



# Adhésifs, mousses, copolymères, granulaires immergés, rides, tissus

Cyprien Gay

► **To cite this version:**

Cyprien Gay. Adhésifs, mousses, copolymères, granulaires immergés, rides, tissus. Matière Molle [cond-mat.soft]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2013. <tel-00778225>

**HAL Id: tel-00778225**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00778225>**

Submitted on 19 Jan 2013

**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.

**Cyprien GAY**

**Habilitation à diriger des recherches (HDR)**

**Université Paris Diderot**

**Adhésifs, mousses, copolymères,  
granulaires immergés, rides, tissus**

**Soutenue le 7 janvier 2013 devant le jury composé de :**

**Jean-François Berret, CNRS,  
Université Paris Diderot (rapporteur)**

**Annie Colin, Université Bordeaux 1 (rapporteur)**

**Simon Cox, Aberystwyth University,  
Pays de Galles, Royaume-Uni (rapporteur)**

**Costantino Creton, CNRS, ESPCI, Paris (rapporteur)**

**Georges Debrégeas, CNRS,  
Université Pierre et Marie Curie, Paris (président)**

**Laboratoire Matière et Systèmes Complexes  
(UMR 7057 CNRS - Université Paris Diderot)**

**Page personnelle :** <http://www.msc.univ-paris-diderot.fr/~cgay/homepage/>

**Publications :** voir l'annexe B ou la liste actualisée en ligne



# Remerciements

La recherche scientifique est pour une grande part une affaire éminemment humaine : discussions, entraide, transmission, enthousiasme, générosité, estime.

Cette chaleur dynamisante, je l'ai rencontrée dans plusieurs laboratoires (paragraphe 2.2) et particulièrement au laboratoire des Fluides organisés du Collège de France, au Centre de Recherche Paul Pascal à Pessac et actuellement au laboratoire Matière et Systèmes Complexes à Paris, sans oublier une ambiance pétillante au MIT et à Harvard.

J'ai une dette immense envers Pierre-Gilles de Gennes et Élie Raphaël. Ils m'ont donné une formation inestimable et m'ont fait rencontrer la communauté si vivante de la matière molle. Je savoure depuis quelque dix années la collaboration et l'amitié de François Molino, à Montpellier. Je remercie mes autres collaborateurs dans plusieurs laboratoires notamment à Mons, Bordeaux, Orsay, Rennes, Nice. Je remercie mes collègues du domaine des mousses liquides et des émulsions pour le dynamisme et l'esprit collectif de cette communauté, ainsi que Carole Barache qui apporte son aide précieuse au GDR qui en émane. Je suis très reconnaissant à tous les étudiants que j'ai encadrés ; ils m'ont fait bénéficier de leur énergie enthousiaste (paragraphe C.1).

J'adresse mes remerciements à tous les membres du laboratoire MSC : à ceux avec qui je travaille, avec bonheur, et à ceux que je côtoie. Je goûte la présence de personnes d'exception comme Marie-Alice Guedeau qui, du Collège de France à MSC, apporte la lumière d'une équanimité et d'une générosité sans égales. Tous participent à l'élan chaleureux de ce laboratoire.

Enfin, je tiens à remercier Jean-François Berret, Annie Colin, Simon Cox, Costantino Creton et Georges Debrégeas. Ils ont accepté d'étudier ce mémoire présenté pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches et ont nourri une discussion intense et passionnante lors de ma présentation orale. Je remercie également Francis Richard, Matteo Cacciari, Lynda Silva, Lucie Bouchu et Didier Pénélope pour leur aide administrative.



# Chapitre 1

## Présentation

Je suis un physicien, théoricien de la matière molle. Dans des domaines assez variés (polymères, mouillage, adhésifs, mousses), j'ai abordé des problématiques très différentes : enchevêtrements dynamiques à l'échelle moléculaire, conformation de polymères aux interfaces, interactions visco-élastiques autour d'hétérogénéités (cavitation dans les adhésifs), capillarité, pression osmotique et dilatance dans les mousses liquides, dilatance et mécanismes locaux dans les granulaires mous immergés, formulation tensorielle de la plasticité à partir des grandes déformations élastiques dans les mousses.

Depuis que je suis au laboratoire Matières et Systèmes Complexes, je m'intéresse aux travaux menés par plusieurs équipes sur la mécanique du vivant à différentes échelles, depuis le cytosquelette et la cellule entière jusqu'aux agrégats cellulaires et aux organismes en développement.

Depuis quelques mois, je m'intéresse à transposer à ce domaine de la mécanique du vivant deux approches complémentaires que j'ai développées jusqu'ici : la simulation de systèmes constitués d'objets discrets déformables et la modélisation du comportement de matériaux complexes par un modèle rhéologique tensoriel. L'approche de simulation permettra de tester le comportement collectif émergeant d'une interaction mécaniquement bien contrôlée entre des objets (représentant les cellules) dont on fera varier la rhéologie individuelle et les interactions. L'approche tensorielle sera initialement plus phénoménologique tout en s'appuyant sur l'expérience acquise dans le domaine des mousses ; elle pourra inclure par la suite les mécanismes suggérés par les résultats de la simulation.

### Contenu de ce document

On trouvera dans le sommaire ci-dessous le détail du contenu de ce document :

- un résumé (5 pages) de mes travaux et de mon projet (chapitre 2),
- le détail de mes travaux (chapitres suivants),
- mon projet plus en détail (chapitre 9),
- mon curriculum vitae (annexe A),
- mes publications et productions (annexe B),
- mes activités d'animation et d'encadrement (annexe C).



# Sommaire

<b>1</b>	<b>Présentation</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Travaux et projet de recherche</b>	<b>11</b>
2.1	Pourquoi la matière molle ?	11
2.2	Plusieurs laboratoires	11
2.3	Localisation dans les écoulements de cisaillement de milieux enchevêtrés	12
2.4	Polymères branchés, brosses, mouillage	12
2.5	Cavitation dans les adhésifs mous	13
2.6	Phénomènes complexes de rides dans les membranes flexibles	13
2.7	Mécanique des milieux granulaires	14
2.8	Mécanique des mousses liquides	14
2.9	Projet : des mousses aux tissus vivants, continu et discret	15
<b>3</b>	<b>Localisation dans les écoulements de cisaillement de milieux enchevêtrés</b>	<b>17</b>
3.1	Friction d'un polymère fondu à une surface solide décorée	17
3.2	Bandes de cisaillement dans les systèmes de micelles géantes	18
<b>4</b>	<b>Polymères branchés, brosses, mouillage</b>	<b>21</b>
4.1	Polymère en étoile dans un fondu	21
4.2	Perméation d'un polymère branché statistique à travers un nanopore	21
4.3	Molécules en peigne dans un nanopore	22
4.4	Gel olympique	22
4.5	Conformation d'une brosse polymère en fondu : mouillage	23
4.6	Systèmes lamellaires non centro-symétriques	23
4.7	Brosse polymère sur une surface concave	24
4.8	Étalement d'une goutte superfluide	25
4.9	Attraction électro-capillaire entre particules colloïdales à une interface eau-huile	25
<b>5</b>	<b>Matériaux adhésifs : lien avec leur rhéologie</b>	<b>27</b>
5.1	Équipe de l'UMR 167 (CNRS / Elf Atochem)	27
5.2	Bulles interfaciales piégées lors de la mise en contact	27
5.3	Bref article de revue	28
5.4	Inhibition mutuelle de croissance des cavités	28
5.5	Adhésion d'un objet dur sur un élastomère étiré	28
5.6	Équipe du CRPP	29
5.7	Contexte scientifique et démarche adoptée	29
5.8	Apport de nos travaux	29
5.8.1	Mise en évidence de la contribution atmosphérique	30
5.8.2	Seuils de déclenchement	30
5.8.3	Adhésion humide	30
5.9	Pourquoi ça marche ?	31
5.10	Contribution théorique	32

