



Etude locale de fluides complexes hors d'équilibre

Sebastien Manneville

► To cite this version:

Sebastien Manneville. Etude locale de fluides complexes hors d'équilibre. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Bordeaux 1, 2004. tel-00526293

HAL Id: tel-00526293

<https://theses.hal.science/tel-00526293>

Submitted on 14 Oct 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Bordeaux I – École Doctorale des Sciences Chimiques

Étude locale de fluides complexes hors d'équilibre

Mémoire de synthèse d'activité scientifique présenté par

Sébastien MANNEVILLE

en vue d'obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches

Soutenue le 1^{er} décembre 2004 au Centre de Recherche Paul Pascal, Pessac

devant le jury composé de :

Lydéric Bocquet (rapporteur)

Grégoire Porte (rapporteur)

Jean-Rodolphe Puiggali (président)

Philippe Richetti (examineur)

Jan Vermant (rapporteur)

Table des matières

Introduction	5
1 Fluides complexes sous cisaillement	11
1.1 Position du problème	11
1.2 État de l’art sur les mesures locales de vitesse	17
1.3 Vélocimétrie par diffusion dynamique de la lumière	19
1.4 Vélocimétrie ultrasonore	21
1.5 Résultats expérimentaux	25
1.5.1 Glissement et transition pâte–fluide dans une émulsion	28
1.5.2 “Shear-banding” dans des solutions de “micelles géantes”	30
1.5.3 Dynamique d’une phase lamellaire	32
1.5.4 Instabilité élastique d’un copolymère tribloc	36
1.5.5 “Jamming” et fractures dans un organogel	38
1.6 Perspectives	40
2 Fluides complexes sous vibrations	43
2.1 Instabilité de Faraday dans un fluide simple	43
2.1.1 Cas du fluide parfait	44
2.1.2 Cas du fluide visqueux	45
2.1.3 Dispositif expérimental	47
2.1.4 Résultats expérimentaux	48
2.2 Instabilité de Faraday dans un fluide complexe	50
2.2.1 État de l’art	50
2.2.2 Rhéologie linéaire	50
2.2.3 Résultats expérimentaux dans une solution de “micelles géantes”	52
2.3 Discussion et perspectives	54
Conclusions et perspectives	57
A Curriculum Vitae	73
B Liste de publications	75
C Publications récentes	79

Introduction

La mayonnaise, les desserts lactés ou les confitures en gelée, les détergents, les shampooings ou les pâtes dentifrices, les peintures, les ciments ou encore les boues sont des matériaux que l'on rencontre quotidiennement et qui, selon les conditions, peuvent paraître très “solides” ou s'écouler plutôt comme des “fluides”. Mieux comprendre leurs propriétés possède une importance capitale tant du point de vue fondamental que pour les applications aux domaines agro-alimentaire, cosmétique, pharmaceutique ou pétrolier par exemple.

Depuis trois ans, mon activité scientifique est centrée sur l'étude des propriétés hors d'équilibre de tel matériaux que l'on peut regrouper sous le terme générique de “fluides complexes”. Avant de décrire plus en détail les motivations de mes travaux, les résultats obtenus et les perspectives, précisons tout d'abord ce que l'on entend par “fluides complexes hors d'équilibre” et pourquoi une approche “locale” est importante.

Qu'est-ce qu'un fluide complexe ?

Les “fluides complexes” énumérés ci-dessus possèdent tous comme point commun d'être constitués de composés en solution ou de mélanges. Une fois en solution, les différents constituants s'arrangent en agrégats supramoléculaires et confèrent au fluide une *microstructure* particulière. Par exemple, des molécules tensioactives en solution aqueuse peuvent former des micelles sphériques ou cylindriques dont la taille est fixée par la géométrie du tensioactif, la température, ou encore la présence d'espèces chargées dans la solution.

Ainsi, contrairement à un fluide simple comme l'eau ou de l'alcool, un fluide complexe est caractérisé par l'existence d'une échelle de taille supramoléculaire, intermédiaire entre une taille moléculaire ($\simeq 10^{-10}$ m) et l'échelle de longueur macroscopique du récipient qui le contient ($\simeq 10^{-2}$ m). Cette taille caractéristique, appelée *échelle mésoscopique*, se situe dans le domaine 10^{-8} – 10^{-4} m, soit de la dizaine de nanomètres à la centaine de micromètres. Il s'agit du rayon de giration d'un polymère dans une solution polymérique diluée ou de la distance entre deux enchevêtrements dans une solution concentrée, du pas smectique dans une phase lamellaire ou plus simplement de la taille d'une particule colloïdale dans une suspension ou du rayon des gouttelettes d'huile dans une émulsion.

L'existence d'une microstructure conduit à des propriétés spécifiques, différentes de celles du fluide simple comme l'eau liquide (au-dessus du point de fusion) et de celles du solide cristallin comme l'eau sous forme de glace (en dessous du point de fusion). Par exemple, les agrégats supramoléculaires peuvent s'arranger selon un ordre positionnel à une, deux ou trois dimensions. S'ils sont anisotropes, ces agrégats sont aussi susceptibles de posséder un ordre

orientationnel. On obtient ainsi des propriétés dites de “cristal liquide” intermédiaires entre celles du liquide simple (aucun ordre positionnel ni orientationnel à longue portée) et celles du solide cristallin (ordre à trois dimensions).

Étude à l'équilibre

Une première étape dans la compréhension des fluides complexes consiste à déterminer leur microstructure à l'équilibre *thermodynamique*.¹ Pour cela, on utilise classiquement la diffusion du rayonnement (neutrons, rayons X ou lumière) qui renseigne sur l'arrangement relatif des agrégats supramoléculaires [81]. En faisant varier la température et/ou les concentrations des constituants, on détermine alors les différentes *phases* accessibles au système, les lignes de transition et les éventuelles zones de coexistence (où le système est diphasique, triphasique, etc.) que l'on rassemble sur un *diagramme des phases* du système à l'équilibre.

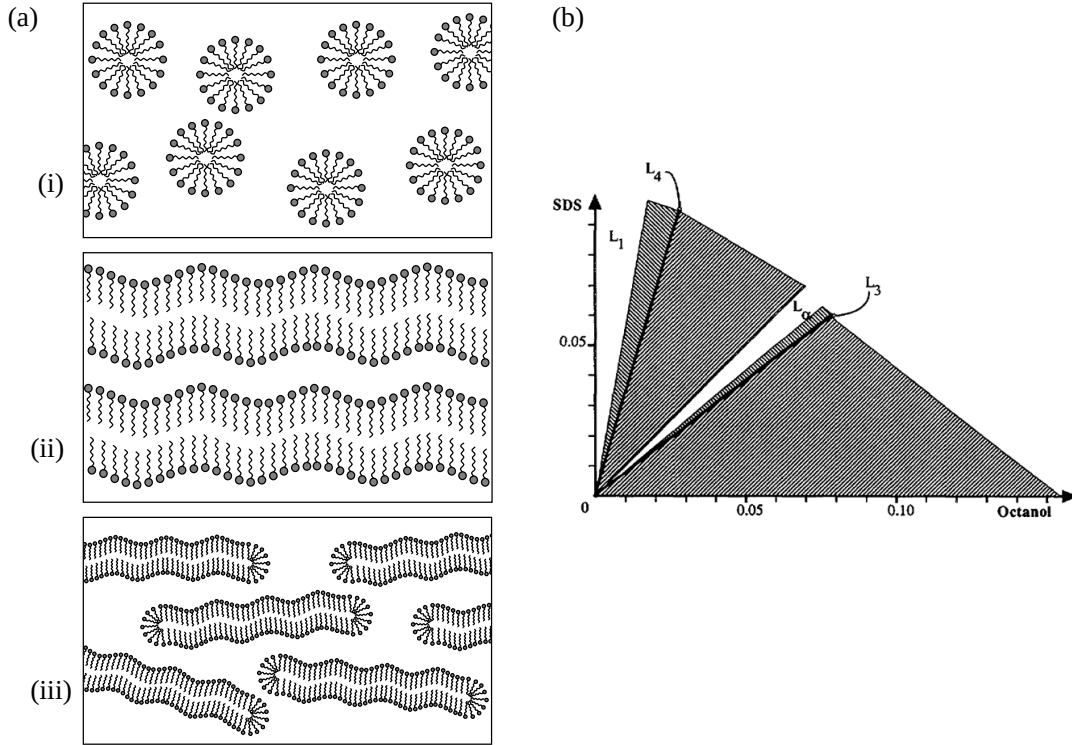


FIG. 1 – (a) Quelques structures macromoléculaires rencontrées dans les fluides complexes : (i) phase micellaire, (ii) phase lamellaire et (iii) phase nématique de micelles cylindriques. (b) Diagramme des phases à l'équilibre du système SDS-octanol-eau salée (à 20 g.L⁻¹). L₁, L_α, L₃ et L₄ indiquent respectivement les phases micellaire, lamellaire, éponge et de vésicules. Les régions hachurées indiquent les zones de coexistence de phases (d'après [69]).

¹ Notons que certains systèmes comme les émulsions, les mousses ou les verres ne sont intrinsèquement pas à l'équilibre thermodynamique. Les propriétés de ces systèmes évoluent au cours du temps : on dit qu'ils *vieillissent*. Dans le domaine des fluides complexes, il convient donc parfois de manier avec précaution la notion d'équilibre.

L'extrême diversité des phases thermodynamiques rencontrées dans les fluides complexes (phases micellaire, hexagonale, cubique, smectique, nématique, lamellaire, éponge, vésicules, microémulsions, “micelles géantes”, cf. figure 1(a)) constitue toute la richesse de la physico-chimie de la “matière molle”. À titre d'exemple, la figure 1(b) présente le diagramme des phases du système SDS²-octanol-eau salée à l'équilibre. Ce système sera étudié au voisinage de la ligne de transition entre phase lamellaire (L_α) et phase éponge (L_3) au paragraphe 1.5.3.

Une description complète des phases à l'équilibre des différents systèmes étudiés dans notre équipe dépasse largement le cadre de ce mémoire. De plus, ma démarche a consisté à tirer profit des connaissances sur la formulation et l'étude à l'équilibre de fluides complexes variés, connaissances disponibles au Centre de Recherche Paul Pascal (CRPP) ou via des collaborations extérieures, pour examiner les propriétés de nombreux systèmes hors d'équilibre. Le but sera donc plus de rechercher une description et des explications générales que de se focaliser sur un système précis.

Étude hors d'équilibre

Une fois réalisée l'étude à l'équilibre, il est indispensable de se pencher sur les propriétés du fluide lorsqu'il est déplacé hors de l'équilibre thermodynamique [29, 94]. En effet, dans la pratique, un matériau est rarement à l'équilibre. Cela est évident lors de chacune des étapes de sa fabrication où interviennent réactions chimiques, gradients thermiques, contraintes mécaniques et écoulements. Lors de l'utilisation du produit, l'équilibre thermique ou mécanique est là encore très souvent rompu. Nous nous restreindrons ici au cas le plus couramment rencontré, celui des systèmes hors de l'équilibre *mécanique*.

En général, pour décrire la réponse d'un milieu à une contrainte mécanique, on distingue deux types de comportements bien connus : celui du liquide simple (ou “newtonien”) décrit par les équations de Navier-Stokes (le liquide s'écoule jusqu'à ce que le mouvement s'arrête par dissipation visqueuse) et celui du solide décrit par la théorie de l'élasticité linéaire (le milieu revient à sa position d'équilibre comme un ressort). Toutefois, l'expérience montre que la plupart des fluides complexes adoptent des comportements intermédiaires.

Plus précisément, lorsqu'il est soumis à une petite contrainte oscillante *autour* de l'équilibre mécanique, un fluide complexe n'oscille pas parfaitement en phase avec l'excitation comme le ferait un solide et une partie de l'énergie fournie est dissipée : on parle de comportement *viscoélastique*. De plus, s'il est soumis à un écoulement permanent qui le déplace *loin* de l'équilibre, on constate que la vitesse du fluide ne dépend pas linéairement de la force appliquée comme dans un fluide simple : on parle de comportement *non-newtonien* [19, 81].

Par exemple, lorsqu'un fluide complexe est soumis à un écoulement, on observe fréquemment que sa viscosité diminue à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente (comportement *rhéofluidifiant*). Cette diminution de la viscosité montre que l'écoulement modifie la microstructure du fluide : il a tendance à l'ordonner pour minimiser la dissipation. Ainsi, dans

² Les abréviations suivantes désignent quelques tensioactifs courants :

SDS : sodium dodecylsulfate

CTAB : cetyl trimethylammonium bromide

MTAB : myristyl trimethylammonium bromide

une solution polymérique, les molécules de polymère s’allongent et s’orientent selon l’écoulement. Bien sûr, la réponse d’un fluide complexe à un écoulement dépend aussi fortement de sa composition, des concentrations des diverses espèces en solution, de la température ou encore de la façon dont sont appliquées les contraintes et donc de l’histoire de l’échantillon.

Nécessité d’une étude locale

La diversité des phases à l’équilibre conduit à une richesse inépuisable des comportements hors d’équilibre. En effet, nous avons vu ci-dessus qu’une contrainte mécanique pouvait modifier l’arrangement des agrégats supramoléculaires et donc éventuellement mener à de nouvelles “phases hors d’équilibre”. Dans la suite, même si le terme de “phase” est un abus de langage lorsque le système n’est pas à l’équilibre, j’emploierai indifféremment les notions de “phase”, de “structure” ou de “texture” induite par le cisaillement (“shear-induced structure” en anglais). On peut alors regrouper les comportements observés dans un *diagramme des phases hors d’équilibre* qui résume ces couplages entre microstructure et contrainte extérieure.

Toutefois, de même qu’à l’équilibre plusieurs phases sont susceptibles de coexister dans un même échantillon, un fluide complexe peut se séparer en plusieurs “phases” lorsqu’on lui applique une contrainte : l’une de structure identique à la phase à l’équilibre et l’autre correspondant à une structure induite par la contrainte. Il est donc d’emblée nécessaire d’insister sur l’aspect éventuellement *local* de toute description hors d’équilibre. Un des buts des recherches que j’ai entamées au CRPP est d’obtenir une vision locale de certains fluides complexes sous écoulement de cisaillement ou sous vibrations.

Un exemple caractéristique sur lequel nous aurons l’occasion de revenir est celui des “micelles géantes”, solutions de molécules tensioactives qui s’arrangent en longues micelles cylindriques (jusqu’à plusieurs dizaines de micromètres de long pour un diamètre de l’ordre de la dizaine de nanomètres). À forte concentration et à basse contrainte, les micelles sont enchevêtrées et le système est très visqueux. À haute contrainte, elles s’orientent formant ainsi l’équivalent d’un cristal liquide nématique. Le système devient alors très fluide. Depuis une dizaine d’années, diverses équipes ont observé la coexistence de ces deux états sous écoulement de cisaillement [15, 25, 86]. Ces résultats ont suscité de nombreux travaux théoriques et de nouvelles études expérimentales incluant le développement au CRPP des deux techniques de mesures locales présentées au chapitre suivant.

Plan du mémoire

Ce mémoire reprend le déroulement de mes travaux dans l'équipe "Fluides Complexes Hors d'Équilibre" du CRPP depuis trois ans. Mes activités antérieures, consacrées à l'hydrodynamique des fluides simples et au développement d'outils de mesures acoustiques pour les écoulements tourbillonnaires, m'avaient amené à proposer d'appliquer ces outils à la rhéophysique des fluides complexes. C'est pourquoi, dans un premier temps, j'ai mis au point une technique ultrasonore pour mesurer des profils de vitesse dans des fluides complexes sous *cisaillement*. Cette technique est venue compléter le montage de vélocimétrie par diffusion dynamique de la lumière mis en place par Jean-Baptiste Salmon, Annie Colin et Bernard Pouligny et auquel j'ai également contribué. À l'aide de ces deux dispositifs, nous avons pu caractériser localement l'écoulement de divers fluides complexes et mettre en évidence un certain nombre de comportements généraux ou plus spécifiques. Le premier chapitre présente succinctement les deux techniques et quelques résultats importants, tout en insistant sur leurs implications pour mes recherches futures.

La contrainte de cisaillement est le moyen le plus couramment utilisé au laboratoire pour déplacer un fluide complexe loin de l'équilibre thermodynamique. De plus, c'est sans doute le type d'écoulement simple le plus souvent rencontré dans les applications (écoulements dans des conduites, mélange, etc.). Toutefois, une étude du comportement d'un fluide complexe dans d'autres types d'écoulements peut s'avérer très fructueuse. Diverses équipes s'intéressent déjà au cas des écoulements élongationnels qui interviennent dans des applications aussi diverses que l'extrusion de polymères, l'enrobage ou la pulvérisation [40, 142]. J'ai choisi d'examiner la réponse d'une couche de fluide complexe à des *vibrations mécaniques verticales*. En effet, dans un fluide simple, une modulation verticale du champ de gravité conduit à la déstabilisation du fluide initialement au repos : on assiste à la formation d'ondes de surface à l'interface fluide-air qui s'accompagnent de recirculations en volume sous forme de rouleaux. C'est là une instabilité classique en hydrodynamique connue sous le nom d'"instabilité de Faraday". Au-dessus du seuil d'instabilité, ces ondes de surface forment des motifs stationnaires qui dépendent du fluide, de l'excitation et de la géométrie de l'expérience (lignes, cercles, carrés, hexagones, spirales, etc.). Je me suis naturellement demandé comment cette instabilité était modifiée dans un fluide complexe présentant un couplage microstructure-écoulement. Le deuxième chapitre est ainsi consacré aux premiers résultats obtenus sur une solution de "micelles géantes" soumise à des vibrations verticales.

Ce deuxième chapitre est nettement plus court que le premier : plutôt qu'un ensemble de résultats définitifs, il présente des travaux en cours et décrit les directions dans lesquelles je souhaite orienter mes recherches. Enfin, le chapitre de conclusion résume ma démarche et l'illustre une dernière fois avec un travail qui débute sur la déformation d'interfaces fluides par pression de radiation acoustique. Les annexes rassemblent curriculum vitae, liste de publications et tirés à part des articles dont ce mémoire retrace les principaux éléments.

Chapitre 1

Fluides complexes sous cisaillement

Dans ce chapitre, je montrerai comment des mesures locales de vitesse peuvent apporter des éléments de réponse aux nombreuses questions soulevées par le comportement d'un fluide complexe sous l'effet d'un écoulement de cisaillement. Je rappellerai d'abord quelques bases de la rhéologie non-linéaire. Puis, grâce à quelques exemples tirés de la littérature, je montrerai que contrairement à un fluide simple, un fluide complexe peut conduire à des écoulements inhomogènes et non-stationnaires même sous l'effet d'un faible champ de force uniforme et constant. Ces comportements surprenants se révèlent assez généraux dès que l'écoulement est susceptible de modifier la microstructure du fluide. Après avoir décrit nos deux techniques de mesures locales, je présenterai quelques résultats sur des systèmes connus pour présenter de tels comportements caractéristiques d'un *couplage microstructure-écoulement*.

1.1 Position du problème

Rhéologie non-linéaire

Pour étudier la réponse d'un fluide complexe sous écoulement, on utilise le plus souvent un écoulement de cisaillement simple et permanent : le fluide est soumis à un gradient de vitesse homogène et constant selon la direction dite du "gradient de vitesse". La figure 1.1(a) reproduit la situation idéale d'un échantillon confiné entre deux plans infinis et soumis à un gradient de vitesse $\dot{\gamma} = \partial v_y / \partial x$ uniforme dans l'espace et constant dans le temps. Le schéma de la figure 1.1(a) est invariant par translation selon les directions y et z dites de la vitesse et de la vorticité respectivement. $\dot{\gamma}$ est aussi appelé le *taux de cisaillement* ("shear rate" en anglais).

Soit σ la contrainte de cisaillement¹ (ou contrainte tangentielle ou "shear stress" en anglais) subie par l'échantillon et définie comme la force exercée sur le fluide selon la direction y par unité de surface perpendiculaire à x . La *viscosité de cisaillement* du fluide est alors donnée par

$$\eta = \frac{\sigma}{\dot{\gamma}}. \quad (1.1)$$

¹ Par souci de simplicité, nous n'entrons pas dans les détails du formalisme tensoriel (tenseurs des contraintes et des taux de déformation) et nous introduisons directement les quantités pertinentes expérimentalement σ , $\dot{\gamma}$ et η .

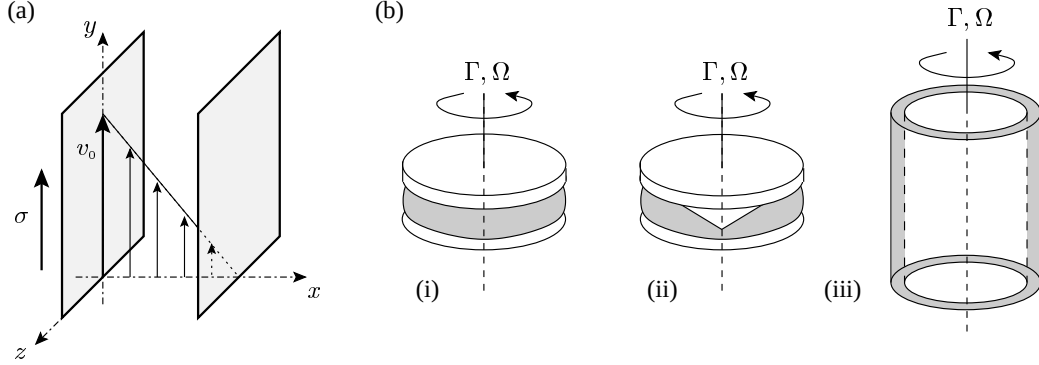


FIG. 1.1 – (a) Écoulement de cisaillement simple. (b) Géométries utilisées en rhéologie : (i) cellule plan-plan, (ii) cône-plan et (iii) Couette cylindrique. L'échantillon est représenté en gris.

Pour un fluide simple comme de l'eau, cette viscosité est indépendante du taux de cisaillement et de la contrainte appliquée. On parle de comportement *newtonien*. En revanche, pour un fluide complexe et à cause du couplage microstructure-écoulement, η dépend de $\dot{\gamma}$ et de σ : selon la force que l'on applique sur le matériau, celui-ci peut être plus ou moins visqueux. Ce comportement est qualifié de *non-newtonien*. Dans le cas le plus fréquent, la viscosité décroît continûment avec le taux de cisaillement ou la contrainte : le fluide est *rhéofluidifiant* (“shear-thinning” en anglais). La “courbe d'écoulement” $\sigma(\dot{\gamma})$ se présente alors souvent sous la forme d'une loi de puissance $\sigma = A\dot{\gamma}^n$ avec $n < 1$, soit une viscosité $\eta = A\dot{\gamma}^{n-1}$ décroissante avec $\dot{\gamma}$. Toutefois, on trouve aussi des cas où la viscosité du système augmente lorsqu'on lui applique des contraintes croissantes. Un tel matériau est qualifié de *rhéoépaississant* (“shear-thickening” en anglais). Enfin, on parle de *thixotropie* lorsque la viscosité dépend de l'histoire de l'échantillon. Par exemple, un gel peut avoir vu sa structure détruite par l'application d'un fort cisaillement mais “repandre” après un certain temps si le cisaillement est diminué [34].

L'étude de la viscosité en fonction de $\dot{\gamma}$ ou de σ constitue la base de la *rhéologie non-linéaire*.² En pratique, la situation idéale de la figure 1.1(a) est impossible à réaliser. Pour approcher au mieux un cisaillement uniforme dans un échantillon de volume fini, on utilise des géométries à symétrie cylindrique (cellules plan-plan, cône-plan ou Couette cylindrique) : comme le montre la figure 1.1(b), l'échantillon est confiné entre une pièce mobile (rotor) et une pièce fixe (stator) et les mesures consistent en un enregistrement de la vitesse de rotation du rotor Ω et du couple Γ exercé par l'échantillon sur le rotor. Ω et Γ sont proportionnels respectivement à $\dot{\gamma}$ et σ , les facteurs de proportionnalité dépendant de la géométrie utilisée. À partir des enregistrements de Ω et Γ , le “rhéomètre” ainsi constitué peut donc fournir la viscosité η éventuellement en fonction du temps.

Dans le cadre de mon projet, je me suis limité à la géométrie de Couette où l'échantillon est confiné entre deux cylindres concentriques. Même si le taux de cisaillement et la contrainte

² La rhéologie non-linéaire traite des “grandes” déformations donc, en particulier, des écoulements cisailés qui déplacent le système loin de l'équilibre. Au chapitre suivant, nous aurons l'occasion de revenir sur la rhéologie linéaire qui s'intéresse aux “petites” déformations autour de l'équilibre (cf. paragraphe 2.2.2).

n'y sont pas strictement uniformes, c'est la géométrie la plus pratique pour mettre en place un dispositif de mesure du profil de vitesse au sein de l'échantillon. La figure 1.2(a) rassemble les notations utilisées dans ce mémoire et dans les articles présentés en annexe. Le cylindre intérieur de rayon R_1 est mobile (rotor) alors que le cylindre extérieur de rayon R_2 est fixe (stator). La direction du gradient de vitesse correspond à la direction radiale $\mathbf{e}_r$. On notera $x = r - R_1$ la distance au rotor selon $\mathbf{e}_r$. L'équivalent de la vitesse $v_y(x)$ introduite ci-dessus est alors la vitesse selon la direction $\mathbf{e}_\theta$ ou "vitesse tangentielle" $v_\theta(r)$ que nous noterons plus simplement $v(r)$ ou $v(x)$ dans la suite. En coordonnées cylindriques, le taux de cisaillement est donné par $\dot{\gamma} = r\partial(v/r)/\partial r$. Enfin, lorsque l'entrefer $e = R_2 - R_1$ est suffisamment faible devant R_1 , on peut négliger la courbure de la cellule de Couette et considérer que la contrainte est homogène sur tout l'entrefer.

Des écoulements inhomogènes et non-stationnaires

La relation (1.1) sur laquelle se fonde la rhéologie non-linéaire repose sur deux hypothèses fondamentales : (i) le taux de cisaillement est homogène au sein de l'échantillon et (ii) l'écoulement est indépendant du temps. Cette situation est schématisée dans la figure 1.2(a) qui montre, en vue de dessus, le profil de vitesse homogène attendu dans le cas d'un fluide newtonien : la vitesse $v(x)$ décroît linéairement de la vitesse v_0 de la paroi mobile en $x = 0$ à $v = 0$ au stator (i.e. en $x = e$). En toute rigueur, il faut aussi pouvoir négliger l'inertie dans l'analyse. En général, cette approximation ne pose pas de problème puisque les nombres de Reynolds $Re = \rho v e / \eta$ mis en jeu dans les expériences de rhéologie restent faibles devant 1. En effet, on a typiquement $\rho \simeq 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$, $v \simeq 100 \text{ mm.s}^{-1}$, $e \simeq 1 \text{ mm}$ et $\eta \simeq 1 \text{ Pa.s}$ soit $Re \simeq 0.1$. Nos expériences seront donc menées nettement en dessous du seuil d'instabilités inertielles du type Taylor-Couette [134].

Toutefois, dans le domaine des fluides complexes, la littérature abonde en exemples où le fluide ne reste pas homogène sous cisaillement. Comme nous l'avons souligné en introduction, le cisaillement peut modifier la microstructure du fluide et conduire à l'apparition de phases induites de viscosités très différentes de celle du fluide à l'équilibre. Même pour des entrefers de l'ordre du millimètre et pour des forces appliquées uniformes, constantes et relativement faibles, on a pu observer des écoulements inhomogènes et non-stationnaires. L'origine d'une telle structuration spatiale et de la dynamique temporelle de ces écoulements représente, à l'heure actuelle, un des enjeux majeurs des recherches sur les fluides complexes.

La figure 1.2(b) présente trois cas typiques de profils de vitesse attendus dans les fluides complexes. Le cas (i) correspond au cas où deux phases de viscosités différentes coexistent : la contrainte étant supposée uniforme dans l'entrefer, la phase visqueuse (près du stator) supporte un cisaillement plus faible que la phase fluide (près du rotor), ce qui conduit à un profil de vitesse présentant deux *bandes de cisaillement*. C'est le cas du "shear-banding" dans la direction du gradient de vitesse. Nous en verrons plusieurs exemples aux paragraphes 1.5.2 et 1.5.3. Cette situation est prédite théoriquement dans le cas des "micelles géantes" en régime semi-dilué ou concentré [30, 102]. Expérimentalement, la coexistence entre un état de micelles alignées et un état enchevêtré a été observée en biréfringence dans une cellule de Couette par Decruppe *et al.* (cf. figure 1.3) [25, 39, 82, 83].

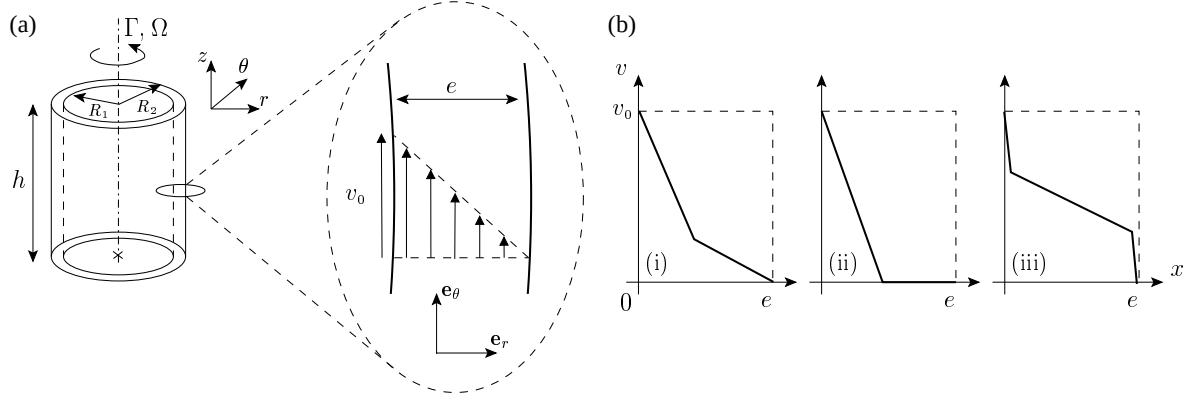


FIG. 1.2 – (a) Schéma de la cellule de Couette utilisée dans nos expériences et agrandissement de l’entrefer en vue de dessus dans le cas d’un écoulement homogène. (b) Exemples de profils de vitesse inhomogènes en géométrie de Couette. (i) Bandes de cisaillement ou “shear-banding” : deux bandes supportant des taux de cisaillement différents coexistent dans l’entrefer. (ii) Blocage ou “jamming” : une partie du fluide est bloquée (“jammed” en anglais) alors que le reste de l’échantillon est cisailé. (iii) Glissement : la présence de deux films de lubrification très fortement cisailés conduit à un glissement apparent aux parois.

Le cas (ii) de la figure 1.2(b) présente un cas extrême de “shear-banding” où la phase fortement visqueuse ne coule pas (viscosité infinie). Le profil de vitesse présente une partie cisailée et une partie où la vitesse reste constante. On parle alors de *blocage* (ou “jamming” en anglais). On rencontre cette situation dans les systèmes vitreux, les suspensions colloïdales concentrées (ou “pâtes”), les milieux granulaires ou encore les émulsions (cf. paragraphes 1.5.1 et 1.5.5) [7, 35, 99, 133]. Des observations qualitatives à l’aide de colorants ont mis en évidence ce type de comportement dans des suspensions colloïdales thixotropes et des émulsions concentrées [111, 113].

