}{k} \quad (2)$$

ce qui implique :

$$Y_0 = \frac{\sigma_{th}}{\sigma_0} = \frac{\alpha \rho g P}{\sigma_0 k} \quad (3)$$

En variant la puissance électrique P entre 0.02 et 6.5 W et la contrainte seuil entre 0.02 et 0.081, nous avons donc décrit 3 ordres de grandeurs en Y_0 (entre 2 et 2250). La durée d'une expérience variait entre 1 heure et 4 jours.

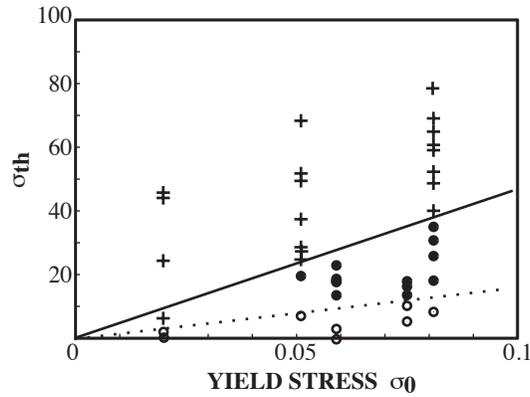


Figure 2. Diagramme des régimes en fonction de la contrainte seuil et de la contrainte d'origine thermique. Croix : développement de panaches ; disques : cellule de convection autour de l'élément chauffant ; cercles : aucun mouvement n'est détecté. La ligne noire représente $Y_{c2} = 460$ et les tirets $Y_{c1} = 159$.

3 Trois régimes différents

Tout d'abord, une poche de liquide chaud croît par diffusion de la chaleur autour de l'élément chauffant (fig.3a). L'évolution du système dépend ensuite des valeurs relatives de σ_0 et σ_{th} (fig.2). Pour Y_0 inférieur à $Y_{c1} = 159(\pm 12)$, aucun mouvement ne peut se développer. Pour $Y_{c1} < Y_0 < Y_{c2}$, $Y_{c2} = 460(\pm 10)$, une cellule de convection se développe, avec des mouvements très lents qui restent confinés autour de la source de chaleur. Dans ce régime, la structure thermique reste bien prédite par l'équation de la chaleur en régime conducteur.

Pour $Y_0 > Y_{c2}$, après une phase de conduction ($t < 200$ sec sur fig.4), puis une phase de convection lente confinée autour de la source ($200 < t < 500$ sec), un panache émerge de la poche chaude (fig.3b-c, $t > 500$ sec). Il monte ensuite dans la cuve en deux étapes, rapidement tout d'abord, puis à une vitesse constante plus lente (fig.4). A l'échelle de 0.1 mm, les trajectoires des particules autour de l'anomalie thermique ne sont pas continues mais montrent des décalages brusques, comme si une zone d'endommagement se constituait autour du panache (fig.4). Ce comportement rappelle les phénomènes de glissement et de bandes de cisaillement observés dans les expériences de rhéométrie du carbopol (Cotton et Baravian, 2008 ; Divoux et al, 2010). On peut aussi les comparer aux avalanches et fractures rencontrées dans les écoulements granulaires, et ils sont sans doute dûs à la structure microscopique du Carbopol. En effet celui-ci est une solution concentrée de petites (5-20 μm) "éponges" de polymère (Piau, 2007).

D'autre part, l'évolution des isothermes montre que leurs positions oscillent au cours du temps avant d'atteindre un régime stationnaire. Compte-tenu de la durée importante des oscillations, ces dernières ne