5.10.1	Fluide newtonien, digitation et cavitation . . . . .	33
5.10.2	Fluide de Maxwell, cavitation et fracture . . . . .	34
5.11	Objectif : rhéologie générale d'un matériau mou . . . . .	39
5.12	Adhésion des doryphores . . . . .	40
5.13	Contribution à Wikipedia . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Phénomènes complexes de rides dans les membranes flexibles</b>	<b>43</b>
6.1	Rides sensibles à l'adhésion . . . . .	44
6.1.1	Origine des rides . . . . .	44
6.1.2	Glissement et adhésion PS/Si . . . . .	45
6.2	Mûrissement des rides . . . . .	45
6.3	Motifs à la surface d'un milieu très mince . . . . .	46
6.4	Hierarchies de rides . . . . .	46
<b>7</b>	<b>Mécanique des milieux granulaires</b>	<b>49</b>
7.1	Théorie continue et propagation des contraintes dans un milieu granulaire sec . . . . .	49
7.2	Objectifs de la Soft Dynamics . . . . .	51
7.3	Stratégie optimale d'approche de deux particules . . . . .	51
7.4	Processus T1 entre quatre particules élastiques dans un fluide visqueux . . . . .	52
7.5	Délai à la mise en écoulement . . . . .	52
7.6	Viscosité effective, dilatance et scénario local . . . . .	53
<b>8</b>	<b>Mécanique des mousses liquides</b>	<b>55</b>
8.1	Dilatance positive et négative dans les mousses liquides . . . . .	55
8.2	Les bords de Plateau d'une mousse entre deux plaques . . . . .	56
8.3	Dynamiques rapides et acoustique dans les mousses liquides . . . . .	57
8.4	Modèle tensoriel avec grande déformation seuil . . . . .	57
8.4.1	Taux de déformation plutôt que déformation . . . . .	57
8.4.2	Grande déformation seuil . . . . .	58
8.4.3	Comportement rhéologique . . . . .	58
8.5	Modèle rhéologique à deux tenseurs . . . . .	59
8.5.1	Description plus réaliste . . . . .	59
8.5.2	Lien naturel avec les modèles existants . . . . .	60
8.5.3	Un modèle de portée plus générale . . . . .	61
<b>9</b>	<b>Projet de recherche : des mousses aux tissus vivants, continu et discret</b>	<b>63</b>
9.1	Démarche théorique . . . . .	63
9.2	Deux approches . . . . .	64
9.3	Le laboratoire MSC, un environnement exceptionnel . . . . .	64
9.4	Collaboration pour un modèle continu . . . . .	64
9.5	Simulation discrète . . . . .	65
9.5.1	Agrégats cellulaires construits par manipulation magnétique . . . . .	66
9.5.2	Modifications apportées à la simulation pour les agrégats . . . . .	66
9.5.3	Transformations de la simulation . . . . .	66
	<b>Bibliographie</b>	<b>70</b>
<b>A</b>	<b>Curriculum vitae</b>	<b>71</b>
<b>B</b>	<b>Listes de publications et conférences</b>	<b>73</b>
B.1	36 articles dans des revues à comité de lecture . . . . .	73
B.2	Conférences invitées dans des congrès . . . . .	75
B.3	Conférences invitées dans des colloques . . . . .	75
B.4	Actes de colloques à comité de lecture . . . . .	75
B.5	Séminaires . . . . .	75

B.6	Workshops . . . . .	76
B.7	Communications dans des congrès . . . . .	78
B.8	Enseignement, formation et diffusion de la culture scientifique . . . . .	79
	B.8.1 Enseignement . . . . .	79
	B.8.2 Participation à des revues ou ouvrages de vulgarisation . . . . .	79
	B.8.3 Interventions dans la presse écrite et audiovisuelle . . . . .	79
	B.8.4 Participation à des travaux d'expertise . . . . .	79
B.9	Transfert technologique, relations industrielles et valorisation . . . . .	79
<b>C</b>	<b>Animation, formation, encadrement</b>	<b>81</b>
C.1	Étudiants . . . . .	81
	C.1.1 Stagiaires . . . . .	81
	C.1.2 Ioulia Chikina . . . . .	81
	C.1.3 Sylwia Poivet et Jérémie Teisseire . . . . .	81
	C.1.4 Sylvain Bénito . . . . .	82
	C.1.5 Pierre Rognon . . . . .	82
	C.1.6 Hugues Vandeparre . . . . .	82
	C.1.7 Sham Tlili . . . . .	82
C.2	Participation au Comité National . . . . .	82
C.3	Animation . . . . .	82
C.4	GDR Mousses et Émulsions . . . . .	83
	C.4.1 Réunions annuelles et ateliers . . . . .	83
	C.4.2 Participation collective à wikipedia . . . . .	83
	C.4.3 Nouveauté 2011 ateliers . . . . .	84
	C.4.4 Bilan : contraintes et enthousiasme . . . . .	84



## Chapitre 2

# Travaux et projet de recherche

Dans cette partie sont présentés brièvement à la fois les travaux menés et mon projet de recherche actuel (section 2.9). Le lecteur pourra consulter les chapitres suivants pour davantage de détails sur les travaux. Il est également invité à lire le chapitre 9 consacré à mon projet de recherche.

J'ai abordé plusieurs domaines de la physique de la matière molle. Je présente ici brièvement mes travaux en les regroupant en cinq thèmes. Les deux premiers regroupent surtout des travaux assez anciens, les trois suivants constituent l'essentiel de mon travail actuel.

### 2.1 Pourquoi la matière molle ?

Le choix d'une première orientation dans la recherche est souvent le fruit lointain et principalement fortuit de lectures ou de rencontres. Le mien ne déroge pas à cette observation.