De plus, en fonction de la rugosité de la cellule, la vitesse du fluide au voisinage des parois peut être très différente de celle des parois : on parle de *glissement* (cf. cas (iii) de la figure 1.2(b)). Le glissement dans les fluides complexes pose des problèmes industriels importants et reste difficile à détecter et à mesurer quantitativement. Ce glissement s’explique habituellement par la présence de couches de lubrification aux parois dont la microstructure diffère fortement de celle du fluide en volume.³ Par exemple, dans les émulsions, un tel glissement est dû à deux très fines couches de faible viscosité où la concentration en gouttelettes d’huile est beaucoup plus faible qu’en volume et qui supportent un très fort taux de cisaillement [8, 113, 114]. Le taux de cisaillement en volume est ainsi très inférieur à celui donné simplement par v_0/e et calculé par le rhéomètre à partir de la mesure globale Ω . En calculant la viscosité selon l’équation (1.1), on peut ainsi sous-estimer la vraie viscosité de plusieurs ordres de grandeur.

³ Il est important de bien distinguer ce glissement “apparent” dans les fluides complexes du glissement “moléculaire” dans les fluides simples et qui constitue à lui seul tout un champ de la recherche actuelle.

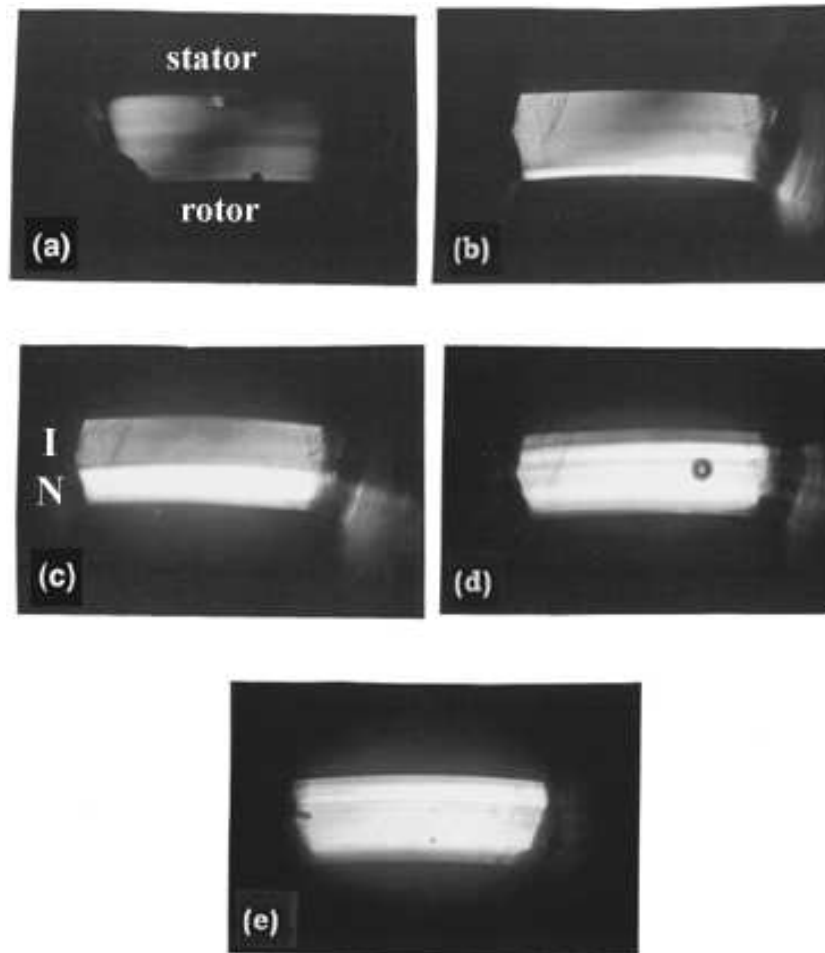


FIG. 1.3 – Solution concentrée de “micelles géantes” (CTAB- D_2O à 18 % en masse) observée entre polariseur et analyseur croisés pour des cisaillements croissants de (a) à (e). L’entrefer de 1.5 mm est vu de dessus. Une bande très brillante donc fortement biréfringente correspondant à une phase de micelles alignées (ou phase nématique, notée “N”) est nucléée à partir du rotor et envahit progressivement tout l’entrefer à mesure que le cisaillement augmente. La phase désordonnée (ou phase isotrope, notée “I”) est peu biréfringente et apparaît donc en gris foncé (d’après [25]).

Enfin, il a été constaté que ces écoulements inhomogènes s’accompagnent généralement de *phénomènes non-stationnaires*. Bien que la contrainte ou le taux de cisaillement soient maintenus constants, la viscosité enregistrée par le rhéomètre fluctue au cours du temps indiquant la présence d’un champ de vitesse non-stationnaire. Si l’“effet spurt” ou l’instabilité “en peau de requin” (“sharkskin instability” en anglais) qui accompagnent l’extrusion de polymères sont bien documentées depuis une trentaine d’années ainsi que les instabilités aux parois de type “stick-slip” [40, 45, 101, 109], des oscillations spontanées de la viscosité $\eta(t)$ ainsi que des réponses plus complexes évoquant des signaux chaotiques ont été observées au voisinage de transitions de structure induites par le cisaillement et soulèvent de nombreuses questions quant à leur origine et leur interprétation [5, 70, 74, 85, 138, 139]. Les figures 1.4 et 1.5 montrent des exemples typiques de réponses rhéologiques fortement non-stationnaires rencontrées dans nos fluides complexes. Notons d’ores et déjà la très vaste gamme d’échelles de temps mise en jeu dans ces dynamiques allant de moins d’une seconde à plusieurs heures.

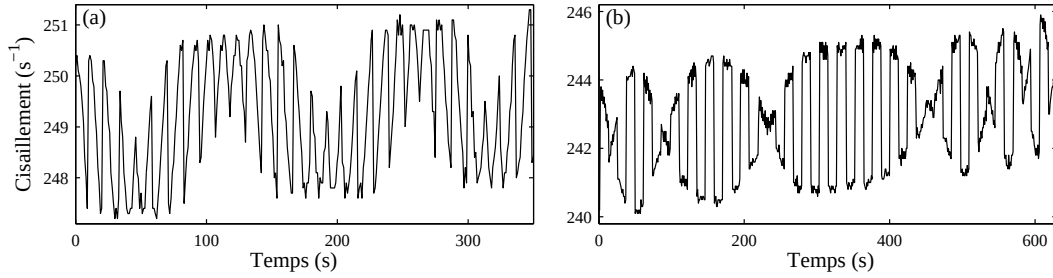


FIG. 1.4 – Réponse du cisaillement $\dot{\gamma}(t)$ dans une solution de “micelles géantes” (MTAB–NaSal dans l’eau) à contrainte imposée (a) $\sigma = 100$ et (b) $\sigma = 103$ Pa (collaboration A. Ponton, LBHP).

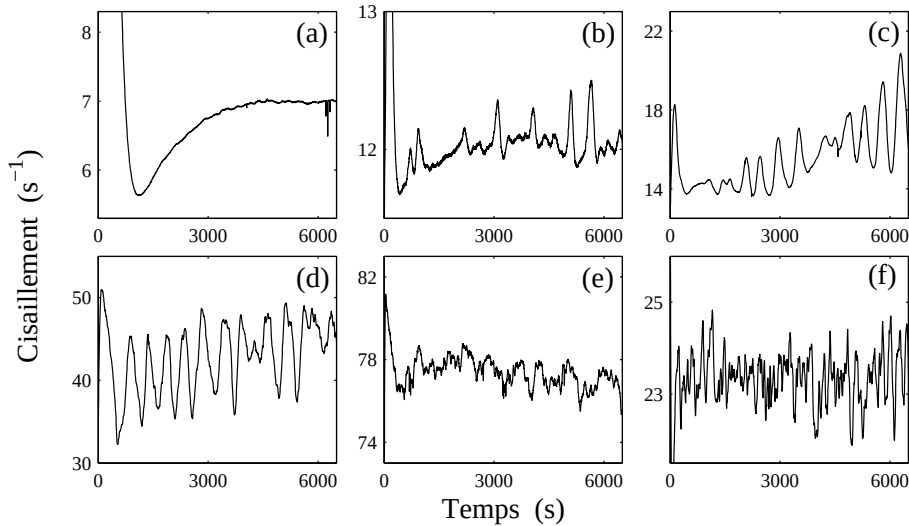


FIG. 1.5 – Réponse du cisaillement $\dot{\gamma}(t)$ dans une phase lamellaire SDS–octanol–eau salée à contrainte imposée (a) $\sigma = 13$, (b) $\sigma = 15.5$, (c) $\sigma = 16$, (d) $\sigma = 17$, (e) $\sigma = 18.5$ et (f) $\sigma = 16$ Pa (d’après [118]).

Dans le cas d'écoulements inhomogènes et/ou non-stationnaires, une description moyenne de l'état du fluide est donc très insuffisante et les mesures globales fournies par un rhéomètre peuvent prêter à confusion. Pour mieux comprendre ces écoulements, nous avons donc proposé d'effectuer des mesures locales du champ de vitesse dans un fluide complexe sous cisaillement. Pour cela, nous avons développé deux techniques différentes : la diffusion dynamique de la lumière et la vélocimétrie ultrasonore. Avant d'en donner une description, nous examinons rapidement l'état de l'art sur la question des mesures locales de vitesse en rhéologie.

1.2 État de l'art sur les mesures locales de vitesse

Les exemples ci-dessus ont montré que des mesures précises résolues à la fois en espace et en temps s'avèrent cruciales pour comprendre le comportement d'un fluide complexe sous cisaillement. Si elle donne accès à une image qualitative de l'écoulement, l'injection de colorant ne permet pas de mesure quantitative et reste trop intrusive. Les techniques non-intrusives utilisées classiquement pour estimer le champ de vitesse dans un fluide complexe cisailé peuvent être regroupées en deux catégories selon qu'elles utilisent (i) l'interaction d'une onde lumineuse avec le fluide ou avec des particules suivant l'écoulement ou (ii) l'interaction d'un champ magnétique avec le matériau.

Techniques optiques

Les techniques optiques sont de deux types : suivi de particules ou diffusion de lumière. La technique de *suivi de particules* ("particle tracking" en anglais ou "Particle Imaging Velocimetry", PIV) consiste à filmer directement des marqueurs, réfléchissants ou fluorescents, introduits dans le fluide et à calculer leur vecteur déplacement en comparant deux images successives. Si l'on suppose que ces marqueurs suivent effectivement l'écoulement (hypothèse de traceurs passifs ou lagrangiens), on remonte alors à une image du champ de vitesse avec une très bonne résolution temporelle lorsqu'on utilise une caméra rapide. La PIV a été utilisée pour mettre en évidence des écoulements inhomogènes dans des solutions rhéoépaississantes de "micelles géantes" diluées [73], des "microgels" [95], des pâtes granulaires [7] ou encore lors de l'extrusion de fondus de polymères [101].

Toutefois, le suivi de particules n'est possible que dans un fluide transparent et à condition de bien contrôler l'ensemencement par les marqueurs. Or, en général, les fluides complexes diffusent la lumière voire sont complètement opaques. Si le fluide ne diffuse pas trop la lumière (régime de *diffusion simple*), on peut tirer profit de ce phénomène pour mesurer la vitesse locale. En effet, sous écoulement, la lumière diffusée subit un petit décalage en fréquence appelé "décalage Doppler" et lié à la vitesse des diffuseurs. En faisant interférer cette lumière diffusée avec un faisceau de référence ou avec de la lumière diffusée dans une autre direction, on peut mesurer ce décalage Doppler et remonter à la vitesse locale [12, 37, 143]. C'est le principe de la vélocimétrie laser Doppler ("Laser Doppler Velocimetry", LDV) et de la technique de diffusion dynamique hétérodyne de la lumière ("Dynamic Light Scattering", DLS) présentée au paragraphe 1.3.

Largement répandue dans l'étude des fluides simples, en turbulence par exemple, la LDV

a été peu employée dans le domaine de la rhéologie des fluides complexes sauf dans des écoulements élongationnels. En effet, la LDV nécessite de croiser deux faisceaux laser précisément au sein de l'échantillon pour récupérer l'interférence des deux faisceaux lumineux diffusés sous des angles différents. Elle est donc difficile à mettre en œuvre dans une géométrie courbée de type Couette et nous lui avons préféré la DLS où l'interférence est réalisée à l'extérieur de l'échantillon.

Résonance magnétique nucléaire

Depuis une dizaine d'années, diverses équipes utilisent la résonance magnétique nucléaire ("Nuclear Magnetic Resonance", NMR) pour obtenir des images du champ de vitesse sous cisaillement en géométrie cône-plan, en géométrie de Couette et dans des conduites [24, 35, 59, 86]. L'équipe de P. Callaghan a ainsi mis en évidence pour la première fois l'existence d'écoulements inhomogènes dans des solutions semi-diluées et concentrées de "micelles géantes" sous cisaillement [86, 87]. La figure 1.6 montre deux exemples de profils de vitesse inhomogènes mesurés par NMR.

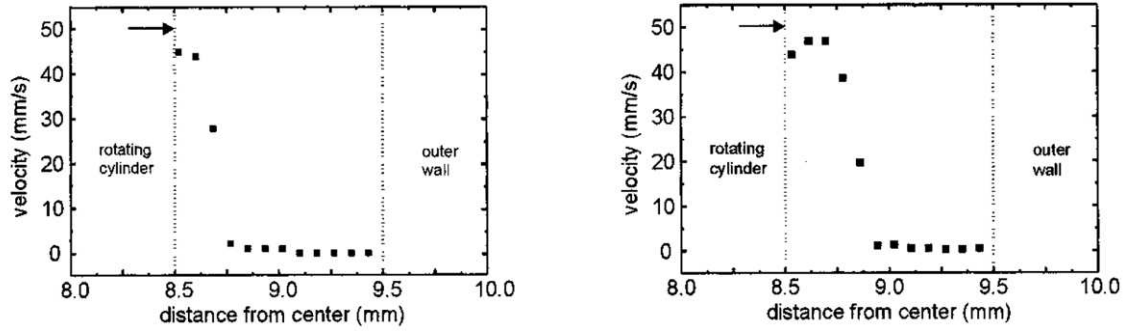


FIG. 1.6 – Profils de vitesse obtenus par NMR en géométrie de Couette dans une solution concentrée de "micelles géantes" (CTAB-D₂O à 20 % en masse). Le cisaillement est imposé à $\dot{\gamma} = 51 \text{ s}^{-1}$ et la température vaut 40°C (à gauche) et 39°C (à droite). L'acquisition d'un profil de vitesse prend environ une heure (d'après [52]).

En exploitant les données NMR pour en déduire la structure locale du fluide,⁴ Callaghan *et al.* disposent en principe d'une caractérisation rhéophysique complète de leur fluide : rhéologie, microstructure et champ de vitesse [22, 23]. La NMR donne aussi accès à un grand nombre de fluides complexes : pâtes granulaires, émulsions, suspensions colloïdales concentrées, etc. [35, 60, 61].

Toutefois, la NMR possède plusieurs inconvénients de taille. Tout d'abord, la NMR est une technique coûteuse et contraignante. En particulier, elle interdit la présence de pièces métalliques dans l'entrefer des aimants qui fournissent le champ magnétique. La mesure simultanée des données de vitesse et des données rhéologiques à l'aide d'un rhéomètre est donc en général impossible. Cela ne sera pas le cas des deux techniques présentées ci-dessous.

⁴ Plus précisément, le signal NMR peut être analysé pour en déduire un paramètre d'ordre local caractérisant l'alignement des micelles.

D'autre part, l'obtention d'une image du champ de vitesse avec une résolution spatiale de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$ nécessite environ une heure. Une telle résolution temporelle est trop faible pour pouvoir étudier la dynamique des écoulements et peut compliquer l'analyse des résultats. Par exemple, dans les expériences de Callaghan *et al.*, la question reste ouverte de savoir si les zones fortement cisailées correspondent effectivement à des micelles alignées ou non à cause d'éventuelles fluctuations de la vitesse [51, 52, 72]. Si, au lieu d'enregistrer des images, on limite l'acquisition de données à des profils de vitesse, on peut obtenir une résolution temporelle nettement meilleure au détriment de la résolution spatiale : un profil par seconde pour une résolution spatiale de l'ordre de $200\ \mu\text{m}$ [17, 66].

1.3 Vélométrie par diffusion dynamique de la lumière

À mon arrivée au CRPP en octobre 2001, Jean-Baptiste Salmon entamait sa deuxième année de thèse sous la direction d'Annie Colin et de Didier Roux. Les dynamiques oscillantes observées dans la réponse rhéologique d'une phase lamellaire formulée au laboratoire les avaient incités à envisager la possibilité d'un écoulement inhomogène. Pour tester cette hypothèse, ils avaient conçu une expérience de diffusion dynamique de la lumière sous cisaillement en collaboration avec Bernard Pouligny. Pour financer la fin de l'achat du matériel nécessaire à cette expérience ainsi que mon propre montage de vélocimétrie ultrasonore, j'ai rédigé un projet intitulé "Écoulements de fluides complexes" qui a été financé à hauteur de 236 kEuros sur deux ans par le CNRS et la Région Aquitaine. Avec Jean-Baptiste Salmon, nous avons ensuite mis en place au printemps 2002 le dispositif de diffusion de lumière décrit ci-dessous.

Dans le domaine des fluides complexes, la diffusion dynamique de la lumière (DLS) a été utilisée pour la première fois dans les années 1980 en géométrie *homodyne* : en analysant la fonction d'autocorrélation de l'intensité diffusée sous cisaillement, on remonte à une mesure du cisaillement local [1, 56]. En géométrie *hétérodyne*, la DLS permet de mesurer localement la vitesse d'un fluide diffusant la lumière : on fait interférer l'onde lumineuse diffusée par le milieu avec un faisceau lumineux de référence n'ayant pas traversé l'échantillon [12]. L'intensité $I(t)$ résultant de cette interférence est recueillie par un tube photo-multiplicateur ("photo-multiplier tube", PMT). Comme nous l'avons rappelé plus haut, le mouvement des diffuseurs dans le volume diffusant, défini par l'intersection du faisceau incident et du faisceau diffusé, induit un décalage Doppler $\delta\nu$ sur la fréquence de l'onde diffusée. Ce décalage Doppler est donné par $\delta\nu = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}$, où $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_d$ est le vecteur d'onde de diffusion ($\mathbf{k}_i$ et $\mathbf{k}_d$ sont les vecteurs d'onde incident et diffusés respectivement) et $\mathbf{v}$ est le vecteur vitesse moyen des diffuseurs dans le volume diffusant. Grâce à un corrélateur numérique, on calcule ensuite la fonction d'autocorrélation $C(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle$ de l'intensité détectée par le PMT. L'analyse de la fonction de corrélation permet de remonter à la vitesse du fluide moyennée sur un volume diffusant d'environ $50\ \mu\text{m}$ de côté.

Plus précisément, on peut montrer que la fonction d'autocorrélation $C(\tau)$ oscille en fonction du décalage temporel τ à la fréquence Doppler $\delta\nu$. La figure 1.7 montre un schéma simplifié de notre montage de DLS ainsi qu'un exemple de fonction d'autocorrélation mesurée dans une émulsion cisailée. Le rhéomètre (AR1000N, TA Instruments) est monté sur une table méca-

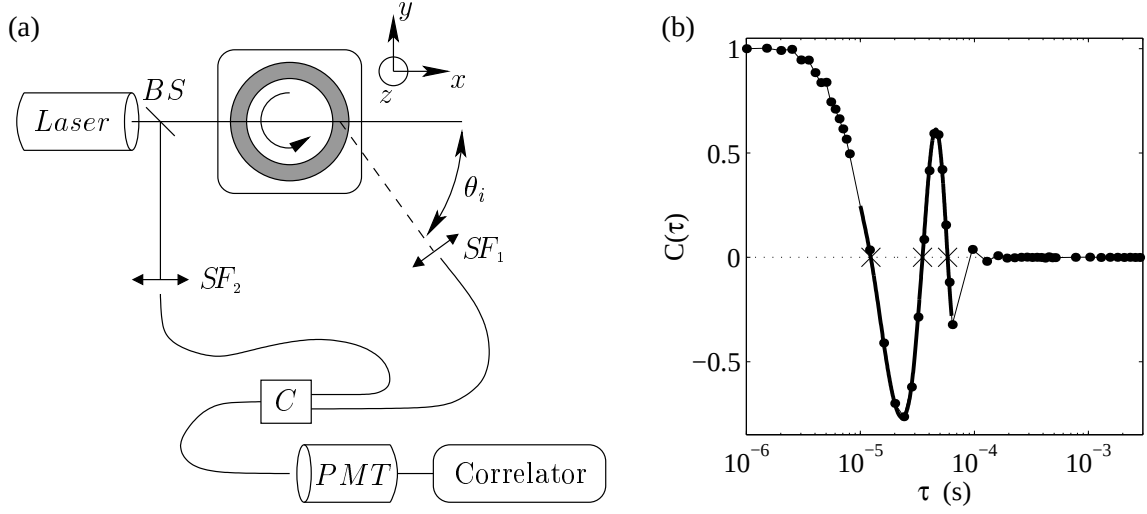


FIG. 1.7 – (a) Dispositif de diffusion dynamique de la lumière en vue de dessus. Le faisceau de référence est prélevé sur le faisceau incident par une lame à faces parallèles (“beam splitter”, BS). De même que le faisceau diffusé, il est injecté dans une fibre optique monomode via un filtre spatial (“spatial filter”, SF). C désigne le coupleur de fibres monomodes où est réalisée l’interférence. (b) Fonction d’autocorrélation $C(\tau)$ mesurée dans une émulsion cisillée à $\dot{\gamma} = 10 \text{ s}^{-1}$. La fréquence d’oscillation $\delta\nu$ est mesurée à partir des annulations de $C(\tau)$ déterminées par interpolation (en gras) et repérées par des $\times$.

nique dont les déplacements dans les trois directions de l’espace sont contrôlés au micromètre près. La cellule de Couette en plexiglas (transparent et lisse), en gris sur la figure 1.7(a), est thermostatée par une circulation d’eau autour du stator sur une épaisseur de 3 mm. Moyennant une procédure de calibration minutieuse qui permet de s’affranchir des effets de réfraction liés à la courbure de la cellule et de connaître exactement la position du volume diffusant dans l’entrefer ainsi que l’angle de diffusion θ_i , on remonte à une mesure “ponctuelle” de la vitesse du fluide (au sens de “moyennée sur environ $50 \mu\text{m}$ ”).

Pour obtenir un profil complet de la vitesse à travers l’entrefer, il est ensuite nécessaire de déplacer le rhéomètre pour sélectionner un “point” différent dans l’entrefer. C’est là l’inconvénient majeur de la technique puisque ce déplacement mécanique limite considérablement la *résolution temporelle*. En effet, s’il faut quelques secondes pour obtenir une mesure de vitesse, l’établissement d’un profil complet constitué d’une trentaine de points prend une à deux minutes. Ainsi, les dynamiques mesurables par DLS sont nécessairement “lentes” : des fluctuations plus rapides que la minute ne sont pas accessibles par cette technique. La *résolution spatiale*, quant à elle, est donnée par la taille du volume diffusant soit environ $50 \mu\text{m}$.

Enfin, il est important de noter que la DLS ne s’applique pas aux échantillons fortement diffusants ni opaques. Dans ces cas, la localisation spatiale est perdue par diffusion multiple. De plus, pour un échantillon transparent ou trop faiblement diffusant, il est nécessaire d’ensemencer le système par des diffuseurs. En général, un ajout de particules colloïdales en faible quantité (1 % en masse de particules de diamètre 30 nm, Ludox, Aldrich) permet d’obtenir

une intensité diffusée suffisante sans affecter le comportement rhéologique du fluide. Pour plus de détails techniques concernant la DLS (optique, calibration, etc.), nous renvoyons le lecteur à la référence [124] reproduite en annexe [P1].⁵

1.4 Vélométrie ultrasonore

Les limitations de la DLS m'ont conduit à développer une technique complémentaire pour mesurer localement la vitesse dans un fluide complexe cisailé : la vélocimétrie ultrasonore. En effet, les ondes acoustiques représentent une technique de mesure non-intrusive employée couramment dans le domaine biomédical. À haute fréquence (ultrasons), elles permettent de sonder des milieux biologiques sur des tailles de l'ordre du centimètre et d'obtenir des images échographiques souvent décisives en termes de diagnostic. En hydrodynamique, les ultrasons peuvent être utilisés pour mesurer la vitesse de particules en suspension : le mouvement des diffuseurs induit un déplacement des échos ultrasonores et l'on peut alors réaliser un "suivi acoustique de particules" analogue à la PIV optique [75]. Par exemple, grâce au signal réfléchi par les globules rouges, les ultrasons permettent désormais de mesurer précisément la vitesse des écoulements sanguins dans le corps humain pour détecter d'éventuelles maladies cardiovasculaires [20, 32].

J'ai donc proposé d'adapter les techniques échographiques de vélocimétrie au cas des fluides complexes sous écoulement de cisaillement. Plus précisément, j'ai adapté une technique de vélocimétrie ultrasonore introduite il y a une quinzaine d'années [21, 54, 131] à nos situations expérimentales. Les fréquences f utilisées dans les techniques usuelles de vélocimétrie ultrasonore sont de l'ordre du mégahertz et offrent une résolution spatiale $\lambda = c_0/f$ de l'ordre du millimètre, où $c_0 \simeq 1500 \text{ m.s}^{-1}$ est la vitesse du son dans le milieu et λ la longueur d'onde [104]. Or, les tailles mises en jeu dans nos expériences de rhéologie sont de l'ordre du millimètre, dimension caractéristique de l'entrefer d'une cellule de Couette. Pour obtenir une information locale sur une distance d'environ 1 mm avec une résolution suffisante, il faut donc utiliser des ultrasons de très haute fréquence [16, 49]. Malheureusement, l'atténuation des ultrasons, déjà importante à basse fréquence dans des fluides viscoélastiques, augmente fortement avec la fréquence, ce qui entraîne une rapide dégradation du rapport signal à bruit. Le meilleur compromis entre résolution et atténuation se situe autour d'une fréquence de 50 MHz. On obtient alors une résolution spatiale de l'ordre de 30 μm compatible avec l'étude des fluides complexes à l'échelle mésoscopique.

Comme pour la DLS, le montage consiste en un rhéomètre commercial (AR1000, TA Instruments) autour duquel est installé le dispositif de mesure. Là encore, nous pourrions accéder aux données rhéologiques enregistrées *simultanément* aux profils de vitesse. Ce point s'avèrera crucial lorsqu'il s'agira de corréler rhéologie et champ de vitesse et d'en interpréter les fluctuations temporelles respectives. La référence [89] présentée en annexe [P2] rassemble tous les aspects techniques de notre "rhéo-vélocimètre ultrasonore" pour lequel un brevet a été déposé en 2003 [88]. Ci-dessous, nous en résumons le principe et les caractéristiques.

⁵ La numérotation "Pn" renvoie à mes articles dans des revues à comité de lecture listés en annexe dans les sections "Liste de publications" et "Publications récentes".

Principe de la vélocimétrie ultrasonore

La figure 1.8 montre le dispositif ultrasonore installé autour du rhéomètre. Un transducteur piézo-polymère (Panametrics PI 50-2) commandé par un module pulseur-récepteur à large bande (Panametrics 5900PR) envoie des impulsions ultrasonores centrées autour de $f = 36$ MHz. Ces impulsions sont très courtes et durent typiquement une période acoustique. Le transducteur fonctionne en émission comme en réception. Il est immergé dans une cuve remplie d'eau distillée qui permet à la fois la transmission acoustique vers la cellule de Couette et la thermostatisation du fluide. Les impulsions ultrasonores sont focalisées au milieu de l'entrefer comme le montre la figure 1.9. Les résolutions axiale et transverse sont respectivement de $30\text{ }\mu\text{m}$ et $65\text{ }\mu\text{m}$ sur une profondeur de champ d'environ 1 mm .

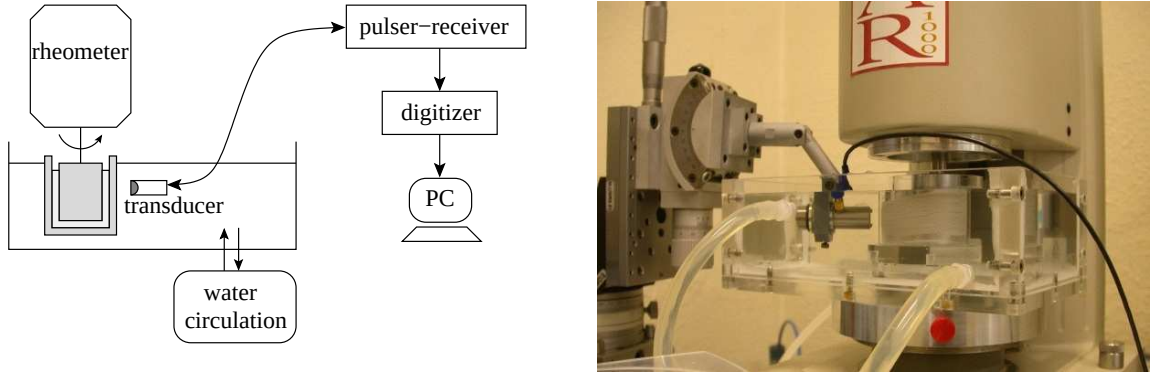


FIG. 1.8 – Schéma général et photographie du dispositif de vélocimétrie ultrasonore.

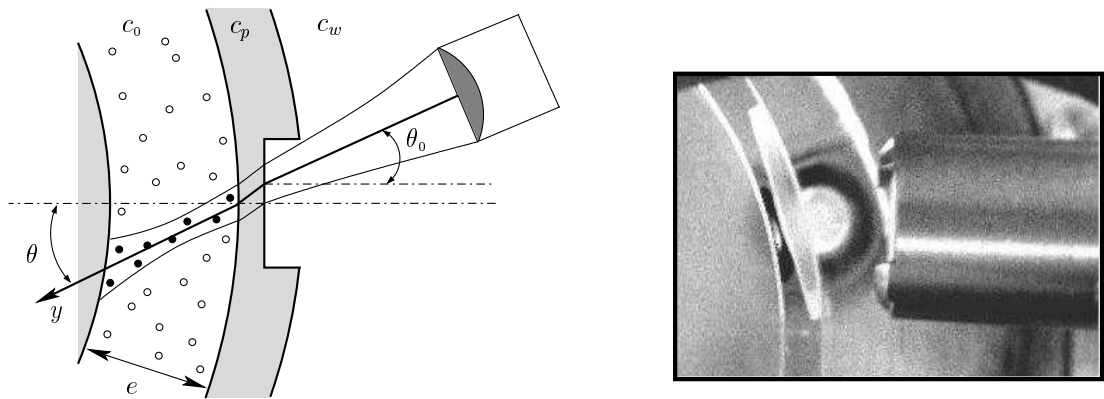


FIG. 1.9 – Arrangement expérimental du transducteur ultrasonore par rapport à la cellule de Couette. c_0 , c_p et c_w sont les vitesses du son respectivement dans le fluide complexe, le plexiglas et l'eau. Les points (●) indiquent schématiquement les inhomogénéités situées dans le faisceau ultrasonore et qui contribuent au signal rétrodiffusé. À droite, la photographie montre le transducteur et le stator vus de dessus une fois le rotor relevé.