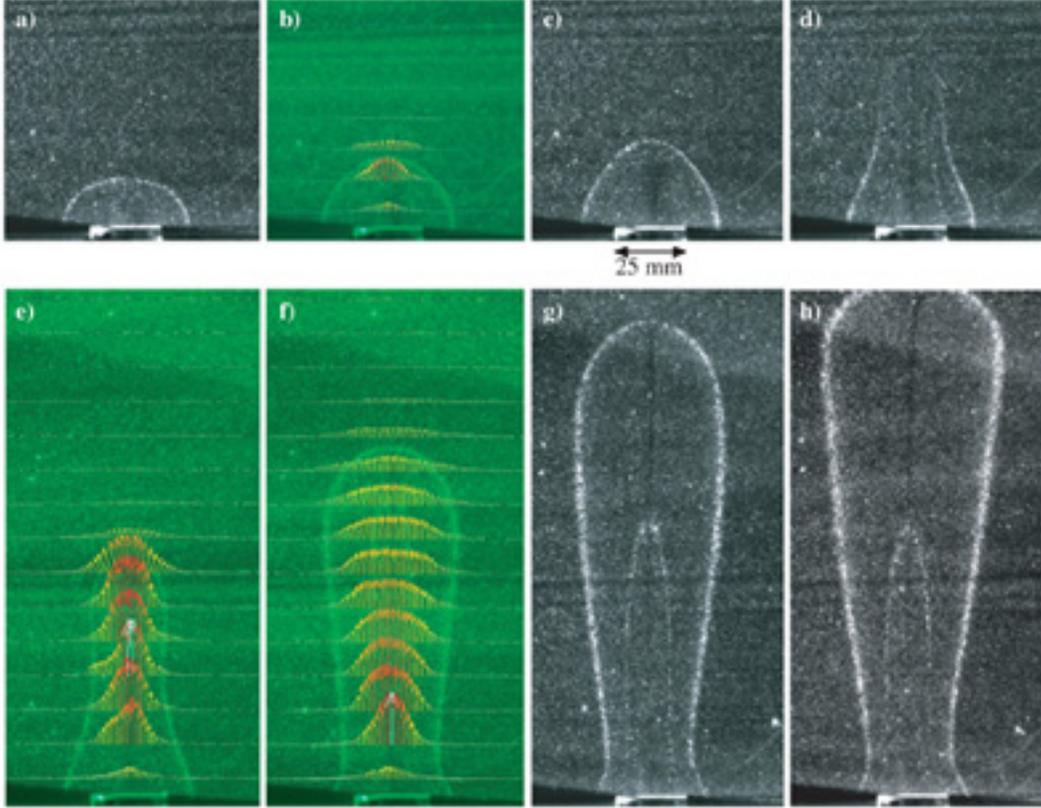


Figure 3. Développement d'un panache thermique dans le fluide 7 (table 1). Les lignes brillantes sont les isothermes. a) $t=300$ sec; b) $t=532$ sec. Les flèches colorées représentent la composante verticale de la vitesse V_z . Elles sont superposées à l'image brute. Le même code de couleur a été utilisé pour b), e) and f). Le maximum de V_z (en blanc) est 0.38 mm/sec; c) $t=560$ sec; d) $t=600$ sec; e) $t=652$ sec; f) $t=1140$ sec; g) $t=1700$ sec; h) $t=2200$ sec.

sont pas dues à l'élasticité du fluide mais plutôt à des instabilités hydrodynamiques dans le conduit du panache.

La morphologie en "doigt" du panache est très différente du champignon rencontré dans le cas newtonien (fig. 1). Les champs de vitesse montrent que le matériau montant est entièrement confiné à l'intérieur de l'anomalie thermique (fig. 3 et 5). D'autre part, les profils radiaux de vitesse autour de l'axe du panache sont très plats. Pour estimer le taux de cisaillement local, nous pouvons calculer le second invariant du tenseur des déformations à partir des champs de vitesse (V_r, V_z). Pour une géométrie cylindrique, il s'écrit :

$$\dot{\gamma}_0 = \sqrt{2/3} \left[\left(\frac{dV_r}{dr} \right)^2 + \frac{V_r^2}{r^2} + \left(\frac{dV_z}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{dV_z}{dr} + \frac{dV_r}{dz} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