Juste avant mon DEA (de physique théorique), j'avais effectué un stage de trois mois dans un domaine de la physique où j'avais constaté une très grande distance, à cette époque, entre la théorie et l'expérience. Le travail de théorie et de calcul numérique que j'avais fait ne pouvait aucunement être testé : il ne prenait pas même en compte les ingrédients dont les expériences de l'époque montraient qu'ils étaient déterminants !

Aussi, j'ai demandé à l'un de mes professeurs dans quels domaines théorie et expérience se parlaient vraiment. Il m'a répondu : la métallurgie et la matière molle.

### 2.2 Plusieurs laboratoires

J'ai bénéficié successivement de l'environnement très stimulant de plusieurs laboratoires. Tout d'abord, j'ai reçu la formation inestimable d'Élie Raphaël et de Pierre-Gilles de Gennes ainsi qu'une immersion dans de nombreux domaines de la matière molle au laboratoire des Fluides organisés au Collège de France grâce aux cours annuels, aux nombreux visiteurs et aux différentes équipes du laboratoire. J'ai ensuite bénéficié, auprès de Ludwik Leibler, de sa grande connaissance des polymères et d'un premier contact avec les adhésifs, ainsi que de l'environnement varié du laboratoire mixte CNRS-Elf Atochem et plus généralement du centre de recherches Elf Atochem de Levallois-Perret. Durant un séjour d'un an à Boston, j'ai découvert des sujets dans plusieurs domaines voisins avec Michael Brenner, Howard Stone et Gareth McKinley : optimisation de problèmes aux valeurs propres, hydrodynamique couplée à l'élasticité et rhéologie de systèmes viscoélastiques. À Bordeaux, au CRPP, sur le sujet de la cavitation dans les adhésifs, j'ai interagi quotidiennement avec les expérimentateurs Pascale Fabre et Frédéric Nallet. J'ai également bénéficié de discussions fréquentes sur les sujets très variés du laboratoire, et notamment sur les oignons, les pâtes granulaires et les bandes de cisaillement avec Jean-Baptiste Salmon, Didier Roux, Annie Colin, Lydiane Bécu, Sébastien Manneville, Catherine Barentin, Marie Lenoble et Bernard Pouligny. À chacun de mes séjours à Mons depuis 2007 chez Pascal Damman, j'interagis avec plusieurs membres du

laboratoire sur plusieurs thèmes de matière molle, outre les phénomènes de rides : notamment le démouillage, l’adhésion ou les brosses polyelectrolytes.

Depuis l’automne 2007, je découvre, au sein du laboratoire Matières et Systèmes Complexes (UMR 7057 CNRS - Université Paris Diderot) une étonnante variété, très stimulante, de travaux sur divers aspects de la matière molle. Je travaille avec l’équipe bandes de cisaillement (Sandra Lerouge, Marc-Antoine Fardin, Guillaume Grégoire, Sophie Asnacios, Marie-Alice Guedeau, Olivier Cardoso, Charlotte Py). Je collabore également avec Bérengère Abou sur le thème des hétérogénéités dynamiques dans les verres colloïdaux thermosensibles. J’ai commencé à travailler avec Claire Wilhelm et Florence Gazeau sur la mécanique des agrégats cellulaires ainsi qu’avec Atef Asnacios sur la mécanique d’une cellule unique. Je travaille également avec François Graner depuis fin 2011, qui a quitté récemment l’institut Curie pour s’établir à MSC. Je travaille enfin avec l’équipe mousses du laboratoire (principalement avec Florence Elias, Caroline Derec, Valentin Leroy, Marc Durand) et suis en contact avec l’ensemble de la communauté française de ce domaine au sein du GDR “Mousses et Émulsions” dont je suis le directeur actuel.

## 2.3 Localisation dans les écoulements de cisaillement de milieux enchevêtrés

Une partie de mon travail a porté sur la localisation des écoulements. Durant ma thèse de doctorat, je me suis intéressé, avec Pierre-Gilles de Gennes et Françoise Brochard, au glissement des polymères fondus aux interfaces solides, en élaborant des modèles, testés expérimentalement (Emmanuel Durliat, Hubert Hervet et Liliane Léger), sur la dynamique des enchevêtrements dynamiques à l’origine de la friction [1–4]. Tout récemment (avec Sandra Lerouge, Gareth McKinley et Marc-Antoine Fardin) sur des questions de critère de stabilité [5] et de représentations différentes des équations et des solutions [6] pour les bandes de cisaillement dans les micelles géantes.

Le lecteur trouvera au chapitre 3 davantage de détails sur ces travaux sur la localisation des écoulements.

## 2.4 Polymères branchés, brosses, mouillage

Une autre partie de mes recherches a porté sur les polymères fondus ou en solution, à l’équilibre ou proches de l’équilibre (pendant ma thèse et les quelques années suivantes). Je me suis ainsi intéressé à la conformation de polymères branchés : d’une part dans un fondu de molécules linéaires pour des polymères en étoile [7] (avec Élie Raphaël), d’autre part lorsqu’on les force à passer par une membrane poreuse, pour des molécules en peigne [8] (avec Élie Raphaël) ou fractals [9] (avec Pierre-Gilles de Gennes, Élie Raphaël et Françoise Brochard). J’ai par ailleurs étudié de quelle manière il est possible d’élaborer un gel constitué de polymères en anneau (dit “gel olympique”) dont la cohésion résulte non pas d’une réticulation mais de leurs seuls enchevêtrements mutuels [10] (avec Élie Raphaël et Pierre-Gilles de Gennes). J’ai également travaillé sur la conformation des brosses polymères : d’une part sur la structure d’une brosse en géométrie concave qui s’avère très différente de celle d’une brosse convexe [11] (avec Christian Ligoure, Miguel Aubouy et Manoël Manghi), d’autre part sur la conformation fine d’une brosse en présence d’un fondu ou d’une autre brosse. Cela a des conséquences sur le mouillage [12] ainsi que sur l’arrangement des brosses auto-assemblées de copolymères à blocs et sur leur agencement lamellaire, ce qui peut conduire à des systèmes lamellaires non invariants par renversement [13] (travail avec Ludwik Leibler et I. Erukhimovich suscité par des expériences de Reimund Stadler). À part le mouillage d’une brosse polymère par un fondu de même nature, j’ai travaillé sur deux autres sujets proches du mouillage : d’une part (avec Pierre-Gilles de Gennes et Rama Kant) l’étalement d’une goutte superfluide de manière étagée [14], comme les gouttes de certains liquides polymères ou cristaux liquides, d’autre part (avec Michael Brenner et David Weitz) les interactions électro-capillaires entre nanoparticules

situées à l'interface d'une gouttelette [15].