Les impulsions ultrasonores traversent le stator en plexiglas via une fenêtre d'épaisseur minimale 0.5 mm et pénètrent dans le fluide sous une incidence $\theta \simeq 15^\circ$ (cf. figure 1.9). A l'intérieur du fluide, les ultrasons sont diffusés par des inhomogénéités de compressibilité ou de densité. Ces inhomogénéités peuvent être dues à la microstructure du fluide ou introduites artificiellement pour augmenter le contraste acoustique. Comme en DLS, il faut non seulement qu'elles soient suffisantes pour donner lieu à un signal mesurable, mais aussi qu'elles restent en quantité relativement faible pour éviter la diffusion multiple [110].

Considérons le cas d'une *impulsion unique* se propageant dans la cuve, puis à travers le stator et enfin dans un milieu diffusant. Après un certain délai t_0 correspondant à la propagation à travers l'eau et le plexiglas, le transducteur commence à recevoir des échos ultrasonores dus à la diffusion par les premières inhomogénéités rencontrées. Au fur et à mesure de sa propagation, l'impulsion ultrasonore est diffusée par des inhomogénéités situées de plus en plus loin du stator qui donnent lieu à des échos arrivant de plus en plus tard.

Ainsi, dans l'hypothèse d'une *diffusion simple*, le signal de pression rétrodiffusé et reçu sur le transducteur à l'instant t s'interprète comme la contribution des particules situées à une distance $y = c_0(t - t_0)/2$, où y est la distance au stator le long du faisceau ultrasonore et t_0 le temps de propagation à travers l'eau et le plexiglas.⁶ Un tel signal rétrodiffusé est appelé "speckle ultrasonore". Le signal reçu par le transducteur est alors numérisé par une carte d'acquisition rapide (Acqiris DP235) et stocké dans un ordinateur.

La figure 1.10(a) montre un signal de speckle typique $p(t)$ correspondant à une impulsion unique rétrodiffusée par une suspension diluée de sphères de polystyrène. L'entrefer de la cellule de Couette correspond aux temps d'arrivée compris entre $t \simeq 13.5 \mu\text{s}$ (stator) et $t \simeq 15.0 \mu\text{s}$ (rotor). On voit donc qu'en enregistrant le signal temporel résultant d'une seule impulsion ultrasonore, on récupère une information spatiale sur la répartition des diffuseurs dans l'entrefer. Cette correspondance temps-espace est à la base des techniques d'échographie ultrasonore où, contrairement aux techniques optiques comme la DLS, on tire profit du fait que la *phase* d'une onde acoustique est facilement mesurable.

Lorsque le fluide est soumis à un écoulement, le speckle change sous l'effet du déplacement des diffuseurs. La figure 1.10(b) montre un agrandissement sur quatre périodes acoustiques des signaux de speckle reçus pour *deux impulsions successives* séparées de $\Delta T = 1$ ms. Le décalage temporel δt des deux signaux reçus au temps t correspond au déplacement $\delta y = c_0 \delta t / 2$ de diffuseurs situés à la position moyenne $y = c_0(t - t_0)/2$. On en déduit facilement la vitesse des diffuseurs situés en y et projetée le long de l'axe ultrasonore par $v_y = \delta y / \Delta T$.

En découpant les signaux correspondant à deux impulsions successives en petites fenêtres temporelles, on récupère facilement les décalages temporels dans chaque fenêtre par *intercorrélation* [20, 21, 68]. On mesure alors la vitesse du son c_0 indépendamment et, grâce à une calibration utilisant un fluide newtonien (pour lequel le profil de vitesse est connu), on obtient les valeurs exactes de t_0 et θ qui permettent de remonter à $v_y(y)$ dans tout l'entrefer puis au profil de vitesse $v(x)$.⁷ En effet, lorsque $e \ll R_1$, la position radiale x est donnée simple-

⁶ Au risque d'une certaine confusion, on utilise ici temporairement y pour noter l'axe ultrasonore alors qu'aux paragraphes précédents, y représentait la direction de la vitesse.

⁷ Excepté le suivi optique de particules (PIV), les techniques évoquées dans ce chapitre (NMR, DLS, USV) ne donnent accès qu'à *une* composante du vecteur vitesse projeté selon une direction particulière. Pour interpréter

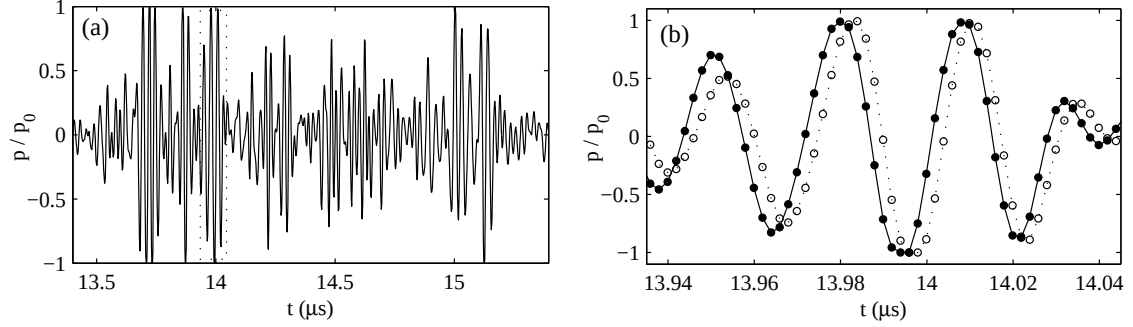


FIG. 1.10 – (a) Signal de pression rétrodiffusé par une suspension de sphères de polystyrène de diamètre 3–10 μm à 1 % en masse. L'impulsion est émise à $t = 0$. Le signal a été normalisé par l'amplitude maximale p_0 . (b) Agrandissement de la fenêtre indiquée en (a) par des pointillés. Les symboles ● correspondent au signal tracé en (a). Les symboles ○ représentent le signal reçu après une deuxième impulsion émise $\Delta T = 1$ ms plus tard. Pour pouvoir comparer les deux signaux, on a ramené les instants d'émission des deux impulsions en $t = 0$. Le déplacement des diffuseurs induit un décalage du speckle vers la droite i.e. les diffuseurs s'éloignent du transducteur. Le cisaillement imposé est $\dot{\gamma} = 25 \text{ s}^{-1}$.

ment par $x = e - y \cos \theta$ et la vitesse orthoradiale par $v(x) = v_y / \sin \theta$. Une telle technique d'intercorrélation de speckle ultrasonore est appelée “Ultrasonic Speckle Velocimetry” (USV) [91, 126] [P11, P12].

Caractéristiques de la technique USV

En principe, il suffit de deux impulsions successives pour mesurer un profil de vitesse [105]. L'intervalle de temps ΔT entre deux impulsions est ajusté en fonction des conditions expérimentales, de sorte que le déplacement des diffuseurs entre les deux impulsions reste inférieur à une longueur d'onde : $\delta y \sim v \Delta T \sim \dot{\gamma} e \Delta T \lesssim \lambda$. ΔT est donc inversement proportionnel au taux de cisaillement et expérimentalement, on a $\Delta T \simeq 1 \text{ ms}$ pour $\dot{\gamma} \simeq 10 \text{ s}^{-1}$.

En pratique, l'amplitude du speckle n'est jamais parfaitement uniforme⁸ (cf. figure 1.10(a)) et il est nécessaire de moyenner sur plusieurs intercorrélations successives pour obtenir une bonne convergence statistique des mesures. En fonction des conditions expérimentales, l'acquisition d'un profil prend 0.02 à 2 s (voire plusieurs dizaines de secondes pour les plus faibles cisaillements $\dot{\gamma} \simeq 0.01\text{--}0.1 \text{ s}^{-1}$). La résolution temporelle de la technique USV est donc nettement meilleure qu'en DLS.

Notre technique ultrasonore donne accès à une gamme de vitesses s'étendant de $1 \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ avec une résolution spatiale de l'ordre de $\lambda \simeq 40 \mu\text{m}$. Notons que la plupart des fluides complexes considérés par la suite ne possèdent pas une microstructure diffusant suffisamment

les profils de vitesse mesurés en géométrie de Couette, il faut garder à l'esprit que la vitesse tangentielle $v(x)$ est déduite de la composante mesurée en faisant l'hypothèse d'un écoulement *puremment orthoradial* : $\mathbf{v} = v(x)\mathbf{e}_\theta$.

⁸ L'amplitude du speckle est liée aux conditions d'interférence des différentes ondes rétrodiffusées par les inhomogénéités. Selon la répartition spatiale des diffuseurs dans le faisceau, ces ondes peuvent interférer destructivement. On obtient alors localement un niveau de signal trop faible pour être exploitable.

les ultrasons. Comme en DLS pour des milieux optiquement transparents, nous sommes alors conduits à ensemencer le fluide par des “agents de contraste ultrasonore” sous la forme de particules dures d’un diamètre de l’ordre de $10\ \mu\text{m}$. Même si ces particules peuvent paraître “grosses” par rapport à l’échelle mésoscopique des fluides étudiés, elles sont introduites en quantité relativement faible (1 % en masse) et nous pouvons négliger leur influence sur le comportement du fluide. Notons enfin qu’avec la technique USV, il est possible d’utiliser des cellules aux parois rugueuses. En effet, même si la cellule n’est plus optiquement transparente, les ultrasons ne sont pas affectés tant que la taille caractéristique des rugosités reste petite devant la longueur d’onde acoustique $\lambda \simeq 40\ \mu\text{m}$.

1.5 Résultats expérimentaux

Après avoir mis en place, testé et calibré les deux techniques décrites ci-dessus (DLS et USV) dans des fluides newtoniens, j’ai entamé une étude systématique de divers fluides complexes. Le tableau 1.1 rassemble les sigles utilisés pour désigner les constituants de nos systèmes. Le tableau 1.2 présente une synthèse des résultats obtenus. La colonne marquée “Rhéophysique” mentionne les différents phénomènes hors d’équilibre auxquels je me suis intéressé : existence d’une contrainte seuil σ_0 et transition pâte–fluide ($P \rightarrow F$) dans des émulsions, transition isotrope–nématique ($I \rightarrow N$) dans des “micelles géantes”, ou encore transitions phase lamellaire–“ognons” ($L_\alpha \rightarrow O$) et “ognons” désordonnés–“ognons” ordonnés ($OD \rightarrow OO$) dans des phases lamellaires.

Ces résultats font partie des travaux de thèse de Jean-Baptiste Salmon et de Lydiane Bécu. Ils ont tous été obtenus en collaboration étroite avec Annie Colin. Ils sont aussi le fruit de collaborations extérieures avec François Molino (GDPC, Montpellier), Christophe Chassenieux (ESPCI, Paris), Alain Ponton (LBHP, Paris), Peter Olmsted (Université de Leeds, Royaume-Uni), François Schosseler (LDPC, Strasbourg) et Jean-Luc Pozzo (LCOO, Bordeaux) qui nous ont fourni les échantillons et nous ont parfois assistés dans les expériences. Enfin, certaines études plus spécifiques, sur la dynamique des “micelles géantes” ou celle des émulsions concentrées par exemple, ont constitué l’objet de divers stages de Master ou de DEA.

PDMS	Huile silicone polydimethyl siloxane $\eta = 135$ Pa.s, Rhodia
DC705	Huile silicone “diffusion pump fluid 705” $\eta = 0.18$ Pa.s, Dow Corning
TTAB	Tetradecyl trimethylammonium bromide, Aldrich
CPCl	Cetylpyridinium chloride, Aldrich
NaSal	Sodium salicylate, Acros Organics
CTAB	Cetyl trimethylammonium bromide, Aldrich
MTAB	Myristyl trimethylammonium bromide
EHUT	Bis(ethylhexylureido)toluene
SDS	Sodium dodecylsulfate
P84	Pluronic P84 PEO–PPO–PEO, Bayer
NHD	N-5-hydroxypropyl dodecanamide

TAB. 1.1 – Sigles utilisés dans le tableau 1.2 pour désigner les constituants chimiques de nos systèmes.

Dans toutes nos expériences, les données rhéologiques globales $\dot{\gamma}(t)$, $\sigma(t)$ et $\eta(t)$ sont enregistrées toutes les secondes simultanément aux profils de vitesse.⁹ Dans certains cas (phase lamellaire et émulsions), un dispositif de diffusion statique de la lumière permet en outre d’accéder à une information sur la microstructure ou sur la “texture” du fluide.¹⁰

Dans la suite, plutôt que de m’intéresser en détail à un système particulier, j’ai choisi de ne présenter brièvement que les résultats les plus représentatifs obtenus sur des systèmes variés. En effet, des analyses détaillées font l’objet des thèses et stages en cours ainsi que des publications reproduites en annexe. La sélection présentée ici met en évidence la diversité et la complexité des comportements observés mais permet aussi de dégager une certaine “universalité” dans ces comportements.

⁹ La page web <http://www.crpp-bordeaux.cnrs.fr/~sebm/usv> rassemble des animations des profils de vitesse $v(x, t)$ enregistrés en vélocimétrie ultrasonore.

¹⁰ Une microstructure donnée, par exemple, une structure lamellaire, peut présenter des *défauts* dont l’arrangement à plus grande échelle confère au fluide sa “texture”.

TAB. 1.2 – Synthèse des résultats de mesures locales sous cisaillement. Les pourcentages indiqués sont massiques.

Système	Composition	Étudiants	Collaboration	Résultats			
				Rhéophys.	Profils $v(x, t)$	Tech.	Référence
Émulsion	PDMS à 75 % eau-glycérol-TTAB à 20°C	J.-B. Salmon L. Bécu		σ_0	glissement	DLS	[119] [P3]
Émulsion	DC705 à 75 % eau-TTAB à 20°C	P. Grondin		σ_0 $P \rightarrow F$	glissement jamming	USV	
Émulsion	ricin à 75 % eau-SDS à 20°C	L. Bécu		σ_0 $P \rightarrow F$	glissement jamming	USV	
Micelles géantes	CPCI-NaSal à 6 % eau salée à 21.5°C	J.-B. Salmon	F. Molino Montpellier	$I \rightarrow N$	shear-banding sans glissement	DLS	[120] [P4]
Micelles géantes	CTAB à 20 % D ₂ O à 34–44°C	D. Anache L. Bécu		$I \rightarrow N$	shear-banding et glissement dynamiques	USV	[10] [P5]
Micelles géantes	EHUT 4–6.5 g.L ⁻¹ dodécane à 25°C		C. Chassenieux ESPCI, Paris	$I \rightarrow N ?$	glissement shear-banding ? inst. élastique ?	USV	
Micelles géantes	MTAB à 100 mM NaSal à 200 mM eau à 25.5°C		A. Ponton LBHP, Paris	$I \rightarrow N ?$ rhéoépaiss ^t	glissement	USV	
Phase lamellaire	SDS, pentanol dodecane à 50 % eau salée à 22°C	G. Wilkins	P. Olmsted Leeds, UK	$L_\alpha \rightarrow O$ rhéoépaiss ^t	glissement dynamique	USV	
Phase lamellaire	SDS à 6.5 % octanol à 7.8 % eau salée à 26–33°C	J.-B. Salmon		OD $\rightarrow$ OO	shear-banding avec glissement	DLS	[122, 123] [P6, P7]
					dynamique	USV	[90] [P8]
Polymère tribloc	P84 à 4 % eau salée à 37–41°C		F. Schoessler Strasbourg	$I \rightarrow N$	shear-banding inst. élastique	USV	
Organogel	NHD toluène à 5°C	P. Grondin	J.-L. Pozzo Bordeaux	thixotropie	fractures jamming	USV	

1.5.1 Glissement et transition pâte–fluide dans une émulsion

Les émulsions et les suspensions colloïdales concentrées sont omniprésentes dans l’industrie cosmétique, agro-alimentaire ou pétrolière. Une émulsion est constituée de gouttelettes d’huile stabilisées par un tensioactif et en suspension dans une solution aqueuse.¹¹ Lorsque l’émulsion est concentrée au-dessus de la fraction volumique d’empilement compact ($\simeq 64\%$ pour un système monodisperse), les gouttelettes sont déformées et comprimées les unes contre les autres. Le système possède alors des propriétés fortement élastiques et, pour le mettre en mouvement, il est nécessaire de lui appliquer une contrainte supérieure à une “contrainte seuil” σ_0 .

L’existence de cette contrainte seuil et la présence de glissement aux parois posent d’importants problèmes industriels, par exemple dans les écoulements à travers des conduites impliqués dans l’extraction du pétrole ou en agro-alimentaire [8]. En particulier, il a été montré qu’au voisinage de la contrainte seuil, on assiste à une *transition pâte–fluide* : pour des contraintes inférieures à σ_0 , le système se comporte comme un solide “pâteux” et au-dessus de σ_0 , le système s’écoule comme un fluide [17, 67, 93]. Ce type de comportement semble général dans toute une classe de matériaux “mous et vitreux” appelés “soft glassy materials” en anglais [33, 35, 36, 95, 111, 132].

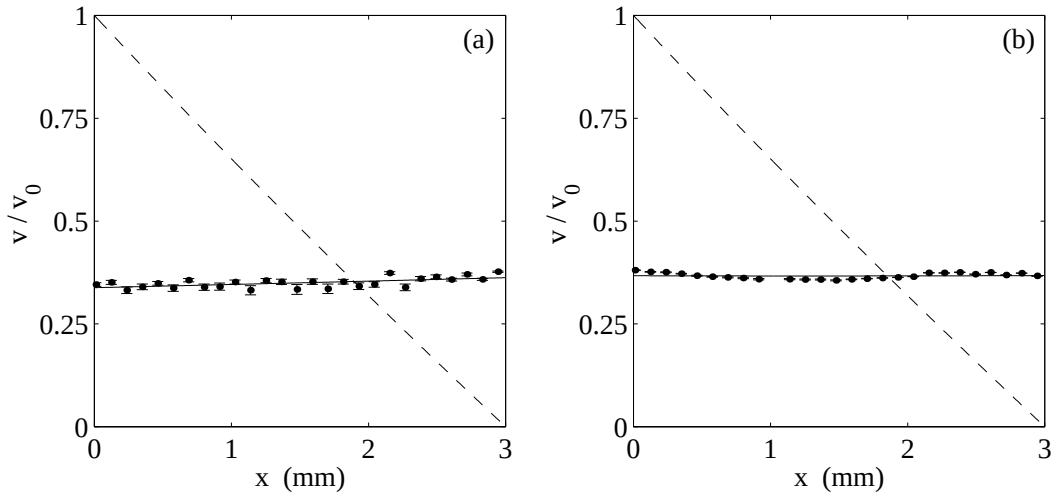


FIG. 1.11 – Profils de vitesse mesurés en dessous de la contrainte seuil dans une émulsion d’huile silicone à 75 % dans un mélange eau–glycérol–TTAB pour des cisaillements imposés de (a) $\dot{\gamma} = 0.1$ et (b) 0.2 s^{-1} . Les profils ont été normalisés par la vitesse du rotor v_0 . Les lignes en traits-tirés représentent le profil attendu pour un fluide newtonien qui ne glisse pas.

De plus, diverses équipes ont montré l’existence d’écoulements inhomogènes au voisinage de σ_0 [17, 92]. De tels écoulements ont aussi été obtenus récemment par simulation numérique [55, 71, 135, 140]. En utilisant la DLS sur une émulsion quasi-transparente, nous avons observé les états “pâteux” et “fluide” dans un système stabilisé par du TTAB où les gouttelettes ont

¹¹ Il s’agit alors d’une émulsion *directe*. On peut aussi trouver des émulsions *inverses* où des gouttelettes d’eau sont suspendues dans de l’huile.

un diamètre de l'ordre de $2\ \mu\text{m}$ (cf. tableau 1.2). La figure 1.11 montre que, pour des taux de cisaillement imposés par le rhéomètre inférieurs à $0.3\ \text{s}^{-1}$, l'émulsion n'est pas cisailée en volume : le glissement est total, la "pâte" est entraînée en rotation solide et tout l'écoulement a lieu dans des films de lubrification aux parois. Lorsque $\dot{\gamma} > 0.3\ \text{s}^{-1}$, le glissement reste très important mais les profils de vitesse normalisés présentent une pente non nulle : l'émulsion s'écoule en volume (cf. figure 1.12).

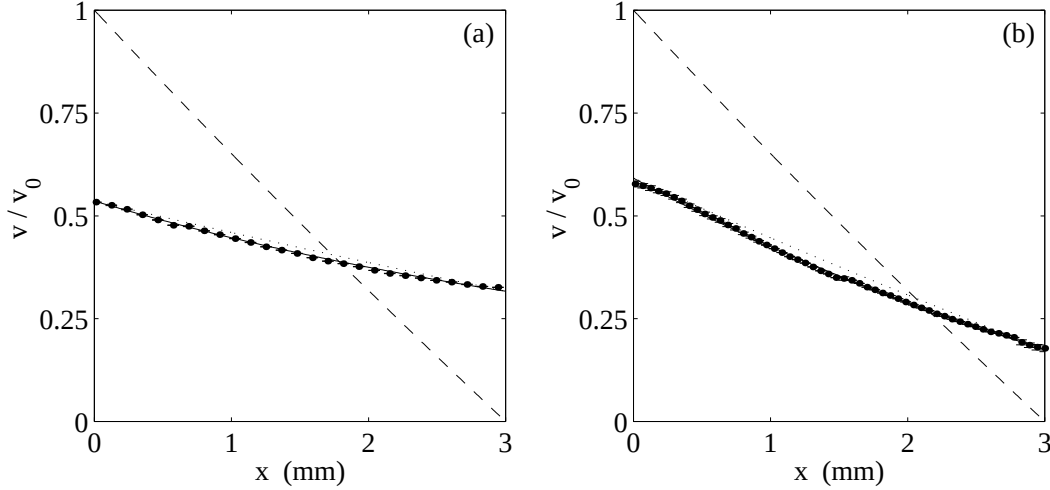


FIG. 1.12 – Profils de vitesse mesurés au-dessus de la contrainte seuil pour des cisaillements imposés de (a) $\dot{\gamma} = 0.4$ et (b) $1\ \text{s}^{-1}$. Les profils ont été normalisés par la vitesse du rotor v_0 . Les lignes en traits-tirés représentent le profil attendu pour un fluide newtonien qui ne glisse pas. Les pointillés correspondent au profil de vitesse d'un fluide newtonien qui glisse aux parois dans les mêmes proportions que l'émulsion. Les lignes continues sont les meilleurs ajustements par un fluide rhéofluidifiant en loi de puissance $\sigma = A\dot{\gamma}^n$ avec $n = 0.4$.

Cet exemple montre à quel point il convient d'être prudent dans l'interprétation des données rhéologiques globales. En effet, à cause du glissement, le taux de cisaillement "vrai" $\dot{\gamma}_{\text{eff}}$ ressenti par l'émulsion est nettement plus faible, voire "infinitement plus faible" dans le cas de l'état pâteux, que celui indiqué par le rhéomètre et calculé par $\dot{\gamma} \simeq v_0/e$ comme pour un fluide newtonien qui ne glisserait pas [8, 95, 108].¹² De nos profils de vitesse et de la contrainte mesurée par le rhéomètre, nous pouvons déduire une courbe d'écoulement $\sigma(\dot{\gamma}_{\text{eff}})$ corrigée du glissement et la comparer à celle déduite des données rhéologiques globales. L'élimination complète du glissement ou sa prise en compte dans les expériences de rhéologie classique n'est jamais évidente. Les mesures locales offrent donc une solution à ce problème et permettent d'accéder au comportement effectif d'un fluide complexe.

L'étude détaillée du glissement dans ce système et de son comportement rhéologique local se trouve reproduite en annexe [P3] (référence [119]). Le prolongement de ce travail constitue une partie de la thèse de Lydiane Bécu. Pour pouvoir utiliser la technique USV, il a fallu

¹² En toute rigueur, l'expression du cisaillement indiqué par le rhéomètre en géométrie de Couette fait intervenir des facteurs contenant R_1 et R_2 [118, 119]. Par souci de simplicité, nous utilisons ici l'expression approchée $\dot{\gamma} \simeq v_0/e$ valable pour $e \ll R_1$.

formuler une émulsion transparente aux ultrasons¹³ en ajustant les impédances acoustiques de la phase continue et de la phase dispersée. L’ajout en faible quantité de billes de verre creuses de même densité que l’émulsion permet ensuite de contrôler le niveau de signal de speckle ultrasonore. Les premiers résultats mettent en évidence la présence d’écoulements *inhomogènes* de type “jamming” et fortement *non-stationnaires* au moins de façon transitoire dans diverses émulsions concentrées (à base d’huile silicone ou d’huile de ricin).

1.5.2 “Shear-banding” dans des solutions de “micelles géantes”

L’exemple des solutions de “micelles géantes” déjà mentionné plus haut est caractéristique des comportements sous écoulement observés dans les fluides complexes. Ces longs agrégats cylindriques de molécules tensioactives en solution sont susceptibles de s’aligner sous l’effet d’un cisaillement. On observe ainsi une *transition isotrope-nématique* entre un état de micelles enchevêtrées et des micelles alignées dans la direction de la vitesse [14, 15, 117, 127]. La signature rhéologique de cette transition sur la courbe d’écoulement $\sigma(\dot{\gamma})$ consiste en un plateau de contrainte à une valeur σ^* entre $\dot{\gamma}_1$ et $\dot{\gamma}_2$ séparant deux branches correspondant respectivement à l’état isotrope aux faibles contraintes et à l’état aligné aux fortes contraintes. Par analogie avec les transitions de phase à l’équilibre, la théorie prédit une coexistence de phases, i.e. des écoulements où coexistent des “bandes” de cisaillements différents, le long du plateau [102, 103, 112].¹⁴

Dans un premier temps, nous avons étudié un système micellaire classique [13, 14], le système CPCL–NaSal à 6 % en masseensemencé pour la DLS par 1 % en masse de particules colloïdales de diamètre 30 nm. Pour la première fois, nous y avons clairement mis en évidence un cas de “*shear-banding*” *stationnaire* à deux bandes de cisaillements différents selon un scénario conforme à la théorie [120]. La proportion α de phase induite (phase alignée, peu visqueuse) est fixée par la distance entre le cisaillement imposé et le début du plateau : $\alpha = (\dot{\gamma} - \dot{\gamma}_1) / (\dot{\gamma}_2 - \dot{\gamma}_1)$. Nous avons aussi montré que la position de l’interface dans l’entrefer correspond à une contrainte fixe qui coïncide avec la contrainte plateau σ^* . Aucun glissement significatif n’a été détecté dans ce système semi-dilué. Toutefois, il faut noter qu’à haut cisaillement, la phase nématique subit une instabilité élastique qui peut conduire à l’éjection de l’échantillon hors de la cellule. Nous verrons un autre exemple d’une telle instabilité au paragraphe 1.5.4. De plus, de faibles fluctuations du champ de vitesse, difficiles à résoudre en DLS, pourraient avoir lieu même en dessous du seuil d’instabilité élastique [118]. Des mesures complémentaires sur ce système à l’aide de la technique USV pourront sans doute trancher à ce sujet.

Les résultats correspondant au système précédent sont regroupés en annexe [P4] (référence [120]). Nous nous sommes ensuite intéressés à un système micellaire concentré susceptible de présenter de fortes *fluctuations temporelles*, le système CTAB–D₂O à 20 % en masse [25, 26, 52]. Cette étude a fait l’objet d’une publication dont la figure 1.13 reprend les principaux

¹³ De même qu’une émulsion concentrée dont le diamètre des gouttelettes est de l’ordre du micromètre apparaît blanche optiquement, une émulsion est généralement opaque aux ultrasons : à cause des ruptures d’impédances liées à la présence des gouttelettes, le milieu diffuse très fortement les ultrasons.

¹⁴ D’autres auteurs interprètent la courbe d’écoulement plutôt en termes d’instabilité mécanique du fluide [30, 130]. Les conclusions sur l’écoulement inhomogène résultant restent essentiellement les mêmes et bien que ce débat soulève des questions fondamentales intéressantes, il dépasse le cadre de ce mémoire.

résultats (cf. référence [10] et annexe [P5]).

Sur la courbe d'écoulement, on retrouve la présence d'un plateau de contrainte caractéristique d'une transition isotrope-nématique induite par l'écoulement (cf. figure 1.13(A)). En revanche, dans ce système, lorsqu'on impose un cisaillement, l'état stationnaire n'est atteint qu'au bout de plusieurs heures (cf. figure 1.13(B)). Ce transitoire ultra-lent correspond à la nucléation et à la croissance d'une région fortement cisillée au rotor¹⁵ comme le montre le diagramme spatio-temporel de $\dot{\gamma}(x, t)$ calculé à partir de profils de vitesse $v(x, t)$ enregistrés par USV toutes les 2 s (cf. figure 1.13(C)).