La figure 5 montre la carte de $\dot{\gamma}_0$ pour $t = 2000$ sec. : le cisaillement dans la région de l'axe du panache est pratiquement nul. Le fluide à cet endroit monte comme un bouchon. Ce type d'écoulement est caractéristique des fluides à contrainte seuil et a déjà été observé dans les conduites (e.g. Gabard et Hulin, 2006). En outre, même une fois que la vitesse le long de l'axe du panache a atteint son régime stationnaire, le panache continue de s'élargir (fig. 3). Comme déjà vu dans les mesures de rhéométrie, la propagation de la limite entre les deux phases solide et liquide présentes dans le système est lente (Baudez et Coussot, 2004; Divoux et al, 2010).

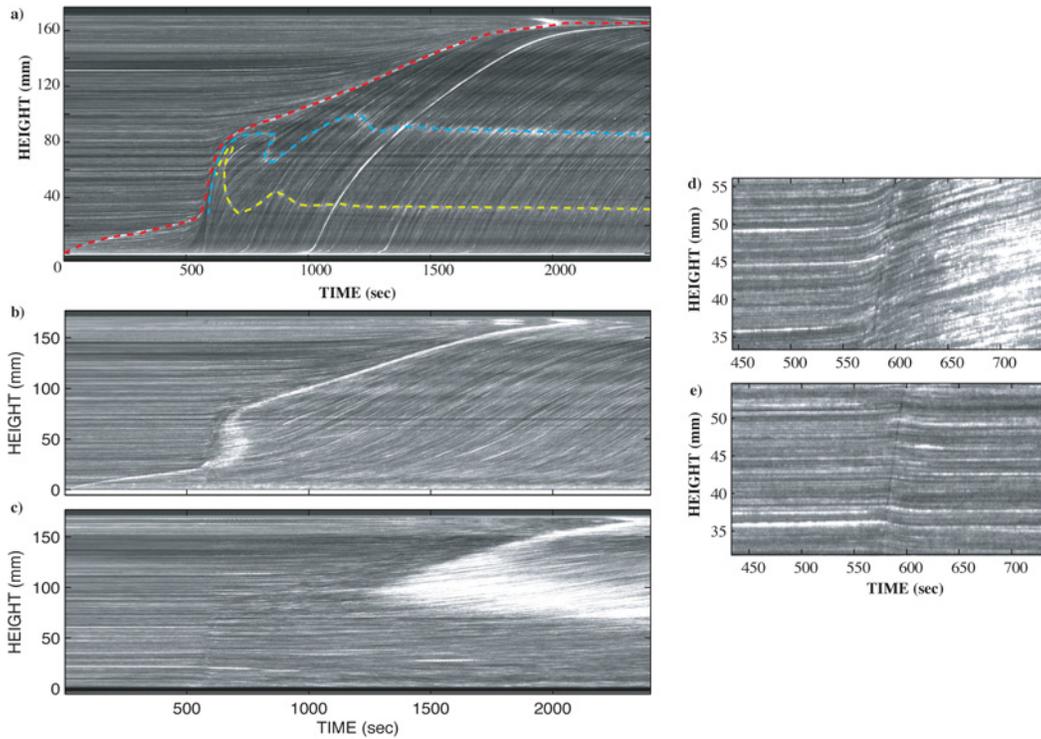


Figure 4. Intensité de la lumière en fonction du temps et de la hauteur le long de trois lignes verticales de pixels a) sur l'axe du panache et b), c) décalées par rapport à l'axe. Les isothermes sont soulignées de rouge (24.6°C), bleue (31.5°C) et jaune (39.5°C) sur a). On peut aussi suivre les particules s'élevant dans l'axe du panache. Après une étape de conduction, le panache se développe rapidement autour de $t=550$ sec. Les barres verticales blanches correspondent aux images de la figure 3. d) et e) zoom sur les deux sections verticales b) et c) faisant apparaître une zone de très fort cisaillement, voire de fracture.