Le lecteur trouvera au chapitre 4 davantage de détails sur ces travaux sur les polymères branchés, les brosses et le mouillage.

## 2.5 Cavitation dans les adhésifs mous

Je me suis également intéressé aux mécanismes à l'oeuvre dans les adhésifs mous (de 1999 à 2007 environ). J'ai d'abord travaillé (avec Ludwik Leibler) sur une des origines des cavités présentes dans les adhésifs au cours de leur détachement, à savoir le piégeage de bulles interfaciales dans les creux de la rugosité interfaciale lors de la mise en contact initiale [16], puis sur l'interaction d'inhibition mutuelle entre ces cavités lors de leur croissance au sein du matériau mince que constitue le film adhésif [17] (avec Ioulia Chikina). J'ai écrit avec Ludwik Leibler un bref article de revue [18]. Je me suis intéressé à la diminution d'adhésion entre un matériau dur et un matériau élastique observée lorsque le matériau déformable est étiré avant la mise en contact [19]. Ensuite, j'ai étudié avec Frédéric Nallet et Pascale Fabre le comportement de matériaux modèles (notamment des fondus de polymères) en situation de test d'adhésion (entre deux surfaces solides). Nous avons mis en évidence, par une bonne adéquation entre les observations, les mesures et les prédictions des descriptions théoriques, plusieurs effets importants qui expliquent le déroulement temporel de la réponse en force au cours de la séparation : souplesse de l'appareil de test, effet ventouse et invasion brutale de l'air extérieur [20, 21], ou la compétition entre la cavitation et le développement de fractures interfaciales [22]. Ces phénomènes, décrits ici dans le cadre de matériaux simples, reproduisent étonnamment ceux observés pour les véritables adhésifs, indiquant qu'ils résultent de propriétés rhéologiques assez générales du matériau utilisé. Enfin, tout récemment, j'ai collaboré avec Bérengère Abou sur l'adhésion des doryphores [23].

Le lecteur trouvera au chapitre 5 davantage de détails sur ces travaux sur les mécanismes de l'adhésion.

## 2.6 Phénomènes complexes de rides dans les membranes flexibles

Les phénomènes de rides s'observent dans de nombreuses circonstances. Je m'y suis intéressé avec Pascal Damman et son groupe, à Mons en Belgique (depuis 2007). L'une des techniques qu'ils mettent en oeuvre pour élaborer des surfaces texturées à façon consiste à déposer de minces films polymères vitreux (PS) à la surface d'un matériau rigide (wafer de silicium), puis un film nanométrique de titane. Ce dernier est initialement lisse, mais il forme des motifs ridés lorsque son substrat (PS) devient déformable par passage de sa transition vitreuse : soit par chauffage (120–130°C), soit par absorption de vapeurs de solvant (toluène). Les morphologies les plus typiques sont de type labyrinthe.

Dans un premier travail, nous avons élaboré un scénario plausible malgré la dilatation thermique supérieure du polystyrène par rapport au titane, et avons expliqué l'influence des conditions d'adhésion ou de glissement à l'interface inférieure (PS/Si) sur le déclenchement et sur la morphologie des rides du film de titane situé à la surface supérieure [24]. Dans un deuxième travail [25], nous avons expliqué l'évolution temporelle des rides d'origine thermique (mûrissement) en considérant l'écoulement du film de polystyrène sous l'effet de la déformation du film de titane. Grâce à ce mûrissement, nous avons expliqué la structure hiérarchique (due à une variation spatiale de la longueur d'onde) qui apparaît à l'arrière du front de diffusion dans le polymère lorsque la déformabilité du PS est obtenue grâce aux vapeurs de solvant. Dans un troisième travail, nous avons expliqué les nouvelles morphologies, de type réseau hexagonal de bosses, obtenues dans le cas de films polystyrènes très minces dans lesquels les forces de van der Waals entrent en jeu [26]. Enfin, dans un travail récent, nous avons voulu expliquer l'origine d'autres structures hiérarchiques dans des systèmes sans milieu polymère sous-jacent, à commencer par des rideaux, dont les plis sont

serrés en haut et amples en bas. Nous avons raisonné sur les efforts internes dans la membrane flexible. Des discussions avec José Bico et Benoît Roman à l’ESPCI ainsi qu’avec Pedro Reis au MIT ont permis de faire le lien avec d’autres situations expérimentales macroscopiques. Enfin, des échanges avec Chun Ning Lau à Riverside en Californie ont permis de tester le modèle sur les conformations plissées des feuilles de graphènes. La théorie est ainsi vérifiée sur des systèmes dont les dimensions couvrent plusieurs ordres de grandeur [27].

Le lecteur trouvera au chapitre 6 davantage de détails sur ces travaux sur les rides.

## 2.7 Mécanique des milieux granulaires

Un autre sujet sur lequel je travaille actuellement est la mécanique des milieux granulaires. J’ai fait un premier travail, avec Rava da Silveira, sur l’élasticité d’un milieu granulaire élastique précontraint : nous avons construit une élasticité non triviale (de type Cosserat) à partir du rôle de la rotation des grains en plus de leur déplacement relatif [28]. Plus tard (2007–2011), Pierre Rognon (en post-doc en 2007–2008) a construit avec moi une simulation, la *Soft Dynamics*, qui met en oeuvre des grains légèrement déformables (élasticité de Hertz) et des interactions hydrodynamiques locales (lubrification). Elle combine ainsi les ingrédients des simulations stokésiennes (grains sphériques indéformables dans un liquide visqueux) et des simulations classiques de granulaires secs (grains déformables et friction solide). L’interaction de deux particules fait apparaître, du fait de la déflexion de leur surface, un résultat contre-intuitif de processus d’approche optimale via une force de plus en plus faible [29]. La compression-extension d’un groupe de quatre particules met quant à lui en évidence un phénomène de retard au déplacement macroscopique dû au lent déplacement local des surfaces en vis-à-vis, qui interagissent de façon lubrifiée [30]. Après avoir introduit tous les degrés de liberté dans la simulation (en particulier la rotation qui n’était pas nécessaire jusqu’ici), nous avons constaté (avec Itai Einav à Sydney) que ce délai résultant de la lubrification est observable lors du régime transitoire de mise en écoulement d’un échantillon de plusieurs milliers de grains, entre l’application de la contrainte et la mise en écoulement effective [31]. Enfin, en étudiant l’écoulement permanent d’un tel échantillon, nous avons pu non seulement mesurer la réponse macroscopique (viscosité effective et dilatance) mais aussi étayer, grâce à la statistique de mesures microscopiques (à l’échelle d’une particule ou d’un contact), un scénario typique de cycle de vie d’une interaction entre deux particules au sein de l’échantillon [32].

Le lecteur trouvera au chapitre 7 davantage de détails sur ces travaux sur les granulaires.