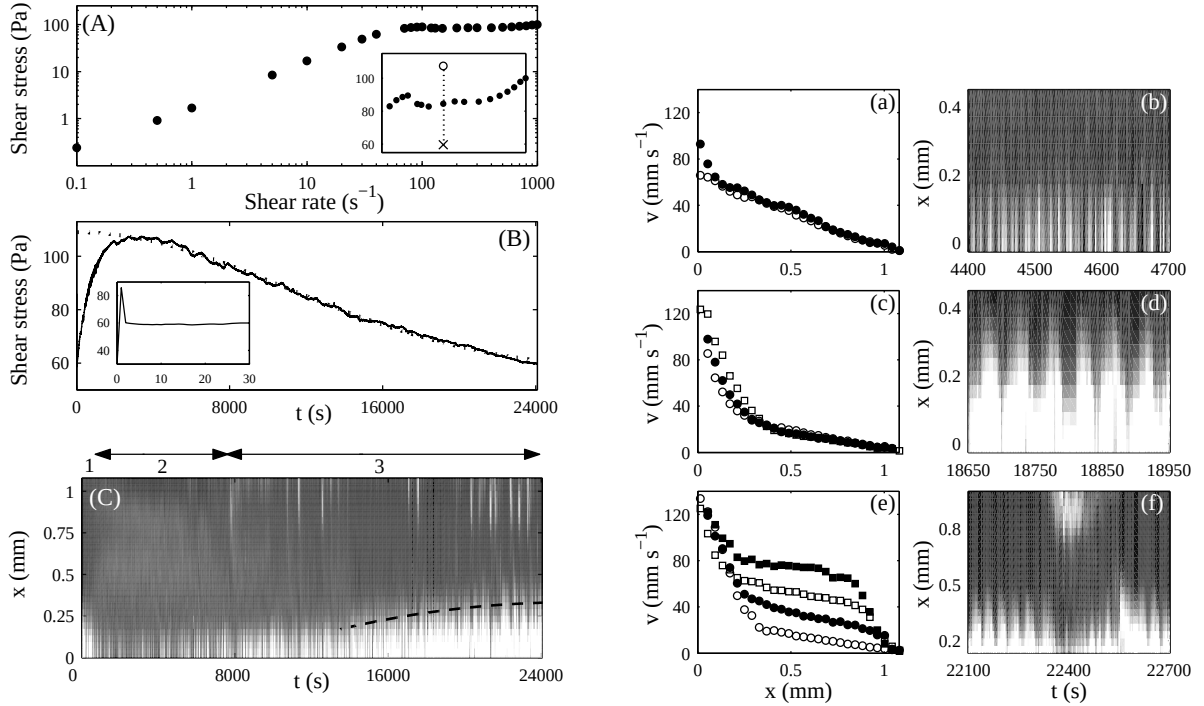


FIG. 1.13 – (A) Courbe d'écoulement $\sigma(\dot{\gamma})$ du système CTAB-D₂O à 44°C. Insert : agrandissement sur $\dot{\gamma} = 60\text{--}1000\text{ s}^{-1}$ montrant le plateau de contrainte. (B) Relaxation de la contrainte $\sigma(t)$ après un échelon de cisaillement de 0 à 200 s^{-1} . Insert : "overshoot" élastique aux temps courts. (C) Diagramme spatio-temporel du taux de cisaillement local $\dot{\gamma}(x, t)$. Le noir et le blanc correspondent respectivement à $\dot{\gamma} = 0$ et $\dot{\gamma} \geq 300\text{ s}^{-1}$. (a) Profils de vitesse pendant l'apparition intermittente d'une bande fortement cisillée au rotor ($x \lesssim 150\text{ }\mu\text{m}$) à $t = 4505$ (●) et 4508 s (○). (c) Profils de vitesse au cours d'une oscillation de l'interface à $t = 18800$ (○), 18810 (●) et 18818 s (□). (e) Profils de vitesse pendant la nucléation d'une seconde bande fortement cisillée au stator à $t = 22292$ (○), 22350 (●), 22388 (□) et 22463 s (■). (b), (d) et (f) Agrandissements de $\dot{\gamma}(x, t)$ correspondant à (a), (c) et (e).

¹⁵ En géométrie de Couette, la contrainte décroît comme $1/(R_1 + x)^2$: elle est légèrement plus forte au rotor qu'au stator. La phase induite aura donc tendance à nucléer au rotor pour envahir progressivement tout l'entrefer. Une autre conséquence de l'inhomogénéité de contrainte est une légère pente systématique dans le "plateau" de contrainte sur la courbe d'écoulement [118, 122].

À cette dynamique excessivement lente se superpose une dynamique rapide et très complexe de l'interface séparant les deux bandes de cisaillements différents ainsi que des fluctuations des vitesses de glissement aux parois. On note même parfois l'apparition brutale et transitoire d'une seconde bande fortement cisailée au voisinage du stator (cf. figures 1.13(a)–(f)). Au vu d'une telle dynamique spatio-temporelle, on comprend mieux en quoi des profils de vitesse résolus en temps apportent un complément indispensable aux mesures rhéologiques globales et des informations cruciales en vue de valider d'éventuels modèles théoriques.

Enfin, des expériences dans une cellule de Couette striée ont montré que la suppression du glissement aux parois stoppe les oscillations de l'interface mais renforce les événements “catastrophiques” comme celui de la figure 1.13(e). Ces observations expérimentales évoquent les résultats théoriques récents qui prédisent des dynamiques chaotiques dans ce type d'écoulements cisailés [3, 50]. Toutefois, la présence de glissement ajoute un ingrédient susceptible de masquer une dynamique “simple” en volume : la dynamique de l'interface régit-elle celle du glissement, le glissement peut-il influencer le mouvement de l'interface ou bien les deux dynamiques sont-elles complètement décorréliées ? Le paragraphe suivant offre un autre exemple d'une telle problématique.

1.5.3 Dynamique d'une phase lamellaire

La plupart des adoucissants ou des shampooings sont des phases lamellaires constituées de divers tensioactifs en solution aqueuse. L'étude des phases lamellaires à l'équilibre et hors d'équilibre représente l'un des domaines d'expertise du CRPP : les travaux de D. Roux *et al.* ont permis de montrer que le cisaillement contrôle la “texture” de ces fluides, c'est-à-dire l'organisation des défauts d'empilement des membranes. En particulier, une nouvelle structure induite par le cisaillement a été mise en évidence dans différents systèmes, où les membranes s'arrangent en une assemblée monodisperse et compacte de vésicules multilamellaires appelées “ognons” par analogie avec le légume constitué de couches emboîtées les unes dans les autres [41, 42, 107, 129]. C'est la transition lamelles–ognons ($L_\alpha \rightarrow O$).

Selon les conditions de température et les concentrations des constituants, cette assemblée d’“ognons”, désordonnée aux faibles taux de cisaillement, peut acquérir un ordre positionnel à longue portée à plus fort cisaillement. On assiste alors à une deuxième transition induite par le cisaillement appelée “transition de feuillette” (ou “layering transition” en anglais) [43, 129]. Après cette transition désordre–ordre ($OD \rightarrow OO$), les “ognons” sont organisés selon un réseau hexagonal dans des feuillets qui glissent les uns sur les autres sous l'effet de l'écoulement. L'assemblée ordonnée possède ainsi une viscosité nettement plus faible que l'assemblée désordonnée. De même que la transition isotrope–nématique étudiée au paragraphe précédent, la transition de feuillette est donc rhéofluidifiante. Notons enfin qu'une telle transition désordre–ordre est aussi observée dans les suspensions monodisperses de sphères dures [2].

Au cours de sa thèse, Jean-Baptiste Salmon s'est intéressé au système SDS–octanol–eau salée connu pour donner lieu à des oscillations de viscosité au voisinage de la transition de feuillette et à *contrainte imposée* [129, 139]. Des régimes dynamiques variés (oscillations périodiques ou apériodiques, réponses bruitées, cf. figure 1.5) ont été observés, évoquant les signaux rhéologiques non-stationnaires rapportés pour des solutions rhéoépaississantes de “mi-

celles géantes” diluées [5, 6, 74] et qualifiés de “rhéochaos”. Toutefois, dans cette phase lamellaire, aucun chaos temporel “simple”, dit de basse dimensionnalité, n’a pu être mis en évidence à partir des signaux rhéologiques, conduisant à l’hypothèse d’un écoulement inhomogène mettant en jeu les degrés de liberté spatiaux du problème [118, 121]. À l’origine, c’est pour tester cette hypothèse que le dispositif de DLS avait été conçu.

Shear-banding et glissement à cisaillement imposé

À *cisaillement imposé*, la réponse rhéologique du système reste stationnaire. Les mesures de DLS ont alors mis évidence un scénario de “shear-banding” similaire à celui observé dans les “micelles géantes” CPCI–NaSal, avec toutefois deux différences notables : (i) la présence de glissement et (ii) la présence de fluctuations temporelles du champ de vitesse (alors que la réponse rhéologique reste stationnaire). Les deux publications relatives à ces mesures sont reproduites en annexe [P6, P7] (références [122, 123]).

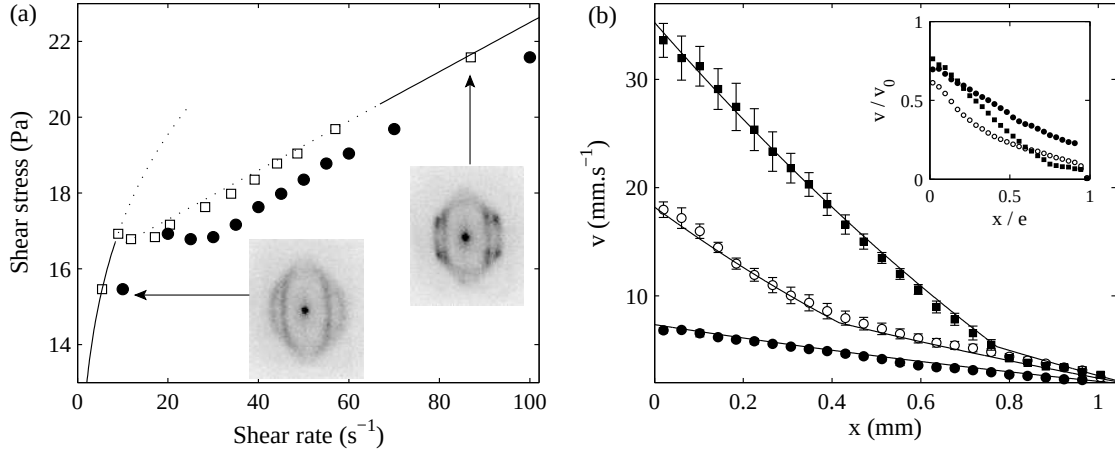


FIG. 1.14 – (a) Courbes d’écoulement à cisaillement imposé $\sigma(\dot{\gamma})$ (●) et $\sigma(\dot{\gamma}_{\text{eff}})$ (□) du système SDS–octanol–eau salée à 33°C. Les lignes continues correspondent aux branches homogènes : un fluide en loi de puissance à faible cisaillement et un fluide de Bingham à fort cisaillement. Les pointillés indiquent la zone de coexistence de phases. (b) Profils de vitesse moyennés dans le temps pour $\dot{\gamma} = 10$ (●), 30 (○) et 45 s⁻¹ (■). Les barres d’erreur représentent la déviation standard des mesures de vitesse. Les lignes continues correspondent aux profils théoriques calculés selon la méthode détaillée dans la référence [122]. Insert : données adimensionnées v/v_0 vs. x/e .

La poursuite de cette étude à l’aide de la technique USV a permis de mieux comprendre les résultats antérieurs. La figure 1.14(a) montre la courbe d’écoulement enregistrée à cisaillement imposé simultanément aux profils de vitesse de la figure 1.14(b). La texture du fluide est déterminée par diffusion statique de la lumière : aux faibles taux de cisaillement, un anneau isotrope correspond à la texture désordonnée de l’assemblée d’“ognons”, alors qu’aux taux de cisaillements élevés, des pics de Bragg traduisent un ordre hexagonal à longue portée. Aux cisaillements intermédiaires, on observe une superposition de ces deux motifs indiquant la coexistence des deux phases dans l’entrefer de la cellule. En effet, alors qu’ils sont parfaitement

homogènes à faible cisaillement, les profils de vitesse présentent clairement deux bandes de cisaillements différents dans la zone de coexistence (cf. figure 1.14(b)). Même si nous n'en avons pas de preuve directe, il est naturel de penser que la bande fortement cisailée près du rotor correspond à la phase ordonnée moins visqueuse que la phase désordonnée.

D'autre part, dans tous les cas, un fort glissement aux parois est observé. Comme dans les émulsions, la mesure des vitesses de glissement permet de définir un cisaillement effectif $\dot{\gamma}_{\text{eff}} \simeq (v_1 - v_2)/e$ à partir des vitesses v_1 et v_2 du fluide au rotor et au stator respectivement.¹⁶ On en déduit la courbe d'écoulement corrigée du glissement $\sigma(\dot{\gamma}_{\text{eff}})$ à partir de laquelle on détermine le comportement rhéologique de chaque phase : un fluide rhéofluidifiant en loi de puissance $\sigma = A\dot{\gamma}_{\text{eff}}^n$ pour la branche désordonnée et un fluide de Bingham $\sigma = \sigma_0 + \eta\dot{\gamma}_{\text{eff}}$ pour la branche ordonnée (cf. figure 1.14(a)). Connaissant ces paramètres rhéologiques et les vitesses de glissement, il est alors possible de prédire les profils de vitesse dans la zone de coexistence grâce à la théorie du "shear-banding" [122]. Les lignes continues de la figure 1.14(b) montrent qu'on obtient alors une très bonne description des données expérimentales.

Enfin, comme le montre l'insert de la figure 1.14(b), le glissement devient nettement dissymétrique entre le rotor et le stator dès que l'on entre dans la zone de coexistence ($\dot{\gamma} \gtrsim 15 \text{ s}^{-1}$) : v/v_0 atteint près de 40 % au rotor alors qu'il reste toujours inférieur à 10 % au stator. Cette dissymétrie traduit la différence de microstructure entre les deux phases. En effet, dans la phase ordonnée, les feuillets d'"ognons" sont lubrifiés par de l'eau pure expulsée des vésicules alors qu'au stator, le film de lubrification est sans doute constitué de membranes [122]. On s'attend donc à observer un glissement plus important au rotor du côté de la phase ordonnée.

Dynamique complexe à contrainte imposée

La présence de bandes de cisaillement et de glissement expliquent en partie pourquoi le système à contrainte imposée ne peut être décrit par un oscillateur chaotique "simple" : puisque des degrés de liberté spatiaux sont impliqués, il est possible que plusieurs dynamiques couplées interviennent conduisant d'emblée à des comportements spatio-temporels complexes. Comme le montre la figure 1.15(a), le taux de cisaillement indiqué par le rhéomètre à contrainte imposée fluctue sur des échelles de temps de 50–500 s. Qu'en est-il alors du champ de vitesse ?

Les mesures locales par USV, résolues en temps, montrent que la dynamique à contrainte imposée s'interprète à l'aide de deux processus distincts : (i) les fluctuations des vitesses de glissement (cf. figure 1.15) et (ii) la dynamique de l'interface entre les deux bandes de cisaillement (cf. figure 1.16). En effet, il est possible d'extraire du diagramme spatio-temporel $\dot{\gamma}(x, t)$ de la figure 1.16(a) la position $\delta(t)$ de l'interface entre les deux zones de cisaillements différents. Une analyse précise de la figure 1.16(b) montre que les fluctuations de $\delta(t)$ sont corrélées à celles du cisaillement effectif $\dot{\gamma}_{\text{eff}}(t)$ et non à celles du cisaillement $\dot{\gamma}(t)$ indiqué par le rhéomètre [90].

Ces résultats sont cohérents avec l'image d'un écoulement en bandes de cisaillement où la contrainte à laquelle se situe l'interface σ^* fluctuerait dans le temps. L'origine de ces fluctuations de $\sigma^*(t)$ reste spéculative. Elles pourraient être liées à une dynamique lente de perméation

¹⁶ Des facteurs correctifs liés à la géométrie de Couette interviennent aussi dans l'expression de $\dot{\gamma}_{\text{eff}}$ [118, 119]. Nous ne les expliciterons pas ici.

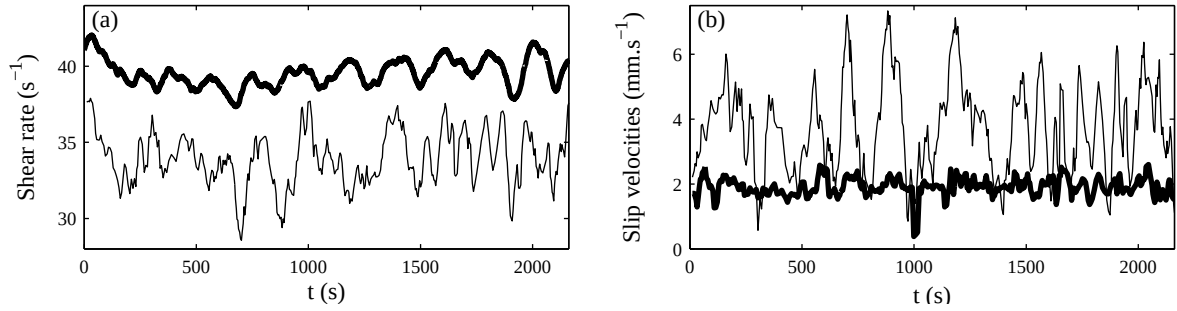


FIG. 1.15 – Signaux temporels mesurés pour une contrainte imposée de $\sigma = 19$ Pa à 32°C . (a) Taux de cisaillement indiqué par le rhéomètre $\dot{\gamma}(t)$ (en trait épais) et taux de cisaillement corrigé du glissement $\dot{\gamma}_{\text{eff}}(t)$ (en trait fin). (b) Vitesses de glissement au rotor (en trait fin) et au stator (en trait épais).

de l'eau à travers les membranes rendant plus ou moins fluide la phase ordonnée. À ce “shear-banding non-stationnaire” s’ajoute une dynamique du glissement qui, à contrainte imposée, semble décorrélée de celle du fluide en volume. À cisaillement imposé, la situation est différente puisque la continuité des vitesses impose une relation entre les vitesses de glissement, le cisaillement effectif et le cisaillement imposé.

Dans la référence [90] reproduite en annexe [P8], le lecteur trouvera plus de détails sur ces mesures ainsi qu’un modèle phénoménologique simple reproduisant les principales caractéristiques de la dynamique observée. Les deux derniers paragraphes, consacrés respectivement à l’écoulement d’un copolymère tribloc et d’un organogel, sont le fruit de collaborations extérieures et n’ont pas encore fait l’objet de publications.

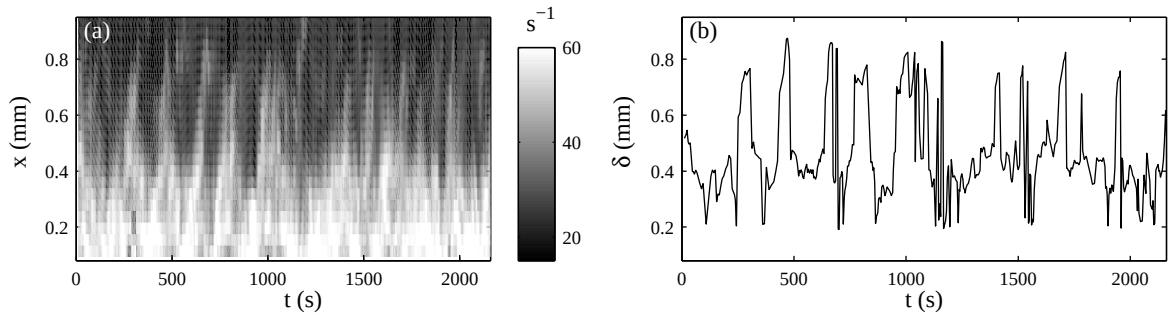


FIG. 1.16 – (a) Diagramme spatio-temporel du taux de cisaillement local $\dot{\gamma}(x, t)$. (b) Position $\delta(t)$ de l’interface entre les bandes fortement et faiblement cisailées.

1.5.4 Instabilité élastique d'un copolymère tribloc

Les “copolymères à blocs” sont des molécules constituées de plusieurs segments polymériques différents. Ils peuvent être linéaires ou branchés et, selon les conditions de température et de concentration, forment des agrégats supramoléculaires variés susceptibles d'être fortement modifiés sous cisaillement [65]. En collaboration avec François Schosseler (LDFC, Strasbourg), je me suis intéressé à un copolymère tribloc de type PEO–PPO–PEO¹⁷ de la famille des “plurionics” (P84, Bayer) en solution dans l'eau salée (2 M NaCl). Au voisinage d'un point de trouble à 43°C, ce copolymère forme des micelles sphériques ou cylindriques, les parties PPO hydrophobes tendant à se rassembler à l'intérieur des micelles. Ce type de copolymère est utilisé dans l'industrie pharmaceutique pour l'encapsulation de médicaments [97].

Les figures 1.17 et 1.18 résument les résultats obtenus à 39°C en imposant le cisaillement. La courbe d'écoulement est très similaire à celle obtenue pour les “micelles géantes” et la phase lamellaire précédente : elle présente un plateau de contrainte entre 0.1 et 5 s⁻¹ séparant deux branches croissantes. Cette forme, caractéristique d'une transition de structure induite par le cisaillement, avait conduit F. Schosseler à effectuer des mesures de diffusion statique de la lumière qui ont montré l'apparition d'une phase de micelles allongées et alignées coexistant avec une phase désordonnée de micelles (sphériques ou cylindriques) le long du plateau de contrainte [137].

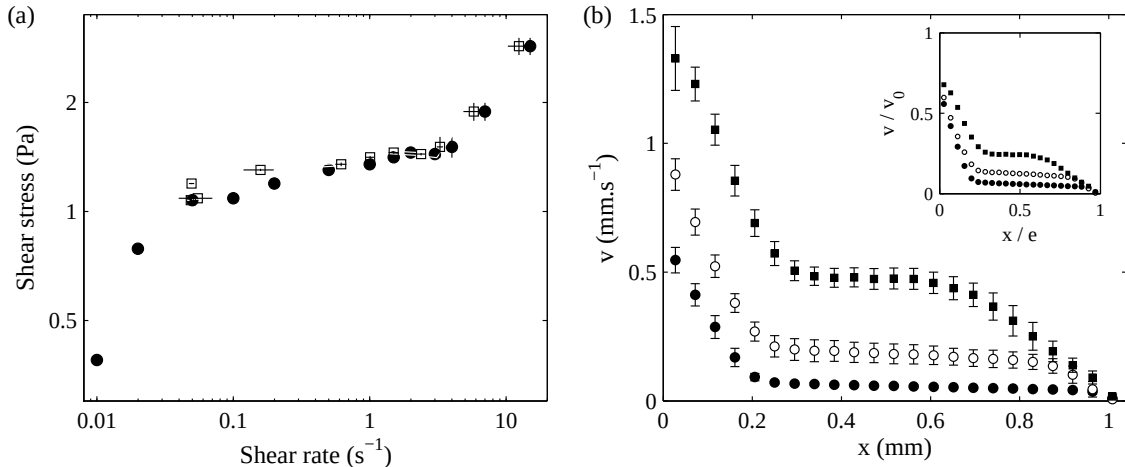


FIG. 1.17 – (a) Courbes d'écoulement $\sigma(\dot{\gamma})$ (●) et $\sigma(\dot{\gamma}_{\text{eff}})$ (□) du copolymère tribloc P84 en solution dans l'eau salée. (b) Profils de vitesse moyennés dans le temps pour $\dot{\gamma} = 1.0$ (●), 1.5 (○) et 2.0 s⁻¹ (■). Insert : données adimensionnées v/v_0 vs. x/e . v_0 est la vitesse du rotor et e désigne la largeur de l'entrefer.

Des mesures de profils de vitesse le long de la branche à très faible cisaillement ($\dot{\gamma} \lesssim 0.05$ s⁻¹) montrent que l'écoulement y est homogène et sans glissement comme dans un fluide newtonien. Dès que l'on atteint le plateau de contrainte ($\dot{\gamma} \simeq 0.1$ s⁻¹), un très fort glissement

¹⁷ PEO : poly(ethylene oxide), PPO : poly(propylene oxide).

apparent survient au rotor alors que la vitesse de glissement au stator reste négligeable (comparer $\sigma(\dot{\gamma}_{\text{eff}})$ et $\sigma(\dot{\gamma})$ sur la figure 1.17(a) et cf. insert de la figure 1.17(b)). À la fin du plateau ($\dot{\gamma} \gtrsim 1 \text{ s}^{-1}$), les profils de vitesse mesurés par USV et moyennés dans le temps (sur 50 profils soit environ 2 min) mettent en évidence un écoulement inhomogène d’une nature nouvelle : deux bandes fortement cisailées croissent à partir des parois à mesure que le cisaillement imposé augmente. Le taux de cisaillement dans la bande située près du rotor est environ deux fois plus élevé que dans la bande au stator. La partie centrale de l’entrefer n’est pas bloquée mais s’écoule avec un très faible taux de cisaillement correspondant à l’entrée dans le plateau ($\dot{\gamma} \lesssim 0.1 \text{ s}^{-1}$).

Bien que de faibles fluctuations au voisinage du rotor soit décelées, ces profils de vitesse restent relativement stationnaires tant que $\dot{\gamma} \lesssim 5 \text{ s}^{-1}$. La réponse rhéologique est, elle aussi, stationnaire. Toutefois, à plus fort cisaillement, l’écoulement devient soudainement très instable comme le montre la figure 1.18. Les fluctuations ont lieu sur des échelles de temps relativement “courtes” de l’ordre de la dizaine de secondes voire inférieures à la seconde. De plus, des vitesses apparentes nettement supérieures à celle du rotor sont enregistrées ainsi que des parties croissantes dans le profil de vitesse. Les profils de vitesse ne peuvent alors plus être interprétés par un écoulement purement orthoradial et indiquent plutôt la présence d’un écoulement *tridimensionnel*. En effet, jusqu’ici, nous avons considéré tous les profils de vitesse en termes de vitesse orthoradiale car ils correspondaient à une image classique prédite par la théorie du “shear-banding”. Pourtant, lorsque la vitesse mesurée (projection du vecteur vitesse le long d’une direction différente de $\mathbf{e}_\theta$) et reconstruite en supposant l’écoulement purement orthoradial prend des valeurs supérieures à celle du rotor et ce, de façon stationnaire, il est très probable que cette mesure contienne la contribution d’une vitesse radiale v_r non nulle.

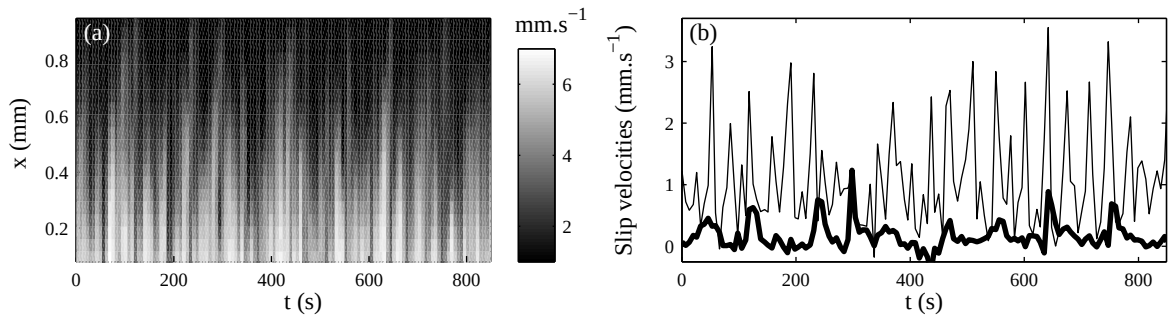


FIG. 1.18 – Instabilité élastique dans le copolymère tribloc à $\dot{\gamma} = 7 \text{ s}^{-1}$. (a) Diagramme spatio-temporel de la vitesse locale $v(x, t)$. (b) Vitesses de glissement au rotor (en trait fin) et au stator (en trait épais).

Je propose d’interpréter cet écoulement non-stationnaire comme la signature d’une *instabilité élastique*. Dans les solutions de polymères fortement viscoélastiques, divers auteurs ont montré l’apparition d’un écoulement composé de rouleaux au-dessus d’un certain cisaillement critique [62, 63, 100, 128]. Cet écoulement est similaire aux “rouleaux de Taylor-Couette” observés au-dessus du seuil de l’instabilité inertielle de Taylor-Couette [64, 134]. Néanmoins, il

ne sont pas dus à la force centrifuge mais à des forces centripètes de nature élastique [106]. Ces “forces normales” sont aussi à l’origine de la montée d’un fluide viscoélastique le long d’une tige en rotation (effet connu sous le nom d’“effet Weissenberg”) [81]. Dans le cas d’un écoulement de Couette viscoélastique, le cisaillement critique pour l’apparition de “rouleaux élastiques” est donné par $\dot{\gamma}_c \simeq 5.9\sqrt{R_1/e}/\tau$ où τ est le temps de relaxation du fluide¹⁸ [106]. Avec $\tau \simeq 10$ s [137], on prévoit un cisaillement critique $\dot{\gamma}_c \simeq 3 \text{ s}^{-1}$ compatible avec nos observations. Pour comparaison, le seuil d’instabilité de Taylor-Couette est donné par $\dot{\gamma}_c \simeq 41 \eta R_1^{1/2}/(\rho e^{5/2})$. Avec $R_1 = 24$ mm, $e = 1$ mm, $\rho \simeq 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ et une viscosité $\eta \gtrsim 0.1 \text{ Pa.s}$, on trouve $\dot{\gamma}_c \gtrsim 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$. Nos situations expérimentales sont donc toujours situées largement en dessous du seuil de cette instabilité inertielle.

Toutefois, l’instabilité élastique “classique” présente un régime de rouleaux stationnaires qui deviennent instables avant de transiter vers la “turbulence élastique” [62, 63]. Ici, il semble que nous observions directement un régime “turbulent”.¹⁹ Cela est sans doute lié à l’écoulement inhomogène sous-jacent faisant intervenir une coexistence entre des phases d’élasticités peut-être très différentes. Notons enfin la forte dynamique du glissement au rotor, d’amplitude et de fréquence nettement supérieures à la vitesse de glissement au stator (cf. figure 1.18(b)).

1.5.5 “Jamming” et fractures dans un organogel

Notre dernier exemple concerne un organogel résultant de la cristallisation de N-5-hydroxypropyl dodecanamide dans le toluène à 5°C. Ce gel est constitué de fibres anisotropes branchées de diamètre typique 10 μm pour une longueur de 100 μm . Ces fibres ressemblent à des étoiles empilées les unes sur les autres dans le solvant et leur morphologie exacte dépend des conditions de préparation [84]. Une telle microstructure est assez “grosse” (par rapport à la longueur d’onde acoustique) et assez “dure” (par rapport à la compressibilité du solvant environnant) pour diffuser efficacement les ultrasons dans le régime de diffusion simple et permettre ainsi des mesures USV sans ensemençer le fluide.

Les profils de vitesse enregistrés dans une cellule striée de gap $e = 0.55$ mm sont fortement inhomogènes et non-stationnaires (cf. figure 1.19(a)). Une région *bloquée* s’étend sur environ 100 μm près du stator. C’est le phénomène de “jamming”. Le reste du fluide est cisailé mais de très grandes barres d’erreur sur les vitesses moyennées dans le temps sont visibles au milieu de l’entrefer. Au rotor, on vérifie que la rugosité de la paroi permet d’empêcher tout glissement.

Les grandes fluctuations temporelles du champ de vitesse dans la zone centrale sont sans doute le résultat de *fractures*. Cette image est confirmée par un examen direct des signaux de speckle ultrasonore : le diagramme spatio-temporel de la figure 1.19(b) représente les signaux de pression rétrodiffusés correspondant à 150 impulsions ultrasonores séparées de 0.5 s sous un cisaillement de 0.05 s^{-1} . L’abscisse y correspond à la position le long de l’axe ultrasonore

¹⁸ Voir aussi le paragraphe 2.2.2 sur la rhéologie linéaire pour une définition du temps de relaxation.

¹⁹ Notons que la forme “en S” observée sur le profil de vitesse à $\dot{\gamma} = 2 \text{ s}^{-1}$ pourrait aussi s’interpréter par la présence d’un rouleau élastique stationnaire. Il est donc difficile de dire exactement quand des rouleaux stationnaires (d’amplitude très faible au seuil de l’instabilité) viennent se superposer à l’écoulement de base orthoradial, surtout lorsque cet écoulement de base est lui-même inhomogène. Comme le sens de la vitesse radiale associée aux rouleaux change de signe selon la position verticale z , des mesures de vitesse en fonction de z pourraient apporter des éléments de réponse à ce problème délicat.