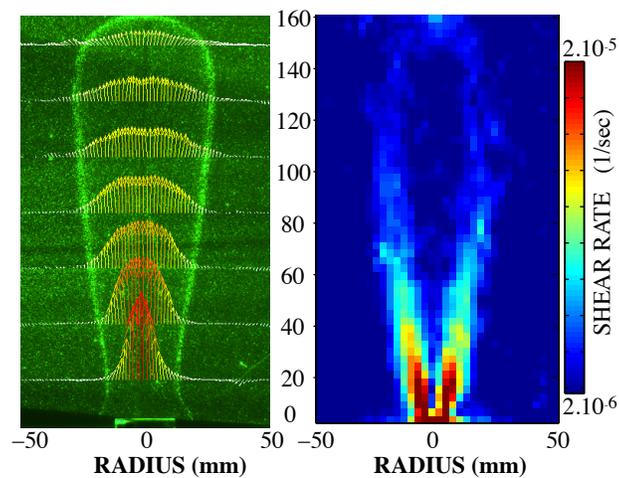


Figure 5. Vitesse verticale (a) et taux de cisaillement local (b) pour $t=2000$ sec.

Remerciements

Ces expériences ont été financées grâce au programme SEDIT du CNRS-INSU et à l'ANR PTECTO. B. Gueslin a bénéficié d'un post-doc du CNRS-INSU, et A. Massmeyer est un ESR fellow du FP7-funded Marie Curie Initial Training Network CRYSTAL2PLATE.

Références

1. J. ZHANG, D. VOLA, I.A. FRIGAARD, Yield stress effects on Rayleigh-Benard convection, *J. Fluid Mech.*, **566**, 389-419 (2006).
2. V.S. SOLOMATOV, A.C. BARR, , Onset of convection in fluids with strongly temperature-dependent, power-law viscosity. 2. Dependence on the initial perturbation, *Phys. Earth and Planet. Int.*, **165** , 1-13 (2007).
3. N.J. BALMORTH, A.C. RUST, , Weakly nonlinear viscoplastic convection, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **158** , 36-45 (2009).
4. S. CHANDRASEKHAR, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* Dover (1961).
5. A. DAVAILLE, A. LIMARE, F. TOUITOU, I. KUMAGAI, J. VATTEVILLE , Anatomy of a laminar starting thermal plume at high Prandtl number, *Exp Fluids*, DOI 10.1007/s00348-010-0924 (2010).
6. J.M. PIAU , Carbopol gels : Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges Meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **144**, 1-29 (2007).
7. P.COUSSOT , *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **158**, 85-90 (2009).
8. A.N. BERIS J. A. TSAMOPOULOS, R. C. ARMSTRONG, R. A. BROWN , Creeping motion of a sphere through a Bingham plastic, *J. Fluid Mech.*, **158** , 219-244 (1985).
9. DUBASH FRIGAARD , Conditions for static bubbles in viscoplastic fluids *Phys. Fluids*, **16** (12), 4319-4330 (2004).
10. H. TABUTEAU, P. COUSSOT, J.R. DE BRUYN , Drag force on a sphere in steady motion through a yield-stress fluid, *J. Rheol*, **51** (1), 125-137 (2007).
11. F. CATTON, C. BARAVIAN , Plastic behavior of some yield stress fluids : from creep to long-time yield, *Rheol. Acta*, **47**, 601-607 (2008).
12. T. DIVOUX, D. TAMARII, C. BARENTIN, S. MANNEVILLE , Transient Shear Banding in a Simple Yield Stress Fluid, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 208301 (2010).
13. C. GABARD, J.-P. HULIN , Miscible displacement of non-Newtonian fluids in a vertical tube, *Eur. Phys. J.*, **21** (3), 388-393 (2006).
14. J.C. BAUDEZ, P. COUSSOT, Abrupt Transition from Viscoelastic Solidlike to Liquidlike Behavior in Jammed Materials, *Phys. Rev. Lett.*, **93** (12), 128302 (2004).