## 2.8 Mécanique des mousses liquides

L’autre sujet sur lequel je travaille actuellement est la mécanique des mousses liquides. Avec Pierre Rognon et François Molino, nous avons trouvé une interprétation géométrique aux effets de dilatance prédits à partir d’arguments thermodynamiques par le groupe de Stefan Hutzler et Dennis Weaire à Dublin : il s’agit d’une dilatance positive (du même signe que dans les matériaux granulaires) due à la dépression dans les bords de Plateau, et d’une dilatance négative due à l’augmentation de surface des films [33]. On s’attend à ce que cette alternance positive à très faible fraction liquide et négative à fraction intermédiaire cède le pas à une dilatance positive à l’approche de la transition de jamming, puisque les bulles sont alors légèrement déformées et presque sphériques. À l’occasion de ce travail sur la dilatance, nous nous sommes aperçus qu’une mousse confinée entre deux plaques solides présentait des régimes de conformation inattendus. Ainsi (avec en outre Douglas Reinelt), nous prédisons une variation rapide de la dimension des bords de Plateau joignant les deux plaques en fonction des paramètres de la mousse, qui devrait être observable dans des expériences de compression, de séchage ou de mûrissement [34]. Mon travail principal sur les mousses liquides porte sur leur rhéologie. Constituées de gaz et de liquide, les mousses stables sont paradoxalement des solides (elles résistent à de faibles contraintes) mais leur comportement

(plastique) d'écoulement au-delà d'un certain seuil de contrainte, dû à des réarrangements locaux de groupes de bulles, s'effectue pour des déformations élastiques non négligeables. C'est en cela qu'elles diffèrent notablement à la fois des matériaux viscoélastiques (qui n'ont pas de seuil) et de la plupart des matériaux plastiques comme les métaux (dont le seuil correspond à de petites déformations). Il n'existait pas de modèle rhéologique décrivant ce type de comportement. Avec Sylvain Bénito (dont j'ai co-dirigé la thèse à Bordeaux), Thierry Colin et Charles-Henri Bruneau (Bordeaux, laboratoire de mathématiques appliquée) et François Molino, nous en avons construit un, tensoriel et entièrement générique quant à la réponse élastique et au taux de déformation plastique. Il décrit l'état de la mousse à partir d'une seule variable interne, le tenseur de déformation élastique locale de la mousse [35]. Nous avons récemment (article soumis pour publication) testé ce modèle de manière très contraignante en le confrontant aux mesures menées par Florence Rouyer en oscillations de grande amplitude [36]. Cela indique qu'un modèle à un tenseur est sans doute insuffisant. Tout récemment, avec Isabelle Cantat (Rennes), nous avons construit un modèle dans lequel l'état local de la mousse est décrit par deux tenseurs distincts, l'un pour la disposition relative des bulles voisines (comme dans le modèle précédent), l'autre pour la déformation de la bulle elle-même. L'introduction de ce second tenseur permet de décrire de façon cohérente à la fois la relaxation qui suit un réarrangement local et celle observée aux petites déformations. Ce nouveau modèle fait ainsi le pont entre plusieurs modèles existants pour les mousses liquides : d'une part les modèles visco-élasto-plastiques à un tenseur comme le nôtre [35], celui de Pierre Saramito [37] et celui de l'équipe de François Graner [38–40], et d'autre part les modèles visco-élastiques de l'équipe de Reinhard Höhler et Sylvie Cohen-Addad valables pour les petites contraintes [41–43].

Le lecteur trouvera au chapitre 8 davantage de détails sur ces travaux sur la mécanique des mousses.

## 2.9 Projet : des mousses aux tissus vivants, continu et discret

Aujourd'hui, en m'appuyant sur mes travaux antérieurs exposés succinctement ci-dessus (voir les chapitres suivants pour davantage de détails) ainsi que sur les collaborations naturelles avec mes collègues du laboratoire MSC, je commence à développer mes recherches en direction de la modélisation de la mécanique des tissus vivants par deux approches complémentaires : une approche continue, tensorielle, et une approche de simulation discrète.

L'approche continue sera semblable, dans l'esprit, à la modélisation de la rhéologie des mousses liquides, notamment le modèle de Sylvain Bénito (détails au paragraphe 8.4) et plus encore le modèle à deux tenseurs élaboré avec Isabelle Cantat (paragraphe 8.5). Elle sera menée en collaboration avec plusieurs collègues, notamment François Molino (Montpellier) et François Graner (Institut Curie et MSC), ainsi que Philippe Marcq (Institut Curie). Une étudiante, Sham Tlili, débute sa thèse sur ce sujet avec François Graner.

L'approche discrète sera une transformation sans doute importante de la simulation Soft Dynamics utilisée jusqu'ici pour les granulaires déformables immergés (détails au paragraphe 7.2). Elle sera menée en collaboration avec François Molino (Montpellier). Il faudra modifier dans un premier temps la déformabilité de chaque particule en fonction de la connaissance que l'on a du comportement (actif) d'une cellule. Il faudra aussi sans doute introduire pour chaque particule ou chaque contact plusieurs éléments de description complémentaires à ceux, très simples, utilisés pour les granulaires.

Ce projet bénéficiera de l'environnement exceptionnel du laboratoire MSC, avec des expériences sur la mécanique des tissus vivants menées à toutes les échelles, depuis le cytosquelette jusqu'à l'organisme en développement. J'intensifierai notamment la collaboration débutée avec Atef Asnacios (mesures mécaniques directes sur une cellule entre deux plaques avec des sollicitations à la carte) et celle avec Claire Wilhelm et Florence Gazeau (élaboration et mécanique des agrégats cellulaires). Ces deux échelles intermédiaires seront en effet sans doute initialement les plus pertinentes pour tester et orienter les réflexions théoriques. Je bénéficierai également des réunions informelles fréquentes (de type Journal club) qui nous permettent de découvrir et discuter les

avancées récemment publiées dans d'autres laboratoires sur ces sujets.

Ce projet de recherche est présenté de manière plus détaillée au chapitre 9.

## Chapitre 3

# Localisation dans les écoulements de cisaillement de milieux enchevêtrés

Dans ce chapitre et les suivants, nous présentons plus en détails les travaux évoqués dans la partie 2.

### 3.1 Friction d'un polymère fondu à une surface solide décorée

Durant ma thèse de doctorat, je me suis intéressé, avec Pierre-Gilles de Gennes et Françoise Brochard, au glissement des polymères fondus aux interfaces solides, en élaborant des modèles, testés expérimentalement (Emmanuel Durliat, Hubert Hervet et Liliane Léger), sur la dynamique des enchevêtrements dynamiques à l'origine de la friction [1–4].

Le lecteur est invité à se référer à l'article [4] qui contient une sorte de revue des recherches menées dans l'équipe. En voici un résumé plus succinct.