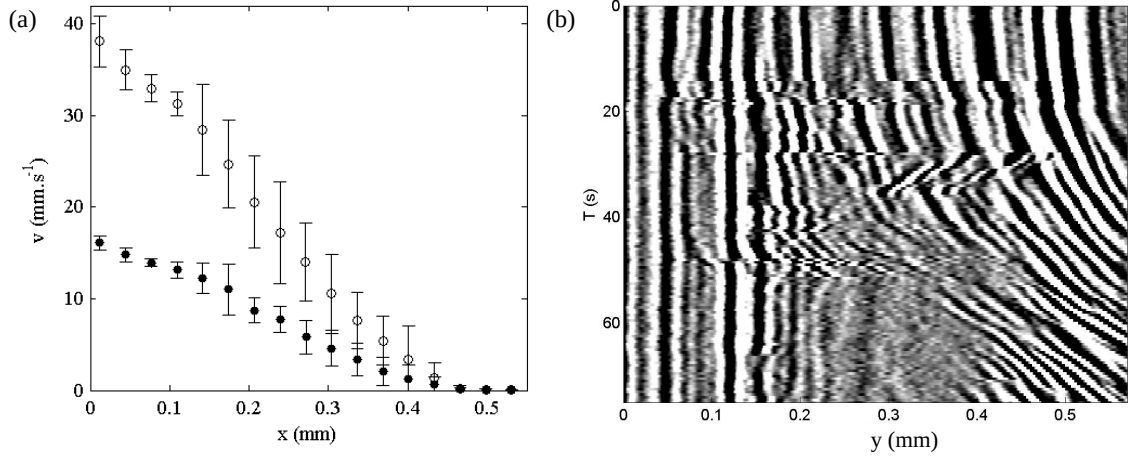


FIG. 1.19 – (a) Profils de vitesse mesurés dans l’organogel et moyennés dans le temps pour $\dot{\gamma} = 30$ (●) et 70 s^{-1} (○). (b) 150 signaux de speckle successifs avec $\Delta T = 0.5 \text{ s}$ enregistrés pendant un échelon de cisaillement de 0 à 0.05 s^{-1} . Le cisaillement est appliqué à $T = 0$. Le stator (resp. rotor) est situé en $y = 0$ (resp. $y = 0.55 \text{ mm}$).

et l’ordonnée T à l’instant d’émission des impulsions. On passe de y à x par $x = e - y \cos \theta$ (cf. paragraphe 1.4). Les niveaux de gris correspondent aux valeurs de la pression reçue par le transducteur. La région bloquée est clairement identifiable par les échos verticaux (i.e. fixes en fonction du temps T) pour $y \lesssim 150 \mu\text{m}$. Après une phase de déformation homogène ($T \lesssim 15 \text{ s}$), des fractures se développent au milieu de l’entrefer et se traduisent sur les échos ultrasonores par des discontinuités (voire des déplacements dans le sens opposé à celui de la contrainte), par exemple à $T \simeq 15, 18, 27$, ou 50 s . Localement, des parties du gel se translatent d’environ $20 \mu\text{m}$ en moins de $\Delta T = 0.5 \text{ s}$. Pour $y \gtrsim 0.4 \text{ mm}$, on retrouve un écoulement de cisaillement homogène.

Enfin, pour comparaison, la figure 1.20(a) montre les signaux de speckle ultrasonores mesurés dans une suspension newtonienne cisailée. La pente des échos, proportionnelle à la vitesse locale, évolue continûment du stator au rotor indiquant un taux de cisaillement homogène. Les profils de vitesse de la figure 1.20(b) parfaitement linéaires, stationnaires et sans glissement confirment l’information obtenue en regardant directement le diagramme spatio-temporel des échos ultrasonores.

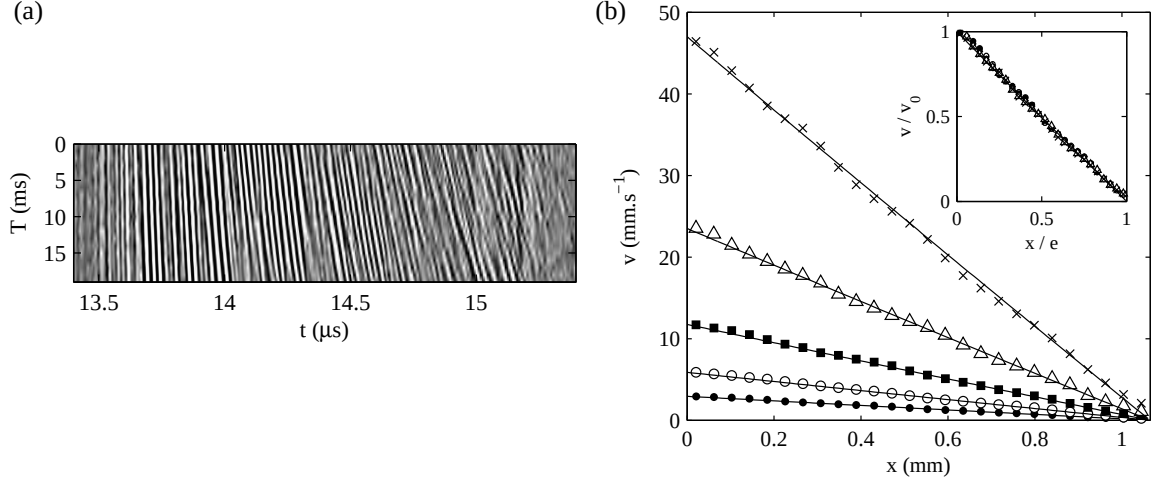


FIG. 1.20 – (a) 20 signaux de speckle successifs enregistrés avec $\Delta T = 1$ ms dans une suspension newtonienne de sphères de polystyrène de diamètre $3\text{--}10\ \mu\text{m}$ à 1 % en masse et cisailée à $25\ \text{s}^{-1}$. Les signaux sont ici représentés en niveaux de gris en fonction du temps ultrasonore “rapide” d’arrivée des échos t et du temps “lent” T correspondant à l’instant d’émission des impulsions. On passe de t à y par $y = c_0(t - t_0)/2$ (cf. paragraphe 1.4). L’entrefer s’étend de $t = 13.5\ \mu\text{s}$ (stator) à $15.0\ \mu\text{s}$ (rotor). (b) Profils de vitesse à $\dot{\gamma} = 3$ (●), 6 (○), 12 (■), 25 (△) et $50\ \text{s}^{-1}$ (×). Insert : données adimensionnées v/v_0 vs. x/e . Les profils décroissent linéairement de $v(x=0) = v_0$, où v_0 est la vitesse du rotor imposée par le rhéomètre, à $v(x=e) = 0$ au stator.

1.6 Perspectives

À travers les exemples décrits ci-dessus, nous avons mis en évidence l’importance des mesures *locales* dans l’étude des écoulements de fluides complexes. Les techniques de DLS et USV permettent de sonder un grand nombre de matériaux, à l’exception notable des matériaux diffusant trop fortement la lumière ou les ultrasons. Pour pouvoir être étudiés, les matériaux trop “concentrés” ou trop diffusants doivent être rendus transparents en jouant sur la formulation du système (cf. l’exemple de nos émulsions concentrées). Dans tous les cas, la force des montages réalisés au CRPP réside dans leur capacité à suivre simultanément la rhéologie globale et la vitesse locale sous cisaillement.

Les deux techniques présentées dans ce chapitre possèdent chacune leurs avantages et leurs inconvénients. Les ultrasons de très haute fréquence offrent une résolution spatiale et temporelle inégalée. En revanche, ils nécessitent souvent d’introduire artificiellement des diffuseurs relativement “gros” dans le système. La diffusion de lumière permet, quant à elle, de sonder une gamme plus large de fluides sans encroisement (ou alors en introduisant des diffuseurs beaucoup plus “petits”) et d’obtenir une information sur la structure du fluide mais ne donne accès à un profil de vitesse qu’à condition de déplacer mécaniquement le dispositif. Les améliorations techniques envisagées sont multiples :

1. Nous souhaitons remplacer la détection actuelle du dispositif de DLS par un *analyseur de spectres* (au lieu d’un tube photo-multiplicateur et d’un corrélateur). Cela nous per-

mettrait d'extraire directement le décalage Doppler en temps réel sans devoir accumuler des fonctions de corrélation sur plusieurs secondes. Nous espérons réaliser ainsi des mesures "ponctuelles" avec une bien meilleure résolution temporelle et suivre la dynamique locale de la vitesse comme cela est fait couramment en turbulence [57, 58].

2. Les expériences sur les émulsions concentrées vont être complétées par une étude des *fluctuations de concentration* grâce au montage de DLS. En étudiant l'intensité diffusée par une émulsion en fonction de la position dans l'entrefer, nous envisageons de remonter aux variations locales de concentration et de suivre ainsi une éventuelle migration des gouttelettes ou de la phase continue à travers l'entrefer. En effet, les études théoriques et numériques du "jamming" dans les systèmes concentrés montrent que la densité locale de colloïdes ou de gouttelettes peut être un paramètre crucial dans la dynamique sous cisaillement [55, 71, 135, 140].
3. La récente acquisition d'un transducteur de fréquence centrale 50 MHz (au lieu de 36 MHz actuellement) permettra d'améliorer encore la résolution spatiale de la technique USV. D'autre part, la valorisation du brevet déposé sur cette technique [88] pourrait déboucher sur la réalisation d'un accessoire de mesure de profils de vitesse pour des rhéomètres commerciaux.
4. J'envisage d'étendre la technique USV à *deux dimensions* en utilisant un réseau de transducteurs au lieu d'un transducteur unique. En effet, grâce aux sondes d'échographie utilisées en imagerie médicale, il est possible de réaliser un suivi de speckle acoustique à deux dimensions et donc d'obtenir des images de la vitesse orthoradiale $v(x, z, t)$ en fonction à la fois de la position radiale x et de la position verticale z [20, 91, 126] [P11, P12]. Une telle technique bidimensionnelle nécessite l'acquisition d'une électronique d'émission-réception multi-voies ainsi que d'un capteur multi-éléments. Les fréquences accessibles seraient alors limitées à 12 MHz et il faudrait adapter les cellules de Couette en conséquence (rayon de 50 mm et entrefers de 3 à 5 mm pour conserver le même nombre de points dans les profils et une courbure faible). Dans le cadre de la thèse de Lydiane Bécu, des expériences préliminaires prometteuses ont été effectuées au Laboratoire Ondes et Acoustique (ESPCI, Paris) en collaboration avec Mathias Fink et Mickaël Tanter.
5. Jusqu'à présent, nous nous sommes focalisés sur les écoulements résultant d'un cisaillement permanent (rhéologie non-linéaire). Pourtant, il est tout à fait possible d'utiliser nos techniques locales dans le domaine de la *rhéologie linéaire*. À ce titre, la technique USV, mieux résolue en temps, semble la plus adaptée pour suivre localement la déformation d'un échantillon soumis à de petites oscillations autour de l'équilibre. Le déplacement minimal mesurable par USV est de l'ordre de 1 μm . Des déformations de l'ordre de 1 % dans un gap de 1 mm semblent donc facilement accessibles. Selon la déformation à mesurer, la gamme de fréquences utilisables pourrait s'étendre jusqu'à 100 Hz. Des mesures par USV sous contrainte de cisaillement oscillante permettraient, par exemple, de localiser les zones de réarrangements dans une émulsion concentrée et de mieux comprendre comment un tel système "se met à couler" au voisinage de la contrainte seuil. Elles viendraient compléter les mesures de diffusion multiple de la lumière certes beaucoup plus précises au niveau des faibles déformations mais qui ne donnent accès qu'à la

fraction volumique globale de gouttelettes subissant des réarrangements [67].

Les résultats exposés aux paragraphes précédents font apparaître un certain nombre de similitudes frappantes entre les différents systèmes. Les transitions de structure induites par le cisaillement et donnant lieu à un plateau de contrainte semblent toutes s’accompagner d’écoulements inhomogènes (glissement, “shear-banding” ou “jamming”). La bande fortement cisailée correspondant à la structure induite apparaît préférentiellement au rotor à cause de la faible inhomogénéité de contrainte inhérente à la géométrie de Couette (cf. note 15). Le cas particulier du copolymère tribloc qui présente des profils de vitesse stationnaires à trois bandes reste inexpliqué. Il s’agit toutefois d’un cas où les phases induites par le cisaillement ne sont pas clairement identifiées et où la proximité d’une instabilité élastique pourrait jouer un rôle important.

En général, de tels écoulements inhomogènes s’accompagnent de phénomènes dynamiques que la rhéologie globale ne reflète parfois pas du tout. Quatre processus non-stationnaires “élémentaires” peuvent être distingués : (i) mouvement de l’interface séparant des phases de viscosités différentes, (ii) nucléation transitoire d’une seconde bande fortement cisailée au stator (ou parfois même au milieu de l’entrefer), (iii) fractures et (iv) fluctuations des vitesses de glissement au parois. Les échelles de temps mises en jeu dans ces processus sont très variables selon les systèmes. Elles sont vraisemblablement liées à la physico-chimie du fluide (temps de perméation, de migration, de réorganisation de la microstructure, etc.). Les dynamiques peuvent être simplement oscillantes et périodiques ou bien beaucoup plus complexes, apériodiques et évoquant des signaux chaotiques. À l’heure actuelle, nous n’avons mis à jour aucun scénario dynamique simple dans les différents systèmes abordés.

Enfin, le glissement aux parois est récurrent dans les fluides étudiés précédemment. Un glissement fortement dissymétrique entre rotor et stator semble être la signature d’une transition de structure. Sa dynamique évoque parfois les instabilités de type “stick-slip”. Elle semble en général décorrélée du comportement du fluide en volume mais une étude plus poussée de son influence semble indispensable, en particulier via des expériences ultrasonores en géométrie rugueuse. En tout cas, l’accès à une estimation quantitative du glissement est un atout indéniable pour la rhéophysique.

Les expériences futures viseront à dégager des caractères “universels” dans tous ces comportements et, sur certains systèmes comme les micelles géantes, à les comparer à des prédictions théoriques de la dynamique sous cisaillement grâce à des modélisations microscopiques réalistes. En généralisant la technique ultrasonore à deux dimensions, je souhaite aussi entamer l’étude de systèmes présentant des “bandes de vorticité” i.e. une inhomog  n  t   spatiale dans la direction verticale z .

Chapitre 2

Fluides complexes sous vibrations

Au chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à la réponse d'un fluide complexe sous écoulement de cisaillement simple. Si le cisaillement simple est rencontré dans de très nombreuses situations, il n'est pourtant pas le seul type de contrainte mécanique que l'on peut exercer sur un fluide. C'est pourquoi, après avoir examiné de nombreux systèmes cisailés en géométrie de Couette, j'ai proposé de compléter ces recherches par une étude de l'effet de *vibrations mécaniques* sur un fluide complexe. En effet, une question qui se pose naturellement est de savoir si des vibrations sont susceptibles de modifier la microstructure d'un matériau, et dans l'affirmative, si ces modifications sont globales ou locales.

Dans ce chapitre, je décrirai d'abord brièvement l'effet de vibrations verticales sur une couche de fluide simple. Nous verrons qu'au-dessus d'une certaine accélération critique, la surface libre se déstabilise pour donner lieu à un système stationnaire d'ondes de surface. C'est l'*instabilité de Faraday*. Nous nous demanderons ensuite comment cette instabilité est modifiée dans un fluide viscoélastique et présenterons les premiers résultats obtenus sur une solution de "micelles géantes". Enfin, suivant la démarche adoptée au premier chapitre, je discuterai les perspectives ouvertes par ce travail, en particulier en ce qui concerne l'aspect local des effets mis en évidence.

2.1 Instabilité de Faraday dans un fluide simple

Lorsqu'une couche de fluide est soumise à des vibrations verticales d'amplitude suffisante, on observe la formation d'un réseau d'ondes de surface stationnaire à l'interface fluide-air. La géométrie de ce réseau ("motif" ou "pattern" en anglais) dépend du fluide, des caractéristiques du récipient et de la forme de l'excitation. C'est Faraday qui, en 1831, décrit le premier cette *instabilité hydrodynamique* désormais classique [48]. Il observa des motifs en lignes, en carrés ou encore en hexagones à la surface de divers fluides et montra que la surface oscille à la moitié de la fréquence d'excitation.

Il est bien connu qu'un oscillateur de fréquence propre ω_0 présente une résonance lorsque l'on module cette fréquence propre à $2\omega_0$: c'est la *résonance paramétrique*. Un exemple classique en mécanique est celui de la balançoire où une modulation de la position du centre de gravité introduit une modulation de la fréquence propre. De même en introduisant une force

d'inertie qui vient moduler la pesanteur, des vibrations verticales peuvent déclencher la résonance paramétrique. Dans la suite, nous noterons $f = \omega/2\pi$ la fréquence des vibrations. En 1883, Rayleigh expliqua l'instabilité de Faraday par le fait qu'il doit toujours exister un mode de vibration de la surface du fluide dont la fréquence propre est assez proche de $f/2$ pour être excité paramétriquement [115]. La figure 2.1 illustre cette réponse du fluide à $f/2$, qualifiée de *réponse sous-harmonique*.

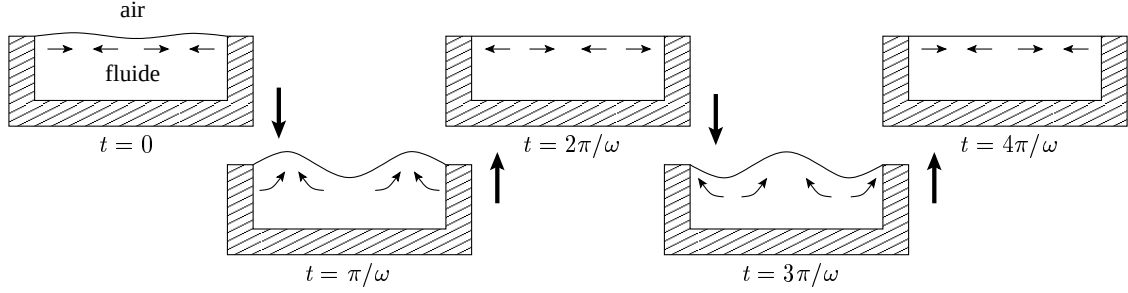


FIG. 2.1 – Résonance paramétrique d'une onde de surface. Les flèches en trait fin indiquent le sens de la vitesse dans le fluide. Une petite perturbation (en haut à gauche) est amplifiée par inertie lorsque le récipient descend ($0 < t < \pi/\omega$). Quand il remonte ($\pi/\omega < t < 2\pi/\omega$), la déformation disparaît mais la vitesse change de sens de sorte que pendant l'oscillation suivante du récipient ($2\pi/\omega < t < 4\pi/\omega$), la déformation opposée apparaît : la réponse est sous-harmonique.

2.1.1 Cas du fluide parfait

En 1954, Benjamin et Ursell [11] proposèrent la première démonstration rigoureuse des idées précédentes pour une couche de fluide parfait de hauteur h soumise à des vibrations sinusoïdales de pulsation ω et d'amplitude¹ $\delta = -a/\omega^2$. L'équation de la surface $z = \zeta(x, y, t)$ est développée selon un ensemble de fonctions propres $S_{\mathbf{k}}(x, y)$ vérifiant l'équation d'onde classique $(\nabla^2 + k^2)S_{\mathbf{k}} = 0$ et les conditions aux limites.² En utilisant les équations d'Euler pour un fluide parfait, on montre que les modes propres de vibration se comportent comme des *oscillateurs découplés* soumis à une modulation de la gravité. On sait alors que de tels oscillateurs résonnent paramétriquement lorsque k est tel que

$$\omega_0(k) = \sqrt{\left(gk + \frac{\gamma}{\rho} k^3\right) \tanh(kh)} = \frac{\omega}{2}, \quad (2.1)$$

où γ désigne la tension de surface du fluide, ρ sa densité et g l'accélération de la pesanteur. Cette équation est appelée la *relation de dispersion*. Elle relie la fréquence d'excitation au nombre d'onde le plus instable k_c tel que $\omega_0(k_c) = \omega/2$. Pour les basses fréquences (i.e. les

¹ Si $\delta(t) = \delta \cos(\omega t)$ désigne le déplacement sinusoïdal imposé au récipient, alors son accélération instantanée est $a(t) = -\omega^2 \delta \cos(\omega t)$. Dans la suite, nous mesurerons l'amplitude $a = -\omega^2 \delta$ de l'accélération et nous raisonnerons donc sur a .

² x et y désignent les coordonnées cartésiennes dans le plan horizontal. $\mathbf{k}$ est le vecteur d'onde et $k = \|\mathbf{k}\|$ le nombre d'onde.

faibles nombres d'onde), gk est le terme dominant dans l'équation (2.1) : on parle d'*ondes de gravité*. Aux hautes fréquences (ou aux fortes tensions de surface), c'est le terme $\gamma k^3/\rho$ qui domine et l'on parle d'*ondes capillaires*. La *longueur capillaire* $l_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$ permet de distinguer ces deux régimes selon que $kl_c \ll 1$ ou $kl_c \gg 1$.

Lorsqu'il existe un mode de vibration dont le nombre d'onde vérifie exactement la relation (2.1), on observe la résonance dès que l'amplitude a est non nulle. Toutefois, le résultat précédent n'est vrai que dans un fluide parfait et s'il existe k_c tel que $\omega_0(k_c) = \omega/2$. En général, à cause de la dissipation visqueuse, l'amplitude nécessaire pour déclencher la résonance est non nulle : l'accélération doit dépasser un certain seuil a_c . Au-dessus de l'accélération critique a_c , la résonance paramétrique sélectionne un certain nombre d'onde k_c . Les perturbations de nombre d'onde k_c croissent et forment un motif d'ondes stationnaires.

Notons enfin que des résonances interviennent pour chaque multiple demi-entier de ω i.e. lorsque $\omega_0(k) = n\omega/2$. La relation de dispersion (2.1) correspond au cas $n = 1$ et donc à une réponse sous-harmonique. Dans certains cas particuliers, la résonance est observée plus facilement pour $n = 2$: on obtient alors une réponse harmonique.

2.1.2 Cas du fluide visqueux

L'approche de Benjamin et Ursell [11] permet d'expliquer l'apparition de l'instabilité de Faraday dans un fluide parfait. Dans le cas d'un fluide *visqueux*, les modes propres de vibration n'obéissent plus à des équations découplées. L'analyse est alors nettement moins aisée et la relation de dispersion devient beaucoup plus compliquée [9] [P22]. En 1994, Kumar et Tuckerman [78] ont résolu le problème visqueux en linéarisant les équations de Navier-Stokes³

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.3)$$

et en utilisant la théorie de Floquet. Connaissant les caractéristiques du fluide (densité ρ , tension de surface γ et viscosité η), on peut alors prévoir l'accélération critique a_c au-dessus de laquelle se développe un motif d'ondes de surface de nombre d'onde k_c .

Plus précisément, pour une fréquence d'excitation donnée, l'*analyse de stabilité linéaire* de Kumar et Tuckerman permet de calculer le domaines de stabilité et d'instabilité dans le plan (k, a) [9, 78] [P22]. La figure 2.2 représente l'ensemble des points satisfaisant une condition critique de résonance et montre que des "langues de résonance" séparent les régions stables des régions instables : à k fixé, l'interface reste plane tant que l'accélération est située en dessous de la courbe. Dès que l'accélération passe au-dessus de la courbe, le nombre d'onde k devient instable et des ondes de surface se forment. La première "langue" marquée "S" à gauche correspond au cas de la résonance sous-harmonique pour $n = 1$. À mesure que k augmente, on observe la suite de résonances pour $n = 2$ (harmonique), $n = 3$ (sous-harmonique), $n = 4$ (harmonique), etc.

³ Le cas $\eta = 0$ correspond alors aux équations d'Euler utilisées Benjamin et Ursell [11].

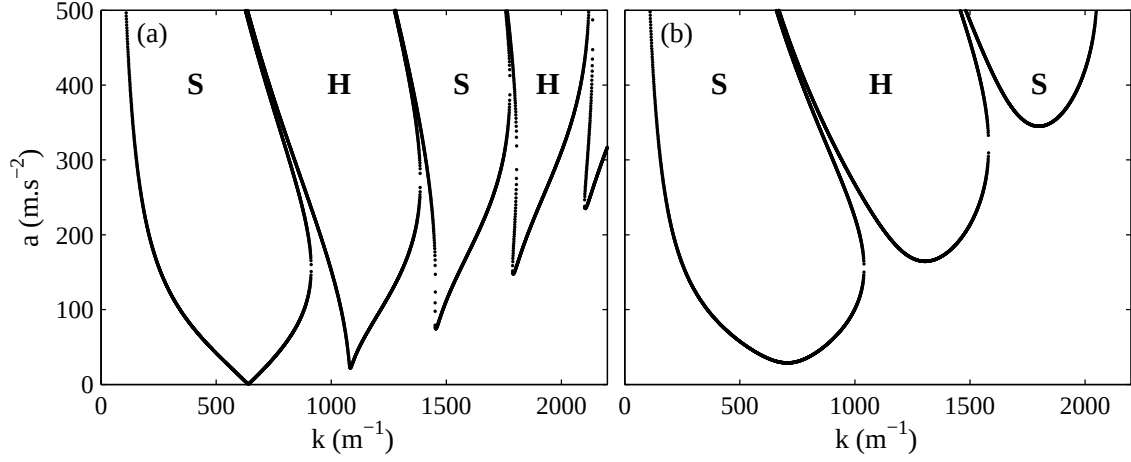


FIG. 2.2 – “Langues de résonance” (sous-harmonique S, harmonique H) calculées selon la référence [78] pour une fréquence d’excitation $f = 50$ Hz et une hauteur de fluide $h = 10$ mm. (a) Eau à 20°C : $\rho = 1.0 \text{ g.cm}^{-3}$, $\gamma = 0.07 \text{ N.m}^{-1}$ et $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}$. (b) Mélange eau-glycérol : $\rho = 1.19 \text{ g.cm}^{-3}$, $\gamma = 0.06 \text{ N.m}^{-1}$ et $\eta = 0.05 \text{ Pa.s}$.

Le *minimum global* de ces “langues de résonance” correspond au point critique (k_c, a_c) observé expérimentalement : lorsque l’amplitude est augmentée juste au-dessus de a_c , c’est le nombre d’onde k_c qui devient instable le premier. En général, ce point critique est atteint pour la première résonance sous-harmonique ($n = 1$). Pour un fluide peu visqueux comme de l’eau (figure 2.2(a)), le seuil a_c est très faible. Lorsque la viscosité augmente (figure 2.2(b)), le nombre d’onde critique reste quasiment inchangé mais l’accélération critique augmente fortement et la forme arrondie des “langues” indique que la résonance est beaucoup moins piquée. En variant ensuite la fréquence d’excitation f , on est capable de construire les courbes $a_c(f)$ et $k_c(f)$ qui seront les grandeurs accessibles dans les expériences.

Jusqu’ici, il a “suffi” de linéariser les équations du mouvement pour calculer a_c et k_c . Toutefois, l’analyse de stabilité linéaire ne permet pas de prédire l’évolution temporelle des ondes de surface ni leur amplitude finale et encore moins la géométrie du motif sélectionné au-dessus du seuil. Pour cela, il est nécessaire de faire appel à des outils non-linéaires comme la théorie des bifurcations, le formalisme des équations d’amplitude et l’analyse multi-échelle [44, 47, 98]. L’exposé complet de ces théories dépasse largement notre propos. Il nous suffira de noter ici qu’en fonction du fluide, de la géométrie du récipient et des conditions aux limites, de nombreux motifs peuvent être observés qui correspondent à la superposition de N vecteurs d’ondes de même amplitude k_c . Lorsque $N = 1$, on obtient un motif en lignes. Pour $N = 2$, on observe un motif en carrés alors que des hexagones sont sélectionnés si $N = 3$.

Enfin, si l’amplitude de l’excitation est augmentée nettement au-dessus du seuil, le motif stationnaire présente des défauts éventuellement non-stationnaires. À mesure que l’on augmente encore l’amplitude, des instabilités secondaires apparaissent et conduisent au chaos spatio-temporel [38, 77, 144] [P21].

2.1.3 Dispositif expérimental

Pour financer un dispositif permettant d'étudier l'instabilité de Faraday au CRPP, j'ai proposé un projet intitulé "Couplage entre la structure d'un fluide complexe et une instabilité hydrodynamique" qui a reçu le soutien du Ministère de la recherche sous la forme d'une "ACI Jeunes Chercheurs" (ACI 2002 n° 2046 pour un montant de 75 kEuros). Le montage, installé par Pierre Ballesta dans les premiers mois de sa thèse, est désormais opérationnel.

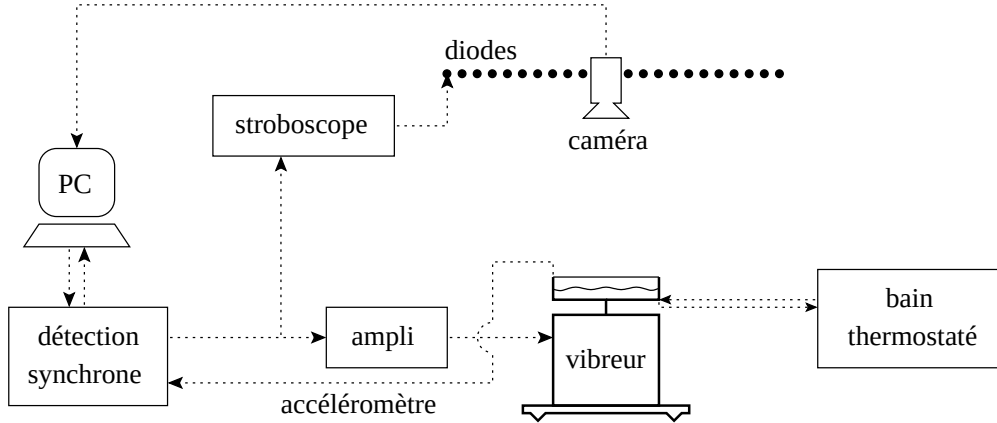


FIG. 2.3 – Dispositif expérimental permettant d'étudier l'instabilité de Faraday.

La figure 2.3 montre un schéma des différents éléments du montage. Un récipient cylindrique de diamètre 60 mm est rempli d'une couche de fluide de hauteur $h = 10$ mm et vibré verticalement grâce à un vibreur électromagnétique (Ling Dynamic Systems V406). La température du fluide est contrôlée à $\pm 0.05^\circ\text{C}$ par une circulation d'eau sous le récipient. Un couvercle en plexiglas ferme le récipient pour minimiser l'évaporation du fluide et la contamination de la surface par des poussières. Un petit accéléromètre piézo-électrique (Endevco 2224C) est fixé sur le couvercle. Le signal de l'accéléromètre est envoyé à une détection synchrone (Stanford Research Systems SR810) qui fournit aussi l'excitation sinusoïdale de fréquence f au vibreur.

Pour visualiser la surface, on éclaire l'expérience par dessus grâce à un cercle de diodes commandé par un stroboscope synchronisé avec l'excitation. La fréquence du stroboscope est réglée sur f ou $f/2$ pour déterminer le type de réponse du fluide (harmonique ou sous-harmonique). Cette technique de visualisation permet de mesurer le seuil d'instabilité a_c avec une précision de l'ordre de 2 %. Le nombre d'onde critique est déterminé en analysant une image de la surface complètement déstabilisée (environ 5 % au-dessus du seuil) : on mesure directement la longueur d'onde λ_c du motif observé et on en déduit $k_c = 2\pi/\lambda_c$. De plus amples détails sur le dispositif sont disponibles dans la référence [4] reproduite en annexe [P9].

2.1.4 Résultats expérimentaux

Plusieurs études expérimentales antérieures de l'instabilité de Faraday dans des fluides simples ont montré un bon accord avec la théorie [9, 18, 31]. Nous avons donc commencé par vérifier cet accord grâce à notre dispositif. La figure 2.4 montre les mesures de a_c et k_c effectuées dans un mélange newtonien constitué de 22 % en masse d'eau et de 78 % de glycérol. L'accord avec les prédictions théoriques de la référence [78] est excellent sur toute la gamme de fréquences $f = 25\text{--}90$ Hz. En guise d'illustration, la figure 2.5 présente quelques motifs observés dans ce fluide newtonien.

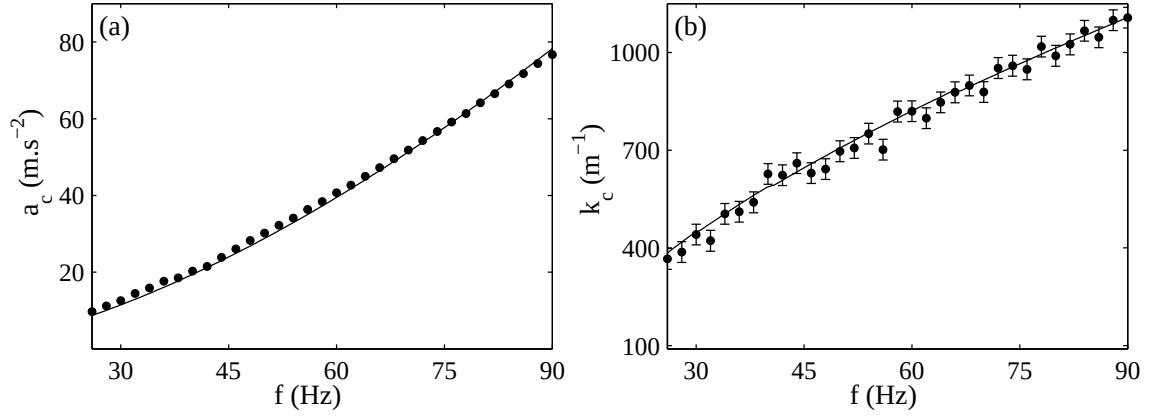


FIG. 2.4 – (a) Accélération critique a_c et (b) nombre d'onde critique k_c en fonction de la fréquence d'excitation f dans le mélange eau-glycérol. Les lignes continues correspondent aux prédictions théoriques de la référence [78] avec $\rho = 1.19 \text{ g.cm}^{-3}$, $\gamma = 0.06 \text{ N.m}^{-1}$ et $\eta = 0.05 \text{ Pa.s}$.

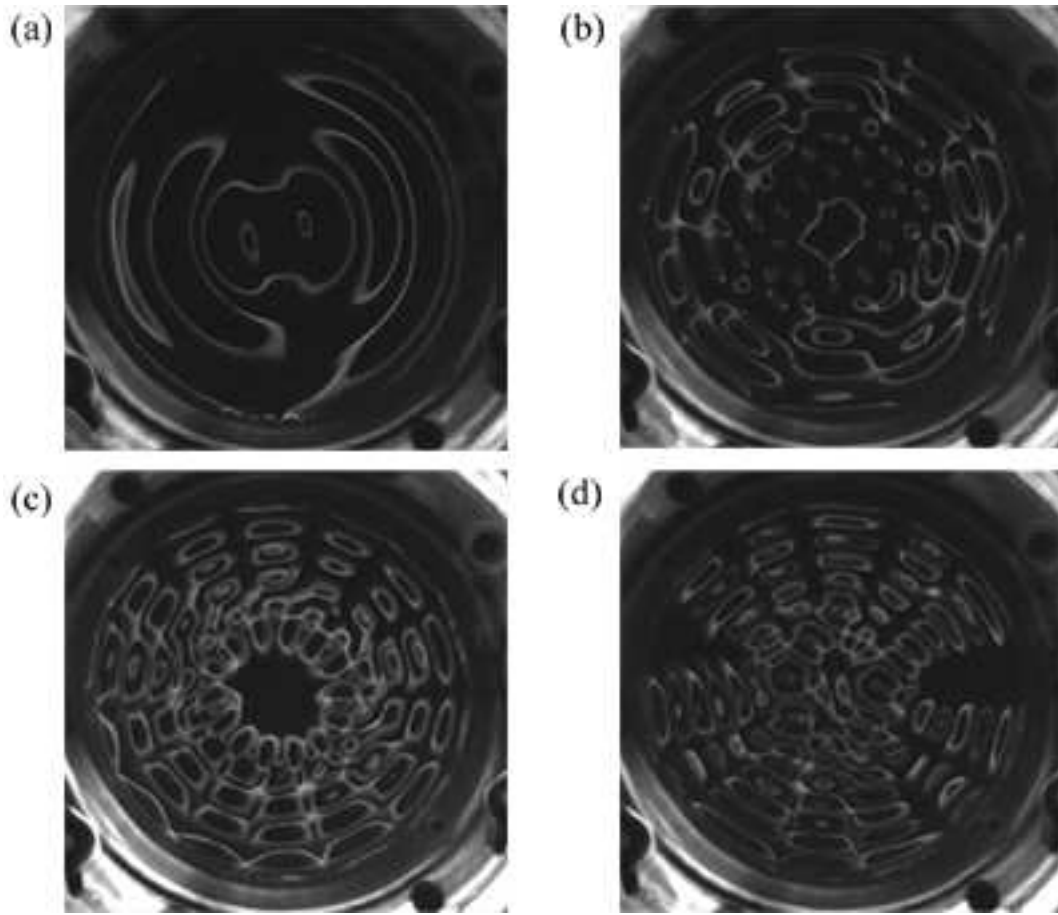


FIG. 2.5 – Motifs observés au seuil d'instabilité dans le mélange eau-glycérol pour (a) $f = 28$ Hz, (b) $f = 48$ Hz, (c) $f = 56$ Hz et (d) $f = 76$ Hz.

2.2 Instabilité de Faraday dans un fluide complexe

Si l'instabilité de Faraday est désormais bien comprise dans les fluides simples, il en va autrement dans les fluides complexes. En effet, comme nous l'avons vu au premier chapitre, la diversité des réponses d'un fluide complexe à un écoulement est la source de complications théoriques importantes. Expérimentalement, on peut donc se demander de quelle façon la microstructure d'un fluide complexe peut modifier l'instabilité de Faraday. En particulier, si le temps de relaxation de la microstructure est comparable à la période de l'excitation, on s'attend à observer un couplage avec l'écoulement au-dessus du seuil d'instabilité.

2.2.1 État de l'art

Depuis une dizaine d'années,⁴ divers auteurs ont commencé à s'intéresser au comportement d'une couche de fluide complexe soumise à des vibrations verticales. Les expériences sur des solutions de polymère semi-diluées n'ont toutefois pas mis en évidence de modifications significatives de l'instabilité [116, 136]. En effet, il a été montré qu'il suffisait d'introduire dans le modèle théorique une viscosité $\eta(\omega)$ dépendant de la fréquence d'excitation pour reproduire correctement les courbes $a_c(\omega)$ et $k_c(\omega)$ [116]. Le débat s'est ensuite focalisé sur l'existence d'une réponse harmonique au lieu de la réponse sous-harmonique classique. Cet effet typiquement viscoélastique a été observé à "basse" fréquence ($f < 40$ Hz) ainsi que de nouveaux types de motifs entrant en compétition entre eux [136]. Dans le domaine des fréquences plus élevées 50–100 Hz, l'instabilité reste similaire à celle observée dans les fluides simples sans doute à cause de la faible viscoélasticité des fluides choisis.

Tout récemment, des expériences dans des suspensions rhéoépaississantes ont mis en évidence des effets très importants de la structure du fluide : au-dessus du seuil d'instabilité, une petite perturbation de la surface (par exemple, une dépression causée par un jet d'air) croît et envahit une grande partie de la cellule créant de véritables "trous" dans le fluide [96]. Ces observations ont été interprétées en termes de couplage entre la microstructure du fluide et le réseau d'ondes de surface.

2.2.2 Rhéologie linéaire

Nous avons choisi de tester la réponse d'une solution de "micelles géantes" constituée de CPCI–NaSal à 4 % en masse en solution dans l'eau salée (0.5 M de NaCl) à 21°C. Comme nous l'avons vu au premier chapitre, une telle solution est très viscoélastique et présente de forts couplages microstructure–écoulement. Dans un fluide simple, l'instabilité de Faraday se traduit par le passage d'un état de base au repos ($\mathbf{v} = 0$ partout) à un faible écoulement oscillant induit par les ondes de surface (rouleaux exponentiellement atténués avec la profondeur). Dans un fluide complexe, on s'attend donc à ce que la réponse du fluide soit décrite par la *rhéologie linéaire*, au moins au voisinage du seuil d'instabilité.

⁴ Nous omettons volontairement ici toutes les études sur les milieux granulaires secs ("tas de sable") sous vibrations verticales initiées dès les années 1980. Bien que ces systèmes donnent lieu à des phénomènes intéressants, nous ne les considérerons pas comme faisant partie de nos fluides complexes.

En rhéologie linéaire, l'échantillon est soumis à une petite déformation de cisaillement oscillante $\gamma(t) = \gamma_0 \sin(\omega t)$. On mesure alors la contrainte en fonction du temps qui, en régime permanent, s'écrit de façon générale

$$\sigma(t) = \gamma_0 (G'(\omega) \sin(\omega t) + G''(\omega) \cos(\omega t)) . \quad (2.4)$$

Le coefficient $G'(\omega)$, appelé “module élastique” caractérise la réponse *élastique* du matériau (en phase avec le forçage) alors que le “module de perte” $G''(\omega)$ correspond à la dissipation *visqueuse* (en quadrature de phase avec $\gamma(t)$). Un matériau est dit “viscoélastique” lorsqu'il possède des modules $G'(\omega)$ et $G''(\omega)$ comparables au moins sur une certaine plage de fréquences. De façon équivalente, on introduit la *viscosité complexe* :

$$\eta(\omega) = \frac{1}{\omega} (G''(\omega) - iG'(\omega)) . \quad (2.5)$$

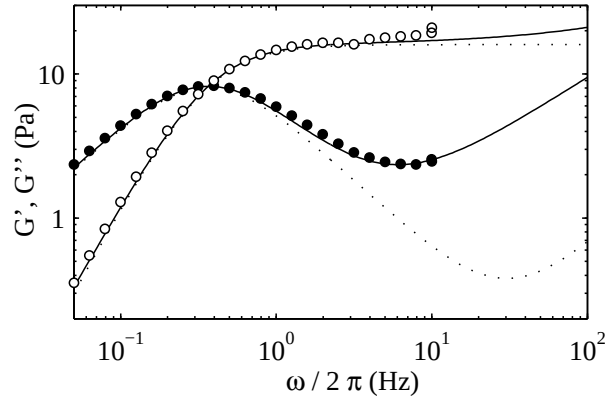


FIG. 2.6 – Module élastique $G'(\omega)$ ($\circ$) et module de perte $G''(\omega)$ ($\bullet$) en fonction de la fréquence des oscillations $\omega/2\pi$ pour une solution de “micelles géantes” CPCl–NaSal à 4 % en masse. Les lignes en pointillés correspondent au modèle de Maxwell (équation (2.6) avec $G_0 = 16$ Pa, $\tau = 0.44$ s et $\eta_s = 10^{-3}$ Pa.s). Les lignes continues sont obtenues en ajoutant un terme de Zimm au modèle précédent (équation (2.7) avec $a_Z = 0.12$ Pa.s^{2/3}).

La figure 2.6 présente les mesures de $G'(\omega)$ et $G''(\omega)$ sur notre solution micellaire. Les résultats sont typiques d'un fluide fortement viscoélastique : à basse fréquence, le module de perte domine et la réponse est essentiellement visqueuse. Au-delà de 1 Hz, $G'(\omega) \gg G''(\omega)$ et notre matériau se comporte comme un solide élastique. L'inverse de la fréquence pour laquelle G' et G'' se croisent permet de définir le *temps de relaxation* du fluide $\tau \simeq 0.5$ s.

Pour $f \lesssim 2$ Hz, les modules viscoélastiques sont bien reproduits par le modèle de Maxwell [34] :

$$\eta_M(\omega) = \eta_s + \frac{G_0 \tau}{1 + i\omega \tau} , \quad (2.6)$$

avec un module de cisaillement $G_0 = 16$ Pa et un temps de relaxation $\tau = 0.44$ s. La viscosité du solvant η_s sera prise égale à celle de l'eau $\eta_s = 10^{-3}$ Pa.s. Toutefois, pour les fréquences

supérieures à 2 Hz, on constate une remontée du module de perte caractéristique de modes de relaxation de type Rouse ou Zimm [19] et souvent observée dans les solutions de “micelles géantes” [53]. En ajoutant un terme de Zimm en $\omega^{-1/3}$ à $\eta_M(\omega)$,

$$\eta_Z(\omega) = \eta_s + \frac{G_0\tau}{1 + i\omega\tau} + a_Z \left(1 - \frac{i}{\sqrt{3}}\right) \omega^{-\frac{1}{3}}, \quad (2.7)$$

on obtient une excellente approximation de $G'(\omega)$ et $G''(\omega)$ sur toute la gamme de fréquences.

2.2.3 Résultats expérimentaux dans une solution de “micelles géantes”

Les résultats obtenus dans une couche de solution micellaire de hauteur $h = 10$ mm et pour laquelle nous avons mesuré $\rho = 1.0$ g.cm⁻³ et $\gamma = 0.03$ N.m⁻¹ sont rassemblés dans les figures 2.7 et 2.8. Les mesures de a_c et de k_c mettent en évidence un effet spectaculaire de la viscoélasticité du fluide : a_c et k_c présentent des oscillations marquées en fonction de la fréquence d’excitation (cf. figure 2.7). Les motifs de la figure 2.8 montrent bien que l’évolution de k_c n’est pas monotone puisque la longueur d’onde est plus grande à 52 Hz qu’à 42 Hz et 64 Hz. Notons que pour un fluide newtonien conduisant à des valeurs de a_c et de k_c similaires, aucune oscillation n’est observée (cf. figure 2.4).

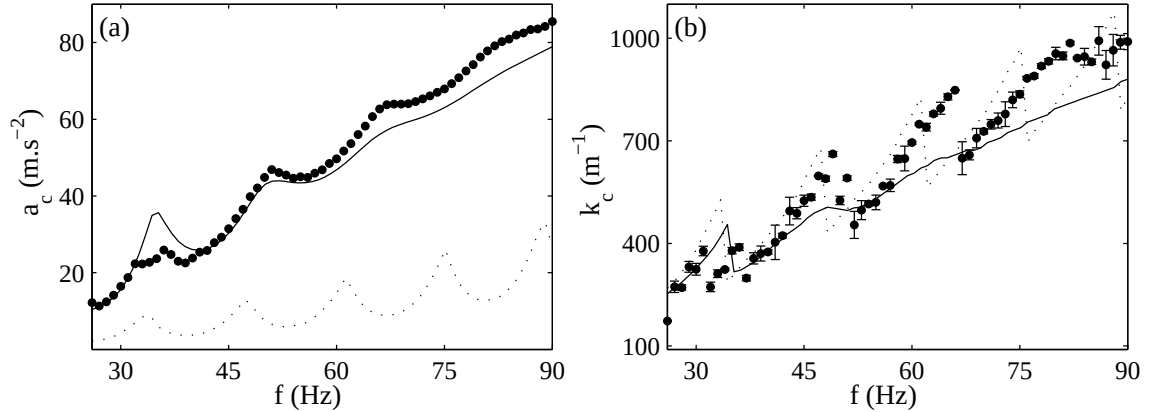


FIG. 2.7 – (a) Accélération critique a_c et (b) nombre d’onde critique k_c en fonction de la fréquence d’excitation f dans la solution de “micelles géantes”. Les lignes en pointillés correspondent aux prédictions théoriques de la référence [79] pour le fluide de Maxwell extrait des données rhéologiques de la figure 2.6. Les lignes continues sont les prédictions obtenues en ajoutant un terme de Zimm au fluide de Maxwell précédent.

Nous proposons d’interpréter ces oscillations par la présence d’*ondes élastiques de cisaillement* émises à la surface du fluide, se propageant dans la hauteur du fluide et réfléchies sur le fond du récipient. En effet, dans un fluide de Maxwell pour lequel $\omega\tau \gg 1$ (ce qui est toujours le cas dans nos expériences), la vitesse de propagation des ondes de cisaillement est donnée par $\sqrt{G_0/\rho}$. Au-dessus du seuil d’instabilité, les ondes de surface engendrent des ondes élastiques qui peuvent former une onde stationnaire dans la hauteur du fluide.

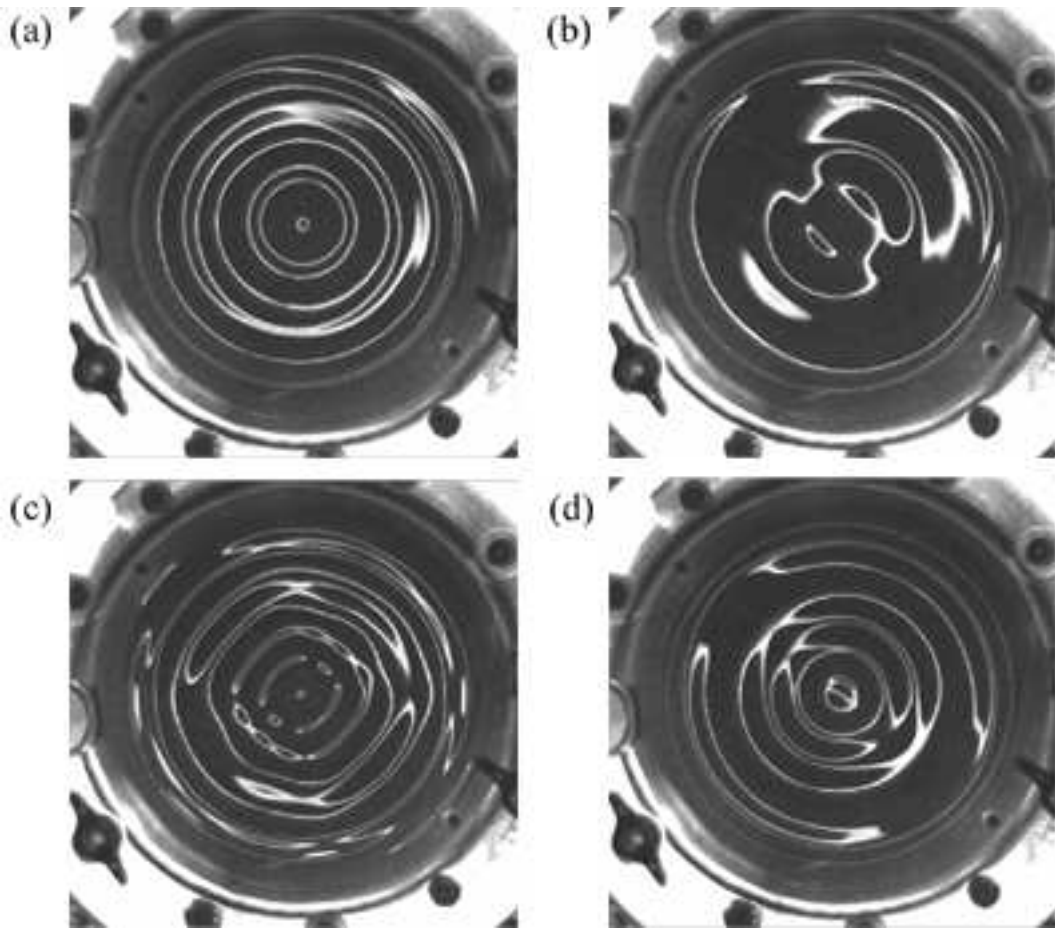


FIG. 2.8 – Motifs observés au seuil d’instabilité dans la solution de “micelles géantes” pour (a) $f = 42$ Hz, (b) $f = 52$ Hz, (c) $f = 64$ Hz et (d) $f = 72$ Hz.

Plus précisément, pour un forçage sous-harmonique à $f/2$ par les ondes de surface, la longueur d'onde des ondes de cisaillement vaut $2\sqrt{G_0/\rho}/f$. Lorsqu'un aller-retour sur une hauteur h après réflexion sur le fond, soit une distance $2h$, correspond à un nombre demi-entier de longueurs d'onde,⁵ i.e. lorsque $f = (n + 1/2)\sqrt{G_0/\rho}/h$, des interférences constructives ont lieu à la surface libre. Dans ce cas, les ondes élastiques et les perturbations à la surface sont amplifiées de sorte que l'accélération critique est plus faible qu'en l'absence d'effets élastiques. Au contraire, si $f = n\sqrt{G_0/\rho}/h$, des interférences destructives conduisent à une augmentation de a_c .

Cette interprétation permet d'expliquer les oscillations de la figure 2.7. En effet, avec $G_0 = 16$ Pa, $\rho = 10^3$ kg.m⁻³ et $h = 10$ mm, on a $\sqrt{G_0/\rho}/h \simeq 13$ Hz, ce qui correspond bien à l'intervalle de fréquence entre deux oscillations de a_c ou de k_c (cf. figure 2.7). La référence [4] reproduite en annexe [P9] donne plus de détails et des arguments quantitatifs concernant cet effet de *profondeur finie*.

Pour finir, soulignons le fait que de telles oscillations sont prévues théoriquement. En effet, nous avons repris la méthode numérique développée par S. Kumar [79, 80] pour un fluide viscoélastique de profondeur finie. Cette méthode consiste essentiellement à remplacer la viscosité η par une viscosité complexe $\eta(\omega)$ dans la théorie discutée au paragraphe 2.1 [78]. Pour le modèle de Maxwell $\eta_M(\omega)$ avec les paramètres extraits de la rhéologie linéaire $G_0 = 16$ Pa et $\tau = 0.44$ s, on obtient des fonctions $a_c(\omega)$ et $k_c(\omega)$ oscillantes. De plus, si les prédictions théoriques sont très éloignées des données expérimentales pour le fluide de Maxwell, la figure 2.7 montre un accord nettement meilleur lorsqu'un terme de Zimm est ajouté à $\eta_M(\omega)$ pour prendre en compte le comportement de notre fluide à haute fréquence. De tels effets n'avaient pas été observés numériquement ou expérimentalement auparavant, sans doute parce que les fluides envisagés n'étaient pas assez viscoélastiques.

2.3 Discussion et perspectives

Validité de l'approche théorique

L'étude précédente a mis en évidence un nouvel effet viscoélastique témoignant du couplage entre l'instabilité de Faraday et un fluide complexe. Cet effet ne dépend pas du temps de relaxation du fluide mais seulement de son module élastique et de la hauteur de fluide [P9]. Je compte poursuivre cette étude sur les "micelles géantes" soumises à des vibrations dans plusieurs directions.

Tout d'abord, même si l'accord avec la théorie semble satisfaisant, je souhaite mieux comprendre les différences observées entre les données expérimentales et le modèle utilisant $\eta_Z(\omega)$ (cf. figure 2.7). En effet, nos mesures rhéologiques sont limitées à 10 Hz alors que l'expérience de Faraday est réalisée entre 25 et 90 Hz. On peut donc s'interroger sur la pertinence du modèle rhéologique $\eta_Z(\omega)$ extrapolé vers les hautes fréquences. Pour des questions de limitations techniques du vibreur, il n'est pas raisonnable d'envisager de soumettre nos fluides à des fréquences inférieures à 15 Hz. Dans l'avenir, il faudra donc obtenir des mesures rhéologiques

⁵ À cause d'un déphasage de π introduit à la réflexion, les interférences constructives ont lieu pour un nombre *demi-entier* (et non entier) de longueurs d'onde.

à “haute” fréquence (> 10 Hz) pour savoir si la différence provient d’un modèle rhéologique inadéquat.

D’autre part, le modèle théorique de la référence [79] ne prend pas en compte la *viscoélasticité de surface*. Pourtant, dans un fluide comme notre solution micellaire, la dépendance de la viscosité de surface et/ou de la tension de surface avec la fréquence pourrait jouer un rôle important sur les conditions aux limites [46].

Enfin, l’approche théorique suivie jusqu’ici repose sur la viscoélasticité *linéaire*. Elle est justifiée par le fait qu’au voisinage du seuil, les déformations attendues à la surface sont “petites” [79, 80]. Toutefois, expérimentalement, les plus petites déformations mesurables sont de l’ordre de $\zeta \simeq 10 \mu\text{m}$. Le taux de cisaillement correspondant peut être estimé par $\dot{\gamma} \sim \zeta \omega k_c \simeq 10 \text{ s}^{-1}$ pour $f = 60$ Hz [80]. Or, pour notre solution de “micelles géantes”, un tel taux de cisaillement est déjà loin dans le *régime non-linéaire* (cf. paragraphe 1.5.2). Ainsi, la seule connaissance de $G'(\omega)$ et $G''(\omega)$ ne suffit peut-être pas et des effets non-linéaires pourraient entrer en jeu comme la *transition isotrope-nématique* induite par le cisaillement et décrite au chapitre précédent.

Vers des mesures locales sous vibrations

Suivant la même démarche que pour l’écoulement de cisaillement, je souhaite désormais effectuer des mesures *locales* dans l’instabilité de Faraday. En effet, dans un fluide fortement viscoélastique, le champ de vitesse devrait être nettement différent de celui observé dans un fluide newtonien. Des mesures par suivi de particules (PIV) permettraient d’identifier les mécanismes d’écoulement mis en jeu au-dessus du seuil d’instabilité.

De plus, dans les solutions micellaires, j’envisage d’effectuer des mesures locales de la biréfringence pour voir si la structure du fluide est modifiée par la présence d’un motif stationnaire d’ondes de surface. Au-dessus du seuil, le cisaillement est localisé aux nœuds des ondes de surface alors qu’il est nul aux ventres. Si la valeur maximale du cisaillement dépasse celle nécessaire pour déclencher l’alignement des micelles, alors on devrait observer une *structuration spatiale* du fluide par l’instabilité de Faraday. Comme nous le verrons à travers le chapitre de conclusion, une telle structuration à l’échelle macroscopique pourrait trouver une application originale dans la synthèse de nouveaux matériaux. Ces expériences constitueront donc le cœur de la thèse de Pierre Ballesta.

Enfin, nous avons l’intention d’étudier d’autres fluides complexes sous vibrations verticales. En particulier, nous souhaitons nous intéresser à un système rhéoépaississant. Un tel fluide est susceptible de donner lieu à des phénomènes *dynamiques* dont l’étude pourrait rejoindre celle des comportements temporels du premier chapitre. En effet, puisque le seuil d’instabilité augmente avec la viscosité, dès qu’un écoulement survient au-dessus du seuil, le système s’épaissit, ce qui repousse le seuil un peu plus haut et entraîne l’arrêt de l’instabilité donc la fluidification du milieu. Selon les temps caractéristiques nécessaires pour modifier la microstructure du fluide, on comprend intuitivement que l’on puisse ainsi obtenir des phénomènes oscillants, ou du moins fortement hystérétiques, au voisinage du seuil d’instabilité.

Conclusions et perspectives

Des fluides simples aux fluides complexes

Avant mon arrivée au CRPP, mes recherches s'étaient focalisées sur les écoulements instables ou turbulents dans les fluides *simples* [P13–P22]. Le paramètre de contrôle est alors le nombre de Reynolds $Re = \rho v L / \eta$ où v est la vitesse caractéristique de l'écoulement et L une taille caractéristique de l'expérience (taille de la cellule, d'un obstacle, d'un orifice, etc.). À faible nombre de Reynolds ($Re \ll 1$), l'écoulement est *laminaire* : les couches de fluide coulent “sans se mélanger”.¹ Lorsque le nombre de Reynolds augmente, par exemple lorsque l'on augmente la vitesse de l'écoulement, des *instabilités hydrodynamiques* apparaissent et se traduisent par l'existence de structures tourbillonnaires de taille typique L .² À très haut nombre de Reynolds, l'écoulement est caractérisé par l'existence de tourbillons à toutes les échelles spatiales : c'est la *turbulence*. Ces phénomènes sont la conséquence de la non-linéarité des équations de Navier-Stokes (terme “convectif” ou “inertiel” $\mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$ dans l'équation (2.3)).

Dans les fluides *complexes*, nous avons vu que les expériences sont souvent conduites à faible vitesse, sur des petites tailles et sur des matériaux très visqueux. Le nombre de Reynolds est donc en général très faible et l'inertie n'est pas un phénomène pertinent. Toutefois, comme l'ont montré les exemples abordés dans le premier chapitre, l'écoulement ne reste pas laminaire ou homogène pour autant. En effet, l'existence d'une *microstructure* susceptible de se coupler à l'écoulement conduit à des phénomènes nouveaux. Ainsi, l'élasticité du fluide peut donner lieu à des “instabilités élastiques” et induire une véritable “turbulence élastique” (cf. paragraphe 1.5.4). Problème industriel récurrent, le glissement et sa dynamique soulèvent de nombreuses questions fondamentales (cf. paragraphes 1.5.1 et 1.5.3). Enfin, les transitions de structure induites par un écoulement (cf. paragraphes 1.5.2 et 1.5.3) et les phénomènes de fractures (cf. paragraphe 1.5.5) s'accompagnent de comportements spatio-temporels complexes que seuls des modèles microscopiques semblent en mesure d'expliquer. La thèse de Lydiane Bécu devrait apporter de nouveaux éléments de réponse à ces problèmes difficiles.

En proposant d'examiner la réponse d'un fluide complexe à une instabilité hydrodynamique classique comme l'instabilité de Faraday, j'ai souhaité non seulement entamer l'étude d'une géométrie d'écoulement peu explorée mais surtout m'interroger sur le couplage entre les aspects “écoulement complexe d'un fluide simple” et “écoulement simple d'un fluide complexe” qui ont

¹ Par exemple, dans l'écoulement de cisaillement simple, la vitesse du fluide est orientée dans le même sens que celle de la paroi mobile et augmente linéairement de la paroi fixe à la paroi mobile (cf. figure 1.1).

² En géométrie de Couette cylindrique, il s'agit des rouleaux observés au-dessus du seuil de l'instabilité de Taylor-Couette discutée plus haut (cf. paragraphe 1.5.4).

fait jusqu'à présent l'objet de mes recherches. En effet, l'existence d'un *seuil* d'instabilité permet un bon contrôle du fluide et de son écoulement. De plus, l'apparition d'un motif stationnaire au-dessus du seuil, donc d'une *structuration spatiale* de l'écoulement, incite à attendre des réponses spatio-temporelles originales dans les fluides complexes. En soumettant une solution de "micelles géantes" à l'écoulement induit par l'instabilité de Faraday, nous avons déjà pu mettre en évidence un effet important de la viscoélasticité sur le seuil d'instabilité (cf. paragraphe 2.2.3).