À l'état fondu, les polymères sont souvent extrudés, c'est-à-dire forcés à s'écouler dans un conduit étroit, plutôt circulaire ou au contraire très allongé. On obtient ainsi des objets très longs ou des feuilles de matériau polymère. Mais ces procédés sont limités en vitesse du fait des instabilités d'écoulement qui apparaissent dans le conduit (peau de requin notamment). C'est pourquoi il était intéressant de comprendre comment se transmet la contrainte entre un polymère cisailé et une surface solide. La question était donc d'imaginer les mécanismes moléculaires par lesquels le polymère fondu frotte sur la paroi solide, et en particulier sur les molécules adsorbées à la surface. En parallèle s'effectuaient dans le laboratoire, grâce à Hubert Hervet et Liliane Léger, des expériences de cisaillement d'un échantillon de PDMS de quelques microns d'épaisseur entre deux plaques solides, avec mesure de la vitesse de glissement à l'une des plaques, ce qui constituait le travail de thèse d'Emmanuel Durliat. L'équipe avait mis au point un processus de greffage de chaînes PDMS après passivation de la surface de verre pour éviter l'adsorption de chaînes supplémentaires. On contrôlait ainsi la densité de greffage et la longueur des molécules à la surface.

Un premier travail théorique, par Françoise Brochard et Pierre-Gilles de Gennes en 1992, avait décrit la transition de désenchevêtrement des chaînes greffées lorsqu'elles sont étirées de telle sorte que la taille du "blob" en-deçà duquel la molécule est isotrope atteint le diamètre du tube d'enchevêtrement d'Edwards. L'idée est que si la molécule s'amincit davantage, elle se désenchevêtre. Mais alors elle subit une moindre force et se rétracte, ce qui lui permet de reprendre une configuration plus ample et de se réenchevêtrer avec les molécules du fondu. Ce travail expliquait le changement de régime de la friction mesurée en fonction de la vitesse de glissement : la contrainte de friction devient indépendante de la vitesse au-delà d'une certaine valeur, en cohérence avec l'idée que les molécules greffées se maintiennent à un degré d'étirement constant.

Mon premier travail [1] a consisté modifier la description qui était donnée du nombre de molécules du fondu enchevêtrées avec une molécule greffée. Le point de vue précédent supposait

que toutes les molécules présentes dans le volume occupé par la chaîne greffée étaient forcément enchevêtrées avec elle. À l'inverse, j'ai imaginé que la chaîne greffée, dans chaque élément de tube (donc pour  $N_e$  momomères), était enchevêtrée avec une seule autre chaîne. Il s'agit donc d'enchevêtrements "binaires" entre molécules. Il s'ensuit que le nombre maximal de molécules du fondu enchevêtrées avec chaque chaîne greffée est de l'ordre de  $N/N_e$  et varie donc linéairement avec la longueur de la chaîne greffée, plutôt que comme sa racine carrée comme précédemment.

Dans un deuxième travail auquel j'ai participé [2], Françoise Brochard a remarqué que si la densité de greffage augmente, le nombre de molécules du fondu captées par les enchevêtrements avec les chaînes greffées ne peut augmenter indéfiniment : l'efficacité maximale de transmission de la contrainte est atteinte lorsque toutes les molécules du fondu les plus proches de la surface solide sont enchevêtrées avec les molécules de la surface.

Dans un troisième travail [3], j'ai recherché s'il était possible de tester l'hypothèse des enchevêtrements binaires imaginée précédemment [1]. J'ai tout d'abord constaté que le modèle prédisait qu'une molécule suffisamment longue ( $N \geq N_e^2$ ) devait s'enchevêtrer avec toutes les molécules libres présentes dans le volume qu'elle occupe. J'ai ensuite estimé ce poids moléculaire pour une série de polymères en utilisant les valeurs tabulées pour les paramètres moléculaires correspondants (longueur de persistance, volume du monomère). Constatant que cette masse molaire était très élevée, j'ai recherché s'il était possible d'atteindre l'enchevêtrement total par une autre méthode, et j'ai trouvé que les polymères en étoile devaient permettre de dépasser plus facilement cette limite.

Dans un quatrième travail sur ce sujet [4], j'ai écrit une revue des travaux de l'équipe puis j'ai discuté de quelques effets auxquels on pourrait s'attendre à plus haute vitesse.

## 3.2 Bandes de cisaillement dans les systèmes de micelles géantes

Plus récemment, depuis que je suis au laboratoire MSC (automne 2007), je discute régulièrement de diverses questions touchant à la localisation de l'écoulement (bandes de cisaillement, glissement à une paroi) au sein d'un petit groupe autour de Guillaume Grégoire, Marc-Antoine Fardin et Sandra Lerouge.

Depuis quelques années, Sandra Lerouge s'intéresse aux instabilités non triviales des bandes de cisaillement dans plusieurs systèmes de micelles géantes. Les bandes de cisaillement sont initialement un écoulement de structure unidimensionnelle, entièrement déterminé par un profil de vitesse dont le gradient prend essentiellement deux valeurs différentes le long du profil. Lorsque des techniques résolues temporellement sont apparues, il est devenu clair que les bandes de cisaillement étaient en réalité souvent instables, notamment dans la partie haute du plateau de contrainte. Avec de nouvelles techniques de vélocimétrie, résolues spatialement à une dimension et temporellement (profil de vitesse résolu en temps), notamment avec les travaux de Sébastien Manneville à Bordeaux (CRPP), poursuivis à Lyon (ENS), il est apparu que les écoulements étaient également fluctuants dans l'espace. C'est pourquoi Sandra Lerouge a notamment développé et mis en oeuvre plusieurs techniques afin de mieux visualiser les écoulements tri-dimensionnels qui se mettent en place dans les systèmes de micelles géantes lorsque les bandes de cisaillement se déstabilisent.

Avec Marc-Antoine Fardin, qui effectue sa thèse en co-direction avec Gareth McKinley au MIT, elle a mis au jour la structure de l'écoulement tridimensionnel qui apparaît au cours du plateau de contrainte dans certains systèmes micellaires. Il s'agit, dans une géométrie de cylindres de Couette, de rouleaux de type Taylor-Couette qui se développent dans la bande la plus fluide, autrement dit celle qui touche le cylindre intérieur.

L'instabilité classique de Taylor-Couette pour les fluides en régime inertiel se déclenche pour une valeur critique du nombre de Taylor qui s'exprime en fonction de la courbure de la géométrie (rapport de l'entrefer et du rayon) et du nombre de Reynolds. Le déclenchement de cette instabilité pour des fluides polymères avait été décrit dans d'autres systèmes comme étant lié à un nombre similaire construit avec le nombre de Weissenberg au lieu du nombre de Reynolds. C'est donc le rapport du temps de l'écoulement avec le temps de relaxation du fluide plutôt qu'avec le temps

de diffusion visqueuse dans l'épaisseur de l'entrefer.