Des mesures globales aux mesures locales

Les outils de mesure couramment utilisés pour étudier la structure des fluides complexes ou leur réponse à un cisaillement donnent accès à des *grandeurs globales* i.e. moyennées sur l'épaisseur de l'échantillon voire sur tout son volume : diffusion de neutrons, de rayons X ou de lumière, rhéométrie classique, etc. Au CRPP, le développement de deux techniques locales, la diffusion dynamique de la lumière [P1] et la vélocimétrie ultrasonore [P2, P11, P12], a permis d'accéder aux profils de vitesse dans de nombreux fluides complexes cisailés en géométrie de Couette [P3–P8]. Ces nouveaux outils viennent compléter les techniques introduites auparavant dans ce domaine comme la résonance magnétique, le suivi de particules ou la biréfringence sous écoulement.

Tout au long du premier chapitre, j'ai largement insisté sur l'importance d'obtenir des *mesures locales résolues en temps* et enregistrées simultanément aux données rhéologiques globales. En effet, dans le cas de nos mesures de vitesse, il est nécessaire de connaître la contrainte imposée au fluide pour corrélérer comportement rhéologique global et local. Toutefois, les données issues d'un rhéomètre sont parfois très loin de refléter le comportement effectif du fluide tant dans sa structure spatiale que dans sa dynamique. Pour atteindre une description locale complète, l'idéal serait de disposer aussi d'une mesure de la contrainte résolue en espace. Une telle mesure soulève malheureusement des difficultés techniques importantes. Une autre voie pour examiner localement les fluides complexes hors d'équilibre consiste à les confiner dans des dispositifs de *microfluidique*. Les épaisseurs mises en jeu sont alors très faibles (quelques dizaines de micromètres) et permettent une visualisation directe dans la plupart des fluides complexes. Après une collaboration fructueuse sur les expériences en géométrie de Couette, c'est dans cette direction que s'orientent les travaux de Jean-Baptiste Salmon et d'Annie Colin (Laboratoire du Futur, Rhodia–CNRS, Pessac) avec qui je compte garder des liens scientifiques étroits sur ce sujet des écoulements de fluides complexes.

Enfin, notre étude de l'instabilité de Faraday dans les fluides complexes a suivi la même démarche. Contrairement aux rhéomètres utilisés lors de l'étude sous cisaillement, le dispositif permettant d'engendrer des vibrations mécaniques n'existait pas au laboratoire. Il a donc d'abord fallu l'installer et le tester sur des fluides simples. Après une campagne de mesures globales (accélération et nombre d'onde au seuil d'instabilité) dans une solution de "micelles géantes" [P9], nous souhaitons maintenant faire évoluer le montage dans le but d'effectuer des mesures plus locales, par exemple du champ de vitesse par suivi de particules ou de la structure par biréfringence. Ce passage du global au local dans nos expériences sous vibrations représente un des enjeux principaux de la thèse de Pierre Ballesta.

Vers de nouveaux matériaux structurés par un écoulement

Une application potentielle des travaux exposés dans ce mémoire consiste en l’obtention de nouveaux matériaux structurés par un écoulement. En collaboration avec Annie Colin et Rénal Backov (CRPP), j’envisage d’utiliser des instabilités hydrodynamiques pour “mettre en forme” un fluide complexe sur les tailles caractéristiques résultant de l’instabilité. En effet, depuis une dizaine d’années, de nouvelles techniques chimiques se développent pour la synthèse de matériaux inorganiques poreux à l’échelle mésoscopique appelés *matériaux mésoporeux*. Ces techniques utilisent des systèmes moléculaires organisés comme phase structurante d’un objet minéral en croissance. Ainsi, la microstructure d’un fluide complexe (gouttelettes d’une émulsion, vésicules ou micelles, etc.) peut servir de substrat organique pour précipiter des composés minéraux comme des précurseurs de la silice. Après élimination du “moule” organique, on obtient un matériau poreux présentant une très grande variété de formes selon le fluide complexe utilisé [125, 141].

L’intérêt principal des matériaux obtenus réside dans leur caractère anisotrope et éventuellement hiérarchisé. Leurs applications les plus prometteuses appartiennent au domaine de la filtration, de la séparation de biomolécules et des biomatériaux comme les prothèses ou les implants médicaux. À l’heure actuelle, un défi majeur réside dans l’obtention de matériaux organisés non seulement à l’échelle du micromètre mais aussi à plus grande échelle, sur des tailles de l’ordre du millimètre. Dans ce contexte, il a été observé que l’application d’un cisaillement au mélange moule–précurseur conduit à des structures anisotropes de manière reproductible [76].

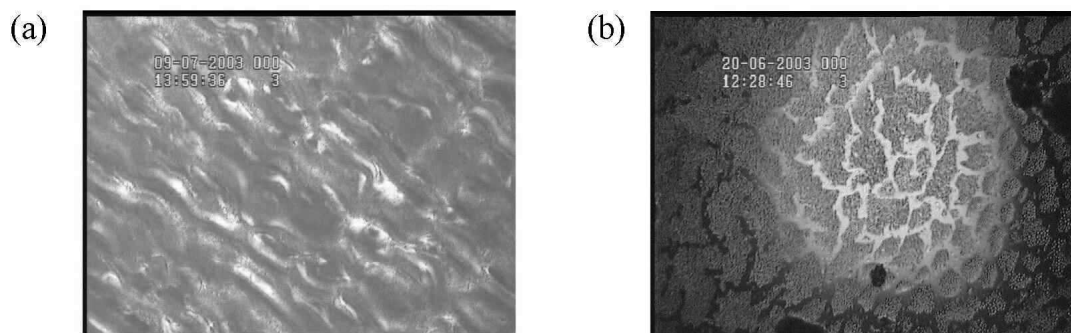


FIG. 3.1 – Observations microscopiques après précipitation complète d’un mélange d’un précurseur de la silice, d’eau à pH 0.8 et de TTAB, placé sur une plaque chauffante à 40°C pendant plusieurs heures. (a) Structures orientées en “vagues”. (b) Structures cellulaires. Les structures ont une taille typique de 10 à 50 μm (images obtenues dans le cadre du stage d’ingénieur de Lucie Aubier).

En utilisant l’écoulement induit par une instabilité hydrodynamique formant des motifs, nous espérons obtenir un meilleur contrôle du matériau final non seulement sur des tailles microscopiques mais surtout à l’échelle macroscopique des motifs. La structuration spatiale de l’écoulement à l’échelle de la longueur d’onde critique λ_c introduirait ainsi une nouvelle échelle caractéristique dans le matériau, de l’ordre du millimètre au centimètre. Des expériences

préliminaires ont été effectuées dans une instabilité convective de type Bénard-Marangoni [64] : en chauffant par le bas une faible épaisseur de solution aqueuse acide contenant un précurseur de la silice, des rouleaux de convection thermique apparaissent puis se “figent” au cours de la réaction de précipitation de la silice conduisant aux morphologies présentées dans la figure 3.1.

Toutefois, imposer précisément un gradient thermique tout en gardant un bon contrôle de la structure du fluide est très délicat dans les fluides complexes à cause de leur grande sensibilité à la température. C’est pourquoi je pense que l’instabilité de Faraday est un meilleur candidat pour structurer un matériau mésoporeux. Le contrôle de l’écoulement et de la longueur d’onde de l’instabilité par des vibrations mécaniques semble en effet plus facile. De plus, on pourrait alors choisir de déclencher la réaction chimique soit par une variation de pH soit par une variation de température. De telles expériences devraient constituer la dernière partie de la thèse de Pierre Ballesta ou faire l’objet d’un stage de Master.

Vers l’acoustique intrusive dans les fluides complexes

Les fréquences des vibrations mises en jeu dans l’expérience de Faraday sont limitées à quelques kilohertz. Une extension naturelle est l’étude de l’effet de vibrations à plus haute fréquence, dans le domaine ultrasonore. En collaboration avec Régis Wunenburger et Jean-Pierre Delville (Centre de Physique Moléculaire, Optique et Hertzienne, Talence) et dans le cadre du stage post-doctoral d’Alice Nicolas financé par l’ACI Jeunes Chercheurs, j’ai proposé d’explorer les effets d’une *onde acoustique de forte puissance* sur l’interface entre deux fluides.

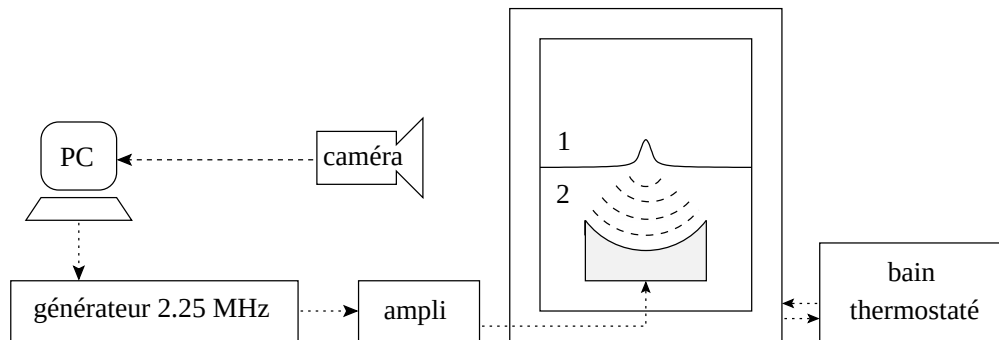


FIG. 3.2 – Dispositif permettant l’étude de la déformation induite par une onde acoustique à l’interface entre deux fluides. Une onde ultrasonore de forte puissance, émise par un transducteur hémisphérique (en gris), est focalisée sur l’interface entre le fluide 1 et le fluide 2. La déformation de l’interface est filmée et analysée après numérisation.

Ce travail suit la démarche adoptée jusqu’ici pour l’écoulement de cisaillement et pour l’instabilité de Faraday. Après avoir mis en place le dispositif schématisé sur la figure 3.2, nous analysons depuis quelques mois la réponse de l’interface entre deux fluides *simples* à une onde acoustique focalisée de forte puissance émise par un transducteur fonctionnant à 2.25 MHz (diamètre 38 mm, Imasonic). Alors que le transducteur à haute fréquence utilisé pour la vélocimétrie ultrasonore émettait des puissances très faibles et permettait des mesures

non-intrusives (cf. paragraphe 1.4), la puissance transmise ici est suffisante pour induire des déformations importantes de l'interface entre deux fluides comme le montre la figure 3.3. Le diamètre typique de la déformation est donné par la longueur d'onde acoustique soit 0.7 mm à 2.25 MHz.



FIG. 3.3 – Déformations induites par la pression de radiation acoustique à l'interface entre de l'huile DC704 (en haut) et de l'eau lourde salée (en bas) pour des intensités croissantes (images obtenues dans le cadre du stage de Master d'Olivier Misère en collaboration avec Régis Wunenburger et Alice Nicolas).

Ces déformations sont dues à la *pression de radiation* associée à une onde acoustique : lorsqu'elle change de milieu, l'onde voit son énergie varier et communique une certaine quantité de mouvement à l'interface. En première approximation, on peut écrire le bilan des forces s'exerçant sur l'interface à l'équilibre selon :

$$(\rho_2 - \rho_1)gh + \gamma\zeta = \frac{P^2}{2} \left(\frac{1}{Z_2 c_2} - \frac{1}{Z_1 c_1} \right), \quad (3.1)$$

où h est la hauteur de l'interface, ζ sa courbure, P l'amplitude de l'onde acoustique, c_i la vitesse du son du milieu i et $Z_i = \rho_i c_i$ son impédance acoustique. Comme précédemment, ρ désigne la densité et γ la tension de surface. Le membre de droite représente la force volumique associée à la pression de radiation. Son signe dépend des caractéristiques acoustiques des deux fluides. La déformation n'est donc pas nécessairement induite dans le sens de la propagation acoustique. Les premières mesures quantitatives ont permis de distinguer un régime de "faibles" déformations, modélisable par l'équation (3.1), et un domaine de "fortes" déformations où l'on observe des formes de "doigts" ou de "tétines" (cf. figure 3.3). Ces formes pourraient être liées à un *guidage* de l'onde acoustique via des réflexions multiples à l'intérieur de la déformation.

De telles observations rejoignent celles effectuées en optique dans l'équipe de Jean-Pierre Delville. En effet, lorsqu'un laser intense est focalisé à l'interface entre deux fluides, la pression de radiation électromagnétique entraîne des déformations similaires [27, 28]. Les figures 3.4 et 3.5 permettent de comparer les formes obtenues dans les deux expériences. En optique, les tailles caractéristiques sont beaucoup plus faibles qu'en acoustique : les jets observés aux plus fortes puissances dans la figure 3.5 ont un diamètre d'une dizaine de microns pour une longueur de l'ordre de 500 μm en optique, alors qu'en acoustique, leur longueur atteint plusieurs centimètres pour un diamètre d'un millimètre environ. Toutefois, la pression de radiation est un phénomène nettement plus fort en acoustique qu'en optique où la tension de surface entre les deux fluides doit être rendue très faible pour obtenir un effet mesurable [27].

D'autre part, la propagation d'ultrasons intenses dans un fluide met en jeu non seulement des effets d'interface comme la pression de radiation mais aussi des effets de volume. En effet,

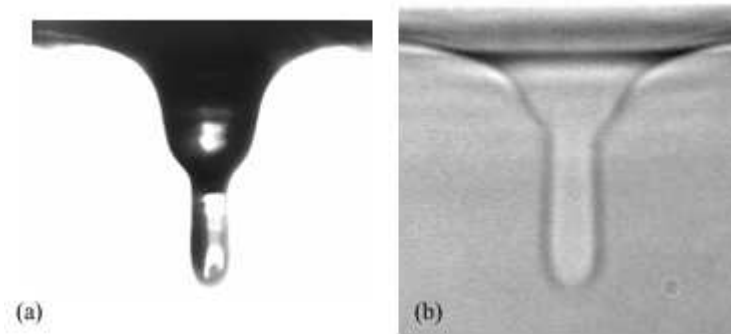


FIG. 3.4 – Déformations en “tétines” observées à l’interface entre deux fluides (a) sous l’effet de la pression de radiation acoustique entre de l’huile DC704 (en haut) et de l’eau lourde salée (en bas) (image obtenue dans le cadre du stage de Master d’Olivier Misère) et (b) sous l’effet de la pression de radiation électromagnétique dans une microémulsion au voisinage du point critique (d’après [28]).

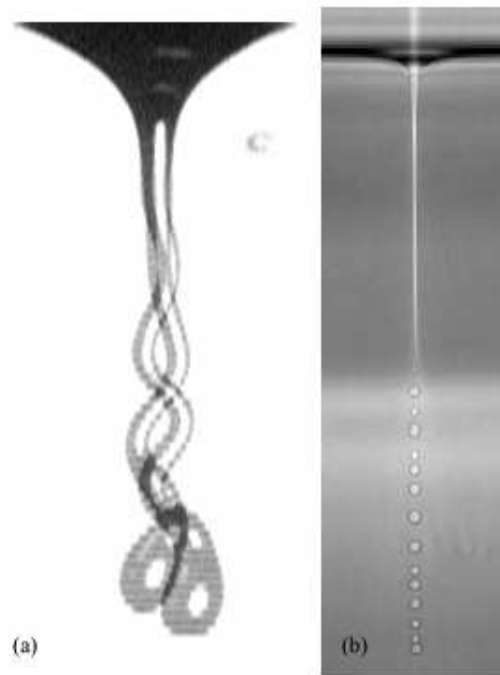


FIG. 3.5 – Jets observés à l’interface entre deux fluides (a) sous l’effet de la pression de radiation acoustique entre de l’huile DC200 (en haut) et de l’eau (en bas) (image obtenue dans le cadre du stage de Master d’Olivier Misère) et (b) sous l’effet de la pression de radiation électromagnétique dans une microémulsion au voisinage du point critique (d’après [28]).

au cours de sa propagation, une onde acoustique de forte puissance engendre un écoulement (“acoustic streaming” en anglais). Cet écoulement a toujours lieu dans le sens de la propagation et peut donc venir amplifier la déformation ou bien, au contraire, s’y opposer. Dans un premier temps, nous nous sommes donc limités à des interfaces entre deux fluides simples. Dans le but de séparer les effets de la pression de radiation de ceux des écoulements induits, nous effectuerons des mesures de champ de vitesse par suivi de particules et essaierons de résoudre la dynamique de l’interface grâce à une caméra rapide.

À plus long terme, l’objectif est d’étudier l’interface entre un fluide complexe et un fluide simple ou entre deux fluides complexes. Nous souhaitons ainsi nous interroger sur le couplage entre une onde acoustique et la microstructure d’un fluide complexe. En particulier, comme dans l’instabilité de Faraday, nous nous attendons à mettre en évidence une influence de la viscoélasticité sur les déformations par pression de radiation. D’autre part, nous nous demanderons si des ultrasons de puissance sont susceptibles d’induire des transitions de structure et s’ils pourraient représenter un moyen d’appliquer à distance des déformations locales (en surface ou en volume) dans un fluide complexe.

Bilan général

Les travaux décrits dans ce mémoire ont été effectués au sein de l’équipe “Fluides Complexes Hors d’Équilibre” du CRPP. Situés à l’interface entre physique et chimie, les fluides complexes font partie intégrante de la “matière molle”. Depuis une vingtaine d’année, la découverte de nouvelles structures et de nouveaux matériaux font des fluides complexes un domaine extrêmement dynamique tant au plan fondamental qu’au niveau des applications.

Les recherches que j’ai menées sur l’effet du cisaillement et des vibrations dans les fluides complexes m’ont permis non seulement de réinvestir les compétences issues de mes travaux antérieurs sur les fluides simples, mais aussi d’acquérir de nouvelles connaissances sur un domaine en constante évolution. En introduisant des techniques de mesures locales, nous avons pu mieux caractériser la réponse de divers fluides complexes à une contrainte extérieure. L’enjeu fondamental est alors d’entreprendre une description théorique générale des effets spatio-temporels observés, au moins pour des fluides complexes de microstructures similaires. En intégrant dans les modèles des ingrédients plus spécifiques, on pourrait sans doute mieux comprendre ce qui fait la particularité de tel ou tel système.

D’autre part, ces recherches semblent riches d’applications potentielles. Au-delà du développement et de la valorisation des techniques mises en place depuis trois ans, je compte débiter rapidement les expériences de précipitation de silice dans une instabilité hydrodynamique formant des motifs. L’étude des effets des ultrasons de puissance sur la structure d’un fluide complexe semble aussi prometteuse puisque les ondes acoustiques représentent un moyen de sonder ou de perturber un milieu à distance. Mes activités futures s’inscriront donc dans la lignée des travaux présentés dans ce mémoire, en poursuivant les collaborations locales (avec le CPMOH) ou internes au CRPP, déjà mises en place grâce au soutien de la Région Aquitaine, et en développant de nouveaux liens scientifiques extérieurs ou dans la région bordelaise, qu’il s’agisse de physico-chimie ou d’acoustique (avec le Laboratoire du Futur à Pessac ou le Laboratoire Ondes et Acoustique à Paris).

Bibliographie

- [1] B. J. ACKERSON et N. A. CLARK. « Dynamic light scattering at low rates of shear ». *J. Physique*, 42 : 929–936, 1981.
- [2] B. J. ACKERSON et P. N. PUSEY. « Shear-induced order in suspensions of hard spheres ». *Phys. Rev. Lett.*, 61 : 1033–1036, 1988.
- [3] A. ARADIAN et M. E. CATES. « Flow instabilities in complex fluids : Nonlinear rheology and slow relaxations ». Dans *Proceedings of “Slow Dynamics in Complex Systems 2003”*, Sendai, Japan, 2003.
- [4] P. BALLESTA et S. MANNEVILLE. « Signature of elasticity in the Faraday instability ». Soumis à *Phys. Rev. Lett.* E-print cond-mat/0407400, 2004.
- [5] R. BANDYOPADHYAY, G. BASAPPA, et A. K. SOOD. « Observation of chaotic dynamics in dilute sheared aqueous solutions of CTAT ». *Phys. Rev. Lett.*, 84 : 2022, 2000.
- [6] R. BANDYOPADHYAY et A. K. SOOD. « Chaotic dynamics in shear-thickening surfactant solutions ». *Europhys. Lett.*, 56 : 447–453, 2001.
- [7] C. BARENTIN, E. AZANZA, et B. POULIGNY. « Flow and segregation in sheared granular slurries ». *Europhys. Lett.*, 66 : 139–145, 2004.
- [8] H. A. BARNES. « A review of the slip (wall depletion) of polymer solutions, emulsions and particle suspensions in viscometers : Its cause, character, and cure ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 56 : 221–251, 1995.
- [9] J. BECHHOEFER, V. EGO, S. MANNEVILLE, et B. JOHNSON. « An experimental study of the onset of parametrically pumped surface waves in viscous fluids ». *J. Fluid Mech.*, 288 : 325–350, 1995.
- [10] L. BÉCU, S. MANNEVILLE, et A. COLIN. « Spatio-temporal dynamics of wormlike micelles under shear ». *Phys. Rev. Lett.*, 93 : 018301, 2004.
- [11] T. B. BENJAMIN et F. URSELL. « The stability of the plane free surface of a liquid in a vertical periodic motion ». *Proc. R. Soc. London A*, 225 : 505–515, 1954.
- [12] B. J. BERNE et R. PECORA. *Dynamic Light Scattering*. Wiley, New York, 1995.
- [13] J.-F. BERRET, G. PORTE, et J.-P. DECRUPPE. « Inhomogeneous shear flows of wormlike micelles : A master dynamic phase diagram ». *Phys. Rev. E*, 55 : 1668, 1997.
- [14] J.-F. BERRET, D. C. ROUX, et G. PORTE. « Isotropic-to-nematic transition in wormlike micelles under shear ». *J. Phys. II France*, 4 : 1261, 1994.
- [15] J.-F. BERRET, D. C. ROUX, G. PORTE, et P. LINDLER. « Shear-induced isotropic-to-nematic phase transition in equilibrium polymers ». *Europhys. Lett.*, 25 : 521, 1994.
- [16] M. BERSON, J.-M. GRÉGOIRE, F. GENS, J. RATEAU, F. JAMET, L. VAILLANT, F. TRANQUART, et L. POURCELOT. « High frequency (20 MHz) ultrasonic devices : advantages and applications ». *Eur. J. Ultrasound*, 10 : 53–63, 1999.

- [17] V. BERTOLA, F. BERTRAND, H. TABUTEAU, D. BONN, et P. COUSSOT. « Wall slip and yielding in pasty materials ». *J. Rheol.*, 47 : 1211–1226, 2003.
- [18] T. BESSON, W. S. EDWARDS, et L. S. TUCKERMAN. « Two-frequency parametric excitation of surface waves ». *Phys. Rev. E*, 54 : 507–513, 1996.
- [19] R. B. BIRD, R. C. ARMSTRONG, et O. HASSAGER. *Dynamics of Polymeric Liquids*. Cambridge University Press, 1987.
- [20] L. N. BOHS, B. H. FRIEMEL, et G. E. TRAHEY. « Experimental velocity profiles and volumetric flow via two-dimensional speckle tracking ». *Ultrasound Med. Biol.*, 21 : 885–898, 1995.
- [21] O. BONNEFOUS et P. PESQUÉ. « Time domain formulation of pulse-Doppler ultrasound and blood velocity estimation by cross-correlation ». *Ultrason. Imaging*, 8 : 73–85, 1986.
- [22] M. M. BRITTON et P. T. CALLAGHAN. « Two-Phase shear band structures at uniform stress ». *Phys. Rev. Lett.*, 78 : 4930–4933, 1997.
- [23] M. M. BRITTON et P. T. CALLAGHAN. « Shear banding instability in wormlike micellar solutions ». *Eur. Phys. J. B*, 7 : 237–249, 1999.
- [24] P. T. CALLAGHAN. *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*. Oxford University Press, 1991.
- [25] E. CAPPELAERE, J.-F. BERRET, J.-P. DECRUPPE, R. CRESSELY, et P. LINDNER. « Rheology, birefringence, and small-angle neutron scattering in a charged micellar system : Evidence of a shear-induced phase transition ». *Phys. Rev. E*, 56 : 1869–1878, 1997.
- [26] E. CAPPELAERE, R. CRESSELY, et J.-P. DECRUPPE. « Linear and non-linear rheological behaviour of salt-free aqueous CTAB solutions ». *Colloids Surfaces A*, 104 : 353–374, 1995.
- [27] A. CASNER et J.-P. DELVILLE. « Giant deformations of a liquid-liquid interface induced by the optical radiation pressure ». *Phys. Rev. Lett.*, 87 : 054503, 2001.
- [28] A. CASNER et J.-P. DELVILLE. « Laser-induced hydrodynamic instability of fluid interfaces ». *Phys. Rev. Lett.*, 90 : 144503, 2003.
- [29] M. E. CATES et M. R. EVANS, éditeurs. *Soft and Fragile Matter : Non Equilibrium Dynamics, Metastability and Flow*. Institute of Physics Publishing (Bristol), 2000.
- [30] M. E. CATES, T. C. B. MCLEISH, et G. MARRUCCI. « The rheology of entangled polymers at very high shear rates ». *Europhys. Lett.*, 21 : 451, 1993.
- [31] E. A. CERDA et C. T. TIRAPEGUI. « Faraday’s instability in viscous fluids ». *J. Fluid Mech.*, 368 : 195–228, 1998.
- [32] D. A. CHRISTOPHER, P. N. BURNS, B. G. STARKOSKI, et F. S. FOSTER. « A high-frequency pulsed-wave Doppler ultrasound system for the detection and imaging of blood flow in the microcirculation ». *Ultrasound Med. Biol.*, 23 : 997–1015, 1997.
- [33] M. CLOITRE, R. BORREGA, et L. LEIBLER. « Rheological aging and rejuvenation in microgel pastes ». *Phys. Rev. Lett.*, 85 : 4819–4822, 2000.
- [34] G. COUARRAZE et J.-L. GROSSIORD. *Initiation à la Rhéologie*. Tec & Doc, Lavoisier (Paris), 2000.
- [35] P. COUSSOT, J. S. RAYNAUD, F. BERTRAND, P. MOUCHERONT, J. P. GUILBAUD, H. T. HUYNH, S. JARNY, et D. LESUEUR. « Coexistence of liquid and solid phases in flowing soft-glassy materials ». *Phys. Rev. Lett.*, 88 : 218301, 2002.

- [36] F. Da CRUZ, F. CHEVOIR, D. BONN, et P. COUSSOT. « Viscosity bifurcation in granular materials, foams, and emulsions ». *Phys. Rev. E*, 66 : 051305, 2002.
- [37] H. Z. CUMMINS et E. R. PIKE, éditeurs. *Photon Correlation Spectroscopy and Velocimetry*. Plenum Press, 1977.
- [38] L. DAUDET, V. EGO, S. MANNEVILLE, et J. BECHHOEFER. « Secondary instabilities of surface waves on viscous fluids in the Faraday experiment ». *Europhys. Lett.*, 32 : 313–318, 1995.
- [39] J.-P. DECRUPPE, S. LEROUGE, et J.-F. BERRET. « Insight in shear banding under transient flow ». *Phys. Rev. E*, 63 : 022501, 2001.
- [40] M. M. DENN. « Extrusion instabilities and wall slip ». *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 33 : 265–287, 2001.
- [41] O. DIAT et D. ROUX. « Preparation of monodisperse multilayer vesicles of controlled size and high encapsulation ratio ». *J. Phys. II France*, 3 : 9, 1993.
- [42] O. DIAT, D. ROUX, et F. NALLET. « Effect of shear on a lyotropic lamellar phase ». *J. Phys. II France*, 3 : 1427, 1993.
- [43] O. DIAT, D. ROUX, et F. NALLET. « Layering effect in a sheared lyotropic lamellar phase ». *Phys. Rev. E*, 51 : 3296–3299, 1995.
- [44] S. DOUADY et S. FAUVE. « Pattern selection in Faraday instability ». *Europhys. Lett.*, 6 : 221–226, 1988.
- [45] J. L. A. DUBBELDAM et J. MOLENAAR. « Dynamics of the spurt instability in polymer extrusion ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 112 : 217–235, 2003.
- [46] D. A. EDWARDS, H. BRENNER, et D. T. WASAN. *Interfacial Transport Processes and Rheology*. Butterworth-Heinemann (Stonham), 1991.
- [47] W. S. EDWARDS et S. FAUVE. « Patterns and quasipatterns in the Faraday experiment ». *J. Fluid Mech.*, 278 : 123–148, 1994.
- [48] M. FARADAY. « On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surfaces ». *Philos. Trans. R. Soc. London*, 52 : 319–340, 1831.
- [49] K. W. FERRARA, B. G. ZAGAR, J. B. SOKIL-MELGAR, R. H. SILVERMAN, et I. M. ASLANIDIS. « Estimation of blood velocity with high frequency ultrasound ». *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 43 : 149–157, 1996.
- [50] S. M. FIELDING et P. D. OLMSTED. « Spatio-temporal oscillations and rheochaos in a simple model of shear banding ». *Phys. Rev. Lett.*, 92 : 084502, 2004.
- [51] E. FISCHER et P. T. CALLAGHAN. « Is a birefringence band a shear band ? ». *Europhys. Lett.*, 50 : 803–809, 2000.
- [52] E. FISCHER et P. T. CALLAGHAN. « Shear banding and the isotropic-to-nematic transition in wormlike micelles ». *Phys. Rev. E*, 64 : 011501, 2001.
- [53] P. FISCHER et H. REHAGE. « Rheological master curves of viscoelastic surfactant solutions by varying the solvent viscosity and temperature ». *Langmuir*, 13 : 7012–7020, 1997.
- [54] S. G. FOSTER, P. M. EMBREE, et W. D. O'BRIEN. « Flow velocity profile via time-domain correlation : error analysis and computer simulation ». *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 37 : 164–175, 1990.
- [55] M. FUCHS et M. E. CATES. « Theory of nonlinear rheology and yielding of dense colloidal suspensions ». *Phys. Rev. Lett.*, 89 : 248304, 2002.

- [56] G. G. FULLER, J. M. RALLISON, R. L. SCHMIDT, et L. G. LEAL. « The measurements of velocity gradients in laminar flows by homodyne light-scattering spectroscopy ». *J. Fluid Mech.*, 100 : 555–575, 1980.
- [57] J. P. GOLLUB et M. H. FREILICH. « Optical heterodyne study of the Taylor instability in a rotating fluid ». *Phys. Rev. Lett.*, 33 : 1465–1468, 1974.
- [58] J. P. GOLLUB et H. L. SWINNEY. « Onset of turbulence in a rotating fluid ». *Phys. Rev. Lett.*, 35 : 927–930, 1975.
- [59] J. GÖTZ, D. MÜLLER, H. BUGGISCH, et C. TASCHE-LARA. « NMR flow imaging of pastes in steady-state flows ». *Chem. Eng. Process.*, 33 : 385–392, 1994.
- [60] J. GÖTZ et K. ZICK. « Local velocity and concentration of the single components in water/oil mixtures by means of MRI flow experiments in steady tube flow ». *Chem. Eng. Technol.*, 26 : 59–68, 2003.
- [61] J. GÖTZ, K. ZICK, C. HEINEN, et T. KÖNIG. « Visualisation of flow processes in packed beds with NMR imaging : determination of the local porosity, velocity vector and local dispersion coefficients ». *Chem. Eng. Process.*, 41 : 611–629, 2001.
- [62] A. GROISMAN et V. STEINBERG. « Mechanism of elastic instability in Couette flow of polymer solutions : Experiment ». *Phys. Fluids*, 10 : 2451–2463, 1998.
- [63] A. GROISMAN et V. STEINBERG. « Elastic turbulence in a polymer solution flow ». *Nature*, 405 : 53–55, 2000.
- [64] É. GUYON, J.-P. HULIN, et L. PETIT. *Hydrodynamique Physique*. InterÉditions/Éditions du CNRS, 1994.
- [65] I. W. HAMLEY. « The effect of shear on ordered block copolymer solutions ». *Current Opinion in Colloid and Interface Science*, 5 : 342–350, 2000.
- [66] A. D. HANLON, S. J. GIBBS, L. D. HALL, D. E. HAYCOCK, W. J. FRITH, et S. ABLETT. « Rapid MRI and velocimetry of cylindrical Couette flow ». *Magn. Reson. Imaging*, 16 : 953–961, 1998.
- [67] P. HÉBRAUD, F. LEQUEUX, J.-P. MUNCH, et D. J. PINE. « Yielding and rearrangements in disordered emulsions ». *Phys. Rev. Lett.*, 78 : 4657–4660, 1997.
- [68] I. A. HEIN et W. D. O'BRIEN. « Current time-domain methods for assessing tissue motion by analysis from reflected ultrasound echoes — A review ». *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, 40 : 84–102, 1993.
- [69] P. HERVÉ, D. ROUX, A.-M. BELLOCQ, F. NALLET, et T. GULIK-KRZYWICKI. « Dilute and concentrated phases of vesicles at thermal equilibrium ». *J. Phys. II France*, 3 : 1255–1270, 1993.
- [70] L. HILLIOU et D. VLASSOPOULOS. « Time-periodic structures and instabilities in shear-thickening polymer solutions ». *Ind. Eng. Chem. Res.*, 41 : 6246–6255, 2002.
- [71] C. B. HOLMES, M. FUCHS, et M. E. CATES. « Jamming transitions in a mode-coupling model of suspension rheology ». *Europhys. Lett.*, 63 : 240–246, 2003.
- [72] W. M. HOLMES, M. R. LÓPEZ-GONZÁLEZ, et P. T. CALLAGHAN. « Fluctuations in shear-banded flow seen by NMR velocimetry ». *Europhys. Lett.*, 64 : 274–280, 2003.
- [73] Y. T. HU, P. BOLTENHAGEN, E. MATTHYS, et D. J. PINE. « Shear-thickening in low-concentration solutions of wormlike micelles. II : Slip, fracture, and stability of the shear-induced phase ». *J. Rheol.*, 42 : 1209–1226, 1998.

- [74] Y. T. HU, P. BOLTENHAGEN, et D. J. PINE. « Shear-thickening in low-concentration solutions of wormlike micelles. I. Direct visualization of transient behavior and phase transitions ». *J. Rheol.*, 42 : 1185–1208, 1998.
- [75] J. A. JENSEN. *Estimation of Blood Velocities Using Ultrasound*. Cambridge University Press, 1996.
- [76] W.-J. KIM et S.-M. YANG. « Flow-induced silica structure during in situ gelation of wormy micellar solutions ». *Langmuir*, 16 : 4761–4765, 2000.
- [77] A. KUDROLLI et J. P. GOLLUB. « Patterns and spatiotemporal chaos in parametrically forced surface waves : a systematic survey at large aspect ratio ». *Physica D*, 97 : 133–154, 1996.
- [78] K. KUMAR et L. S. TUCKERMAN. « Parametric instability of the interface between two fluids ». *J. Fluid Mech.*, 279 : 49–68, 1994.
- [79] S. KUMAR. « Parametrically driven surface waves in viscoelastic liquids ». *Phys. Fluids*, 11 : 1970–1981, 1999.
- [80] S. KUMAR. « Vibration-induced interfacial instabilities in viscoelastic fluids ». *Phys. Rev. E*, 65 : 026305, 2002.
- [81] R. G. LARSON. *The Structure and Rheology of Complex Fluids*. Oxford University Press, 1999.
- [82] S. LEROUGE, J.-P. DECRUPPE, et J.-F. BERRET. « Correlation between rheological and optical properties of micellar solution under shear banding flow ». *Langmuir*, 16 : 6464–6474, 2000.
- [83] S. LEROUGE, J.-P. DECRUPPE, et C. HUMBERT. « Shear banding in a micellar solution under transient flow ». *Phys. Rev. Lett.*, 81 : 5457–5460, 1998.
- [84] M. LESCANNE, P. GRONDIN, A. D'ALEO, F. FAGES, J.-L. POZZO, O. MONDAIN-MONVAL, P. REINHEIMER, et A. COLIN. « Thixotropic organogels based on a simple N-hydroxyalkyl amide : Rheological and aging properties ». *Langmuir*, 20 : 3032–3041, 2004.
- [85] D. LOOTENS, H. Van DAMME, et P. HÉBRAUD. « Giant stress fluctuations at the jamming transition ». *Phys. Rev. Lett.*, 90 : 178301, 2003.
- [86] R. W. MAIR et P. T. CALLAGHAN. « Observation of shear banding in wormlike micelles by NMR velocity imaging ». *Europhys. Lett.*, 36 : 719–724, 1996.
- [87] R. W. MAIR et P. T. CALLAGHAN. « Shear flow of wormlike micelles in pipe and cylindrical Couette geometries as studied by nuclear magnetic resonance microscopy ». *J. Rheol.*, 41 : 901–923, 1997.
- [88] S. MANNEVILLE. « Rhéo-vélocimètre à détection ultrasonore ». French patent nr. 0312279, 2003.
- [89] S. MANNEVILLE, L. BÉCU, et A. COLIN. « High-frequency ultrasonic speckle velocimetry in sheared complex fluids ». *Eur. Phys. J. AP*, DOI : 10.1051/epjap :2004165, 2003. E-print cond-mat/0311072.
- [90] S. MANNEVILLE, J.-B. SALMON, et A. COLIN. « A spatio-temporal study of rheo-oscillations in a sheared lamellar phase using ultrasound ». *Eur. Phys. J. E*, 13 : 197–212, 2004.
- [91] S. MANNEVILLE, L. SANDRIN, et M. FINK. « Investigating a stretched vortex with ultrafast two-dimensional ultrasonic speckle velocimetry ». *Phys. Fluids*, 13 : 1683–1690, 2001.

- [92] T. G. MASON, J. BIBETTE, et D. A. WEITZ. « Yielding and flow of monodisperse emulsions ». *J. Colloid Interface Sci.*, 179 : 439–448, 1996.
- [93] T. G. MASON, M.-D. LACASSE, G. S. GRETT, D. LEVINE, J. BIBETTE, et D. A. WEITZ. « Osmotic pressure and viscoelastic shear moduli of concentrated emulsions ». *Phys. Rev. E*, 56 : 3150–3166, 1997.
- [94] T. C. B. MCLEISH, éditeur. *Theoretical Challenges in the Dynamics of Complex Fluids*. Applied Sciences Kluwer Academic Series E, 1997.
- [95] S. P. MEEKER, R. T. BONNECAZE, et M. CLOITRE. « Slip and flow in soft particle pastes ». *Phys. Rev. Lett.*, 92 : 198302, 2004.
- [96] F. S. MERKT, R. D. DEEGAN, D. I. GOLDMAN, E. C. RERICHA, et H. L. SWINNEY. « Persistent holes in a fluid ». *Phys. Rev. Lett.*, 92 : 184501, 2004.
- [97] B. MICHELS, G. WATON, et R. ZANA. « Evidence of micelle growth in aqueous solutions of the amphiphilic poly(ethylene oxide)–poly(propylene oxide)–poly(ethylene oxide) triblock copolymers from differential scanning microcalorimetry ». *Colloids Surfaces A*, 183–185 : 55–65, 2001.
- [98] S. T. MILNER. « Square patterns and secondary instability in driven capillary waves ». *J. Fluid Mech.*, 225 : 81–100, 1991.
- [99] D. M. MUETH, G. F. DEBRÉGEAS, G. S. KARCZMAR, P. J. ENG, S. R. NAGEL, et H. M. JAEGER. « Signatures of granular microstructure in dense shear flows ». *Nature*, 406 : 385–389, 2000.
- [100] S. J. MULLER, R. G. LARSON, et E. S. G. SHAQFEH. « A purely elastic transition in Taylor-Couette flow ». *Rheol. Acta*, 28 : 499–503, 1989.
- [101] S. NIGEN, N. EL KISSI, J.-M. PIAU, et S. SADUN. « Velocity field for polymer melts extrusion using particle image velocimetry : Stable and unstable flow regimes ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 112 : 177–202, 2003.
- [102] P. D. OLMSTED et P. M. GOLDBART. « Isotropic-nematic transition in shear flow : State selection, coexistence, phase transitions, and critical behavior ». *Phys. Rev. A*, 46 : 4966–4993, 1992.
- [103] P. D. OLMSTED et C.-Y. D. LU. « Coexistence and phase separation in sheared complex fluids ». *Phys. Rev. E*, 56 : R55–R58, 1997.
- [104] B. OURIEV et E. J. WINDHAB. « Rheological study of concentrated suspensions in pressure-driven shear flow using a novel in-line ultrasound Doppler method ». *Exp. Fluids*, 32 : 204–211, 2002.
- [105] Y. OZAKI, T. KAWAGUCHI, Y. TAKEDA, K. HISHIDA, et M. MAEDA. « High time resolution ultrasonic velocity profiler ». *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 26 : 253–258, 2002.
- [106] P. PAKDEL et G. H. MCKINLEY. « Elastic instability and curved streamlines ». *Phys. Rev. Lett.*, 77 : 2459–2462, 1996.
- [107] P. PANIZZA, A. COLIN, C. COULON, et D. ROUX. « A dynamic study of onion phases under shear flow : size changes ». *Eur. Phys. J. B*, 4 : 65–74, 1998.
- [108] J.-M. PIAU et N. EL KISSI. « Measurement and modelling of friction in polymer melts during macroscopic slip at the wall ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 54 : 121–142, 1994.
- [109] J.-M. PIAU, N. EL KISSI, F. TOUSSAINT, et A. MEZGHANI. « Distortions of polymer melt extrudates and their elimination using slippery surfaces ». *Rheol. Acta*, 34 : 40–57, 1995.

- [110] A. D. PIERCE. *Acoustics. An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. American Institute of Physics, 1994.
- [111] F. PIGNON, A. MAGNIN, et J.-M. PIAU. « Thixotropic colloidal suspensions and flow curves with minimum : Identification of flow regimes and rheometric consequences ». *J. Rheol.*, 40 : 573, 1996.
- [112] G. PORTE, J.-F. BERRET, et J. L. HARDEN. « Inhomogeneous flows of complex fluids : mechanical instability versus non-equilibrium phase transition ». *J. Phys. II France*, 7 : 459–472, 1997.
- [113] H. M. PRINCEN. « Rheology of foams and highly concentrated emulsions. II. Experimental study of the yield stress and wall effects for concentrated oil-in-water emulsions ». *J. Colloid Interface Sci.*, 105 : 150–171, 1985.
- [114] H. M. PRINCEN et A. D. KISS. « Rheology of foams and highly concentrated emulsions. IV. An experimental study of the shear viscosity and yield stress of concentrated emulsions ». *J. Colloid Interface Sci.*, 128 : 176–187, 1989.
- [115] Lord RAYLEIGH. « On the crispations of fluid resting upon a vibrating support ». *Philos. Mag.*, 16 : 50–58, 1883.
- [116] F. RAYNAL, S. KUMAR, et S. FAUVE. « Faraday instability with a polymer solution ». *Eur. Phys. J. B*, 9 : 175–178, 1999.
- [117] H. REHAGE et H. HOFFMANN. « Viscoelastic surfactant solutions : model systems for rheological research ». *Mol. Phys.*, 74 : 933, 1991.
- [118] J.-B. SALMON. « *Écoulement d'une phase lamellaire lyotrope : rhéochaos, systèmes dynamiques et vélocimétrie locale* ». Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2003.
- [119] J.-B. SALMON, L. BÉCU, S. MANNEVILLE, et A. COLIN. « Towards local rheology of emulsions under Couette flow using dynamic light scattering ». *Eur. Phys. J. E*, 10 : 209–221, 2003.
- [120] J.-B. SALMON, A. COLIN, S. MANNEVILLE, et F. MOLINO. « Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles ». *Phys. Rev. Lett.*, 90 : 228303, 2003.
- [121] J.-B. SALMON, A. COLIN, et D. ROUX. « Dynamical behavior of a complex fluid near an out-of-equilibrium transition : Approaching simple rheological chaos ». *Phys. Rev. E*, 66 : 031505, 2002.
- [122] J.-B. SALMON, S. MANNEVILLE, et A. COLIN. « Shear banding in a lyotropic lamellar phase. I. Time-averaged velocity profiles ». *Phys. Rev. E*, 68 : 051503, 2003.
- [123] J.-B. SALMON, S. MANNEVILLE, et A. COLIN. « Shear banding in a lyotropic lamellar phase. II. Temporal fluctuations ». *Phys. Rev. E*, 68 : 051504, 2003.
- [124] J.-B. SALMON, S. MANNEVILLE, A. COLIN, et B. POULIGNY. « An optical fiber based interferometer to measure velocity profiles in sheared complex fluids ». *Eur. Phys. J. AP*, 22 : 143–154, 2003.
- [125] C. SANCHEZ. *Biomimétisme et Matériaux*. Série Arago, Observatoire français des techniques avancées, 2001.
- [126] L. SANDRIN, S. MANNEVILLE, et M. FINK. « Ultrafast two-dimensional ultrasonic speckle velocimetry : A tool in flow imaging ». *Appl. Phys. Lett.*, 78 : 1155–1157, 2001.
- [127] V. SCHMITT, F. LEQUEUX, A. POUSSE, et D. ROUX. « Flow behaviour and shear-induced transition near an isotropic–nematic transition in equilibrium polymers ». *Langmuir*, 10 : 955–961, 1994.

- [128] E. S. G. SHAQFEH. « Purely elastic instabilities in viscometric flows ». *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 28 : 129–185, 1996.
- [129] P. SIERRO et D. ROUX. « Structure of a lyotropic lamellar phase under shear ». *Phys. Rev. Lett.*, 78 : 1496–1499, 1997.
- [130] A. SPENLEY, M. E. CATES, et T. C. B. MCLEISH. « Nonlinear rheology of wormlike micelles ». *Phys. Rev. Lett.*, 71 : 939–942, 1993.
- [131] Y. TAKEDA. « Velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method ». *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 10 : 444–453, 1995.
- [132] T. TAPADIA et S.-Q. WANG. « Yieldlike constitutive transition in shear flow of entangled polymeric fluids ». *Phys. Rev. Lett.*, 91 : 198301, 2003.
- [133] V. TRAPPE, V. PRASAD, L. CIPELLETTI, P. N. SEGRE, et D. A. WEITZ. « Jamming phase diagram for attractive particles ». *Nature*, 411 : 772–775, 2001.
- [134] D. J. TRITTON. *Physical Fluid Dynamics*. Oxford Science Publications, 1988.
- [135] F. VARNIK, L. BOCQUET, J.-L. BARRAT, et L. BERTHIER. « Shear localization in a model glass ». *Phys. Rev. Lett.*, 90 : 095702, 2003.
- [136] C. WAGNER, H. W. MÜLLER, et K. KNORR. « Faraday waves on a viscoelastic liquid ». *Phys. Rev. Lett.*, 83 : 308–311, 1999.
- [137] G. WATON, B. MICHELS, A. STEYER, et F. SCHOSSELER. « Shear-induced demixing and shear-banding instabilities in dilute triblock copolymer solutions ». *Macromolecules*, 37 : 2313–2321, 2004.
- [138] E. K. WHEELER, P. FISCHER, et G. G. FULLER. « Time-periodic flow induced structures and instabilities in a viscoelastic surfactant solution ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 75 : 193–208, 1998.
- [139] A.-S. WUNENBURGER, A. COLIN, J. LENG, A. ARNÉODO, et D. ROUX. « Oscillating viscosity in a lyotropic lamellar phase under shear flow ». *Phys. Rev. Lett.*, 86 : 1374–1377, 2001.
- [140] N. XU, C. S. O’HERN, et L. KONDIC. « Velocity profiles in repulsive athermal systems under shear ». E-print cond-mat/0403046, 2004.
- [141] H. YANG, N. COOMBS, et G. A. OZIN. « Morphogenesis of shapes and surface patterns in mesoporous silica ». *Nature*, 386 : 692–695, 1997.
- [142] M. YAO, S. H. SPIEGELBERG, et G. H. MCKINLEY. « Dynamics of weakly strain-hardening fluids in filament stretching devices ». *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 89 : 1–43, 2000.
- [143] Y. YEY et H. Z. CUMMINS. « Localized fluid flow measurements with a He–Ne laser spectrometer ». *Appl. Phys. Lett.*, 4 : 176–178, 1964.
- [144] W. ZHANG et J. VIÑALS. « Secondary instabilities and spatiotemporal chaos in parametric surface waves ». *Phys. Rev. Lett.*, 74 : 690–693, 1995.

Annexe A

Curriculum Vitae

Sébastien Manneville

Date de naissance : 3 août 1973

Nationalité : française

Situation familiale : marié sans enfant

Situation militaire : service effectué

Adresse personnelle :

51 quai des Chartrons

33000 Bordeaux

Tél : 05 57 87 64 82

Mél : sebastien.manneville@wanadoo.fr

Adresse professionnelle :

Centre de Recherche Paul Pascal - CNRS

115 avenue Schweitzer

33600 Pessac

Fax : 05 56 84 56 00

Tél : 05 56 84 56 63

Mél : sebm@crpp-bordeaux.cnrs.fr

Situation actuelle

- Depuis octobre 2001 : Chargé de recherche au CNRS (CR2)

Formation

- 2000 – 2001 : Stage post-doctoral, Boston University, USA
The physical basis for ultrasonic tissue harmonic imaging
sous la direction du Professeur R. A. Roy
- 1997 – 2000 : Thèse de doctorat de l'Université Paris 7, ESPCI, Paris
Interaction son-vorticité et retournement temporel, des outils pour la caractérisation acoustique d'écoulements tourbillonnaires
sous la direction du Professeur M. Fink
- Juillet 1996 : Agrégation de sciences physiques (option physique)
- Juin 1995 : DEA Physique statistique et phénomènes non-linéaires, ENS-Lyon, Université Lyon 1
- Juin 1994 : Maîtrise de physique, Université Paris 6
- Septembre 1993 : Maîtrise de mathématiques appliquées, Université Paris 7
- Juin 1992 : Entrée à l'École Normale Supérieure

Encadrement de thèses et stages post-doctoraux

- Janvier 2004 – : Stage post-doctoral d’Alice Nicolas (ACI Jeunes Chercheurs)
Interfaces fluides soumises à une onde acoustique de forte puissance
encadrement à 100 %
- Octobre 2003 – : Thèse de Pierre Ballesta (bourse MENRT)
Instabilité de Faraday dans les fluides complexes
encadrement à 100 %
- Octobre 2002 – : Thèse de Lydiane Bécu (bourse MENRT)
Vélocimétrie locale dans les fluides complexes
co-encadrement à 50 % avec Annie Colin

Encadrement de stages de Master ou de DEA

- Avril – Juin 2004 : Stage de 1^{ère} année de Master d’Olivier Misère
Déformation d’une interface par pression de radiation acoustique
co-encadrement avec Régis Wunenburger
- Février – Juin 2004 : Stage de 2^{ème} année de Master de Pauline Grondin
Comment coule une émulsion ?
co-encadrement avec Annie Colin et Lydiane Bécu
- Avril – Juin 2003 : Stage de 3^{ème} année de l’ENSCP de Lucie Aubier
Convection thermique dans les fluides complexes
- Avril – Juin 2003 : Stage de 1^{ère} année de Master de Pauline Grondin
Vélocimétrie ultrasonore dans un organogel sous cisaillement
co-encadrement avec Annie Colin
- Avril – Juin 2003 : Stage de Maîtrise de Domitille Anache
Mesures de vitesses locales dans des micelles géantes cisillées
co-encadrement avec Annie Colin
- Avril – Juin 2002 : Stage de DEA de Lydiane Bécu
Mesures de champs de vitesse dans des émulsions cisillées
co-encadrement avec Annie Colin et Jean-Baptiste Salmon

Enseignement

- Septembre 1997 – Septembre 2000 : Moniteur à l’Université de Versailles-St Quentin

Annexe B

Liste de publications

Publications dans des revues à comité de lecture

1. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, B. Pouligny, "An optical fiber based interferometer to measure velocity profiles in sheared complex fluids," *Eur. Phys. J. AP*, **22**, 143-154 (2003)
2. S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, "High-frequency ultrasonic speckle velocimetry in sheared complex fluids," *Eur. Phys. J. AP*, DOI : 10.1051/epjap :2004165 (2004)
3. J.-B. Salmon, L. Bécu, S. Manneville, A. Colin, "Towards local rheology of emulsions under Couette flow using dynamic light scattering," *Eur. Phys. J. E*, **10**, 209-221 (2003)
4. J.-B. Salmon, A. Colin, S. Manneville, F. Molino, "Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles," *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 228303 (2003)
5. L. Bécu, S. Manneville, A. Colin, "Spatio-temporal dynamics of wormlike micelles under shear," *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 018301 (2004)
6. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, "Shear-banding in a lyotropic lamellar phase. Part 1 : Time-averaged velocity profiles," *Phys. Rev. E*, **68**, 051503 (2003)
7. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, "Shear-banding in a lyotropic lamellar phase. Part 2 : Temporal fluctuations," *Phys. Rev. E*, **68**, 051504 (2003)
8. S. Manneville, J.-B. Salmon, A. Colin, "A spatio-temporal study of rheo-oscillations in a sheared lamellar phase using ultrasound," *Eur. Phys. J. E*, **13**, 197-212 (2004)
9. P. Ballesta, S. Manneville, "Signature of elasticity in the Faraday instability," soumis à *Phys. Rev. Lett.* E-print cond-mat/0407400 (2004)
10. F. J. Blonigen, A. Nieva, C. A. DiMarzio, S. Manneville, L. Sui, G. Maguluri, T. W. Murray, R. A. Roy, "Computations of the acoustically-induced phase shifts of optical paths in acousto-phonic imaging with photorefractive-based detection," soumis à *J. Opt. Soc. Am. B* (2004)
11. S. Manneville, L. Sandrin, M. Fink, "Investigating a stretched vortex with ultrafast 2D ultrasonic speckle velocimetry," *Phys. Fluids* **13**, 1683-1690 (2001)
12. L. Sandrin, S. Manneville, M. Fink, "Ultrafast two-dimensional ultrasonic speckle velocimetry : a tool in flow imaging," *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1155-1157 (2001)
13. S. Manneville, P. Roux, M. Tanter, A. Maurel, M. Fink, F. Bottausci, P. Petitjeans, "Scattering of sound by a vorticity filament : An experimental and numerical investigation," *Phys. Rev. E* **63**, 036607 (2001)

14. S. Manneville, J.-H. Robres, A. Maurel, P. Petitjeans, M. Fink, "Vortex dynamics investigation using an acoustic technique," *Phys. Fluids* **11**, 3380-3389 (1999)
15. S. Manneville, A. Maurel, P. Roux, M. Fink, "Characterization of a large vortex using time-reversal mirrors," *Eur. Phys. J. B* **9**, 545-549 (1999)
16. A. Arneodo, S. Manneville, J.-F. Muzy, S. G. Roux, "Experimental evidence for anomalous scale dependent cascading process in turbulent velocity statistics," *Appl. Comp. Harm. Anal.* **6**, 374-381 (1999)
17. A. Arneodo, S. Manneville, J.-F. Muzy, "Towards log-normal statistics in high Reynolds number turbulence," *Eur. Phys. J. B* **1**, 129-140 (1998)
18. A. Arneodo, E. Bacry, S. Manneville, J.-F. Muzy, "Analysis of random cascades using space-scale correlation functions," *Phys. Rev. Lett.* **80**, 708-711 (1998)
19. S. Manneville, P. Cluzel, J.-L. Viovy, D. Châtenay, F. Caron, "Evidence for the universal scaling behaviour of a freely relaxing DNA molecule," *Europhys. Lett.* **36**, 413-418 (1996)
20. C. Prada, S. Manneville, D. Spolianski, M. Fink, "Decomposition of the time-reversal operator : Detection and selective focusing on two scatterers," *J. Acoust. Soc. Am.* **99**, 2067-2076 (1996)
21. L. Daudet, V. Ego, S. Manneville, J. Bechhoefer, "Secondary instabilities of surface waves on viscous fluids in the Faraday experiment," *Europhys. Lett.* **32**, 313-318 (1995)
22. J. Bechhoefer, V. Ego, S. Manneville, B. Johnson, "An experimental study of the onset of parametrically pumped surface waves in viscous fluids," *J. Fluid Mech.* **288**, 325-350 (1995)

Proceedings à comité de lecture

1. S. Manneville, J.-B. Salmon, L. Bécu, A. Colin, F. Molino "Inhomogeneous flows in sheared complex fluids," *Rheologica Acta*, DOI : 10.1007/s00397-004-0366-7 (2004)
2. J.-B. Salmon, A. Colin, S. Manneville, D. Roux, "Dynamical rheology of a lyotropic lamellar phase near an out-of-equilibrium transition," *Progr. Colloid Polym. Sci.*, DOI : 10.1007/b94003 (2004)
3. S. Manneville, C. Prada, M. Tanter, M. Fink, J.-F. Pinton, "Ultrasound propagation through a rotational flow : Numerical methods compared to experiments," *J. Comp. Acoust.* **9**, 841-852 (2001)
4. S. Manneville, A. Maurel, F. Bottausci, P. Petitjeans, "Acoustic characterization of a stretched vortex in infinite medium," *Lecture Notes in Physics*, A. Maurel and P. Petitjeans Eds., ISBN 3-540-67920-0, Springer-Verlag, Berlin, **555**, 231 (2000)
5. A. Arneodo, S. Manneville, J.-F. Muzy, S. G. Roux, "Revealing a lognormal cascading process in turbulent velocity statistics with wavelet analysis," *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **357**, 2415-2438 (1999) ; reproduit dans *Wavelets, The Key to Intermittent Information ?*, B. W. Silverman and J. C. Vassilicos Eds., Oxford University Press, 21-48 (2000)
6. A. Arneodo, S. Manneville, J.-F. Muzy, "Uncovering a log-normal cascade process in high Reynolds number turbulence from wavelet analysis," in *Advances in Turbulence VII*, U. Frisch Ed., 215-218 (1998)
7. A. Arneodo, B. Audit, E. Bacry, S. Manneville, J.-F. Muzy, S. G. Roux, "Thermodynamics of fractal signals based on wavelet analysis : Application to fully-developed turbulence data and DNA sequences," *Physica A* **254**, 24-45 (1998)

Brevet

1. S. Manneville, "Rhéo-vélocimètre à détection ultrasonore," French patent nr. 0312279 (21/10/2003)

Communications orales dans des congrès internationaux

1. Septembre 2004 : 18th Conference of the European Colloid and Interface Society, Almeria, Espagne
S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, "High-frequency ultrasonic imaging : a spatio-temporal approach of rheology"
2. Juillet 2004 : 3rd RheoFuture Conference, Karlsruhe, Allemagne
S. Manneville, "The ultrasonic rheo-velocimeter : a spatio-temporal approach of nonlinear rheology" (conférence invitée)
3. Juin 2004 : Conference of the European Network of Excellence "From Hard to Ultrasoft Colloids," Koutouloufari, Crète
S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, "Imaging the shear flow of complex fluids using high-frequency ultrasound"
4. Avril 2003 : EuroConference on Complex Fluid Interfaces, San Feliu de Guixols, Espagne
S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, J.-B. Salmon, "Local velocimetry in sheared complex fluids using high-frequency ultrasound"
5. Décembre 2001 : 142nd Meeting of the Acoustical Society of America, Fort Lauderdale, FL, USA
S. Manneville, R. A. Roy, C. A. DiMarzio, D. A. Boas, "A model for the ultrasonic modulation of optical paths in acousto-photonic imaging," *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 2734 (2001)
6. Juin 2000 : Summer School on Sound-Flow Interaction, Cargèse
S. Manneville, M. Fink, "Acoustic characterization of vortices using time-reversal and sound scattering"
7. Mai 1999 : 4th International Conference on Theoretical and Computational Acoustics, Trieste, Italie
S. Manneville, A. Maurel, C. Prada, M. Tanter, M. Fink, "Ultrasound propagation through a rotational flow : Numerical methods compared to experiments"
8. Mars 1999 : 137th Meeting of the Acoustical Society of America, Berlin, Allemagne
S. Manneville, A. Maurel, M. Fink, "Acoustic investigation of a vorticity filament using ultrasonic arrays"
9. Juin 1998 : 135th Meeting of the Acoustical Society of America, Seattle, WA, USA
S. Manneville, A. Maurel, P. Roux, M. Fink, "Real-time characterization of unstationary flows using a time-reversal mirror"

Annexe C

Publications récentes

Cette dernière section rassemble les publications récentes relatives aux travaux présentés et un article soumis à publication. Le lecteur y trouvera les détails que nous avons laissés de côté dans ce mémoire pour en alléger la lecture ainsi qu'un ensemble de résultats plus spécifiques sur les émulsions, les phases lamellaires ou les "micelles géantes".

1. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, B. Pouligny, "An optical fiber based interferometer to measure velocity profiles in sheared complex fluids," *Eur. Phys. J. AP*, **22**, 143-154 (2003)
2. S. Manneville, L. Bécu, A. Colin, "High-frequency ultrasonic speckle velocimetry in sheared complex fluids," *Eur. Phys. J. AP*, DOI : 10.1051/epjap :2004165 (2004)
3. J.-B. Salmon, L. Bécu, S. Manneville, A. Colin, "Towards local rheology of emulsions under Couette flow using dynamic light scattering," *Eur. Phys. J. E*, **10**, 209-221 (2003)
4. J.-B. Salmon, A. Colin, S. Manneville, F. Molino, "Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles," *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 228303 (2003)
5. L. Bécu, S. Manneville, A. Colin, "Spatio-temporal dynamics of wormlike micelles under shear," *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 018301 (2004)
6. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, "Shear-banding in a lyotropic lamellar phase. Part 1 : Time-averaged velocity profiles," *Phys. Rev. E*, **68**, 051503 (2003)
7. J.-B. Salmon, S. Manneville, A. Colin, "Shear-banding in a lyotropic lamellar phase. Part 2 : Temporal fluctuations," *Phys. Rev. E*, **68**, 051504 (2003)
8. S. Manneville, J.-B. Salmon, A. Colin, "A spatio-temporal study of rheo-oscillations in a sheared lamellar phase using ultrasound," *Eur. Phys. J. E*, **13**, 197-212 (2004)
9. P. Ballesta, S. Manneville, "Signature of elasticity in the Faraday instability," soumis à *Phys. Rev. Lett.* E-print cond-mat/0407400 (2004)