Mais ce nouveau critère ne s'appliquait pas aux systèmes en bandes de cisaillement. Un travail de cette équipe auquel j'ai participé a consisté à formuler différemment ce critère, en prenant en compte l'épaisseur de la bande de cisaillement dans laquelle se déclenche l'instabilité, ainsi que le taux de cisaillement dans cette bande, plutôt que l'entrefer entier et le taux de cisaillement moyen. Nous avons en outre considéré qualitativement le type de conditions aux limites pour la région qui se déstabilise. Lorsqu'il s'agit d'une bande qui occupe seulement une fraction de l'entrefer, l'une des interfaces de la bande est constituée de l'autre phase fluide : il s'agit d'une interface molle. Par conséquent, le déclenchement d'une instabilité est plus facile que si l'interface était rigide. À l'inverse, lorsque l'instabilité se déclenche pour une phase fluide qui occupe l'intégralité de l'entrefer, ses deux interfaces sont rigides et le déclenchement est donc comparativement plus tardif. En discutant qualitativement ces aspects, nous avons identifié trois scénarios d'apparition des instabilités avant, pendant ou après le plateau de contrainte. Ces différents scénarios sont effectivement observés selon le système de micelles géantes.

Par ailleurs, pour un écoulement stable et pour différents types de fluides, il est connu depuis quelques années que l'écoulement est légèrement non local, c'est-à-dire que l'écoulement en un point est facilité (fluidité plus élevée) si son voisinage est en train de s'écouler plus vite. Outre une équation phénoménologique unidimensionnelle pertinente validée dans le cas d'écoulement permanents d'émulsions concentrées, un modèle tensoriel classique, celui de Johnson-Segalman, a été étendu par l'ajout d'un terme diffusif (portant soit sur le taux de cisaillement, soit sur la contrainte). Ce nouveau modèle, de Johnson-Segalman diffusif (dJS) est actuellement beaucoup étudié. Marc-Antoine Fardin a revisité ce modèle en géométrie de cisaillement simple unidimensionnel et a écrit plusieurs systèmes d'équations équivalents qui peuvent s'interpréter dans des cadres entièrement différents de celui d'un écoulement fluide. Il s'agit par exemple du mouvement d'une particule dans un potentiel [6]. Ce type de transcription est très semblable au traitement qu'avaient donné Semenov [44] puis Milner, Witten et Cates [45] ainsi que Skvortsov *et al.* [46] de la conformation d'une brosse polymère. Ces formulations permettent par exemple de discuter de manière imagée la question des conditions aux limites aux parois dans un écoulement qui serait régi par l'équation dJS.



## Chapitre 4

# Polymères branchés, brosses, mouillage

Une autre partie de mes recherches a porté sur quelques systèmes l'équilibre ou proches de l'équilibre (pendant ma thèse et les quelques années suivantes) : polymères fondus ou en solution, brosses, mouillage.

### 4.1 Polymère en étoile dans un fondu

À l'occasion de mon travail sur le test des enchevêtrements binaires à l'aide de polymères en étoile [3] (voir paragraphe 3.1), je me suis intéressé avec Élie Raphaël à la conformation d'un polymère en étoile dans un fondu de molécules linéaires [7]. Nous avons généralisé un travail précédent sur ce sujet [47], dans lequel le régime pertinent pour mon étude n'était pas décrit : celui dans lequel la conformation de l'étoile est principalement gaussienne, c'est-à-dire que les différents bras n'interagissent pas de façon particulière en comparaison avec les molécules du fondu environnant.

### 4.2 Perméation d'un polymère branché statistique à travers un nanopore

Avec les nouvelles synthèses des polyoléfines apparaissaient des polymères branchés statistiques souvent mal caractérisés. Avec Pierre-Gilles de Gennes, Élie Raphaël et Françoise Brochard [9], nous avons réfléchi à une méthode pour fractionner des solutions diluées de ces polymères : il s'agissait de les faire passer à travers une membrane nanoporeuse sous l'action d'une différence de pression (la membrane devant évidemment être renforcée mécaniquement, par exemple par appui sur une membrane plus grossière mais plus robuste). L'idée est que si le nanopore est plus étroit que le rayon de gyration de la molécule, celle-ci ne passe pas spontanément par la membrane. En revanche, un écoulement de solvant induit par la différence de pression peut lui faire passer la barrière de potentiel et lui faire traverser la membrane.

Nous avons supposé que la longueur typique entre points de branchements des polymères était connue, ainsi que leur dimension fractale intrinsèque (dite "dimension spectrale"). En nous appuyant notamment sur des travaux antérieurs de Vilgis et de Stauffer et en nous inspirant de la méthode de Flory pour décrire les polymères confinés, nous avons donc calculé la conformation d'une telle molécule branchée statistique lorsque'elle vient à se trouver partiellement dans un nanopore. En comparant son énergie libre de confinement et la force de traînée visqueuse due à l'écoulement de solvant, nous avons estimé la différence de pression nécessaire à son passage à travers la membrane.

Nous avons ainsi montré qu'en augmentant progressivement la différence de pression de part et d'autre de la membrane nanoporeuse, on pouvait fractionner une population de telles molécules en fonction d'une certaine combinaison de ses paramètres moléculaires. Évidemment, notre calcul étant effectué pour une molécule unique, il est pris en défaut si les polymères s'accumulent en amont de la membrane.

### 4.3 Molécules en peigne dans un nanopore

Avec Élie Raphaël, nous avons mené une étude similaire pour un polymère en peigne [8]. Elle fait apparaître plusieurs régimes distincts pour la conformation d'une telle molécule dans un nanopore, selon le diamètre de ce dernier, la longueur des bras du peigne, la longueur du squelette principal du peigne et la longueur entre chaque point de branchement.

### 4.4 Gel olympique

Est-il possible d'obtenir un gel polymère dont la tenue mécanique résulte non pas de points de réticulation, chimiques ou physiques, mais d'un simple effet topologique ? Sur le principe, rien de plus simple : il suffit de prendre des polymères en anneau (obtenus à partir de polymères linéaires ayant deux extrémités réactives complémentaires) et de s'arranger pour qu'ils soient entrelacés à la manière des anneaux d'une chaîne ou des cinq anneaux du sigle olympique.

En pratique, ce n'est pas si simple. Si l'on conduit la réaction de cyclisation en conditions diluées, alors chaque chaîne se referme sur elle-même mais il y a très peu d'enchevêtrements mutuels entre molécules distinctes, et l'on n'obtient donc pas un édifice d'un seul tenant. Si, à l'inverse, on tente de conduire la cyclisation en condition semi-diluée voire assez concentrée, alors les extrémités réagiront en général avec un groupe complémentaire d'une autre molécule, ce qui mènera à la formation de molécules très longues et pas forcément cycliques, au lieu de cycles de la longueur prévues.

Une manière de procéder, que j'ai mise au point avec Élie Raphaël et Pierre-Gilles de Gennes [10], consiste à effectuer une première réaction de cyclisation en condition diluée de manière à obtenir des anneaux. Une deuxième étape consiste à concentrer la solution diluée d'anneaux ainsi obtenue. On s'attend à ce que les anneaux ainsi obtenus soient dans une conformation assez compacte. En effet, ils ne sont pas enchevêtrés les uns avec les autres puisqu'ils ont été obtenus séparément. De ce fait, les seules configurations qui leur sont accessibles sont en "double brin". En revanche, ces doubles brins ne sont pas forcément linéaires. Au contraire, ils peuvent former une arborescence quelconque entre les obstacles topologiques que constituent les autres molécules. La longueur typique entre extrémités de l'arborescence est donc assez courte (de l'ordre de la racine carrée de la longueur réelle totale de la molécule). La dimension de l'objet est relativement modeste, comme s'il était confiné par une sorte de "pression topologique".

Pour "réticuler" ces anneaux topologiquement indépendants, il faut donc effectuer la cyclisation d'une deuxième population d'anneaux, beaucoup plus petits cette fois. Il faut en effet qu'ils soient eux-mêmes en situation diluée pour réagir sur eux-mêmes. En revanche, ils doivent être suffisamment longs pour pouvoir enserrer un ou deux brins des anneaux initiaux. À la différence des anneaux initiaux, ces molécules demeurent linéaires jusqu'à cet instant. Ce sont donc les seules molécules qui peuvent s'immiscer au milieu du double brin des anneaux de la première population.

Ces diverses conditions de concentration et de taille relative nous ont permis de préciser une façon d'obtenir un édifice ayant une tenue mécanique du seul fait d'enchevêtrements entre polymères en anneaux, sans aucun lien mécanique direct entre eux : ce qu'on peut appeler un "gel olympique".

## 4.5 Conformation d'une brosse polymère en fondu : mouillage

Je me suis intéressé par ailleurs en détail à la conformation d'une brosse en présence d'un fondu ou d'une autre brosse [12]. Je suis parti du diagramme de phases construit par Aubouy *et al.* [48] et j'ai précisé la structure statistique des chaînes de la brosse autant que possible en termes de "blobs" (formulation en lois d'échelles) mais en m'appuyant dès que nécessaire sur la vision de Millner, Witten et Cates [45].

J'ai ainsi trouvé une manière d'obtenir la pénalité élastique (entropique) d'une brosse en régime fondu lorsqu'elle doit adopter un profil de concentration qui diffère d'un créneau parfait. J'ai pu exprimer cette pénalité comme le produit de convolution d'une certaine fonction avec le profil de densité de la brosse. C'est donc un résultat très général, applicable dans de nombreuses situations.

Dans le régime de haute densité de greffage dans lequel la brosse est pour l'essentiel "sèche" (autrement dit, non diluée par le solvant qui est ici un fondu), l'enjeu est de comprendre quelle est la pénétration partielle éventuelle du fondu dans la frange extrême de la brosse et quelles sont les propriétés de mouillage correspondantes.

Mon calcul de la pénalité conformationnelle de la brosse sèche m'a permis de retrouver le résultat obtenu par Leibler *et al.* [49] concernant la pénétration du fondu dans la brosse dans le cas d'un fondu de très haut poids moléculaire. Ce régime s'accompagnait d'un mouillage partiel (coefficient d'étalement négatif).

Dans le cas d'un fondu de moindre poids moléculaire, mon calcul a permis d'obtenir une autre expression pour la longueur de pénétration du polymère fondu dans la brosse. Cela a mené au résultat quelque peu paradoxal que le coefficient d'étalement est alors positif (mouillage total), alors même que la pénétration est encore partielle!

Pour un fondu de poids moléculaire encore moindre, ce nouveau résultat concernant la longueur de pénétration pour un poids moléculaire modéré se raccorde au cas d'une brosse gonflée par le solvant dans toute son épaisseur.

## 4.6 Systèmes lamellaires non centro-symétriques

Ce travail, réalisé avec Ludwik Leibler et I. Erukhimovich [13], constitue une autre application du calcul de la pénalité conformationnelle d'une brosse sèche [12] évoqué au paragraphe 4.5.

Il s'agissait d'expliquer certaines phases particulières de copolymères à blocs obtenues par Reimund Stadler. À partir de copolymères ABC et d'autres copolymères AC dont la longueur des blocs est adaptée pour former des phases lamellaires, on obtient habituellement respectivement des phases

– ABC/CBA/ABC/CBA/ABC etc

et des phases

– AC/CA/AC/CA/AC etc.

Ces phases sont symétriques par renversement de la direction normale aux lamelles. Autrement dit, la suite des blocs le long de la normale est palindromique. De plus, ces phases sont habituellement immiscibles : si l'on tente de mélanger les copolymères ABC et les copolymères AC, on obtient une démixion menant à des domaines macroscopiques constitué des deux phases lamellaires pures indiquées ci-dessus.

Or, pour certaines combinaisons de longueurs de blocs, Reimund Stadler avait obtenu un arrangement inattendu des lamelles :

– ABC/CA/ABC/CA/ABC/CA/ABC/CA etc.

Non seulement les deux phases copolymères étaient macroscopiquement miscibles, mais la phase lamellaire résultante était distincte de celle obtenue par renversement de la normale :

– AC/CBA/AC/CBA/AC/CBA/AC/CBA etc.

C'était d'autant plus inattendu que lorsque deux telles phases sont miscibles, l'arrangement résultant est généralement symétrique, par par alternance de paires de copolymères identiques :

– soit ABC/CBA/AC/CA/ABC/CBA/AC/CA,

– soit ABC/CA/AC/CBA/ABC/CA/AC/CBA/ABC/CA.

Pour expliquer ce phénomène, il fallait comprendre pourquoi l'énergie libre de l'arrangement non symétrique pouvait être moindre que celle des arrangements plus habituels.

Dans les mésophases de copolymères à blocs, les blocs de même nature chimique sont disposés comme une brosse. Leur conformation typique résulte de l'équilibre entre l'énergie élastique de chaque brosse (qui a tendance à raccourcir le bloc donc à écarter les macromolécules sur l'interface) et l'enthalpie de mélange des monomères différents, qui tend à rapprocher les macromolécules sur l'interface de manière à réduire l'enthalpie par molécule. La densité surfacique de macromolécules (ou densité de greffage, dans le langage des brosses) augmente donc avec le degré d'immiscibilité des monomères et diminue avec la longueur des blocs.

En supposant fixée (par la longueur des blocs et les degrés d'immiscibilité) la densité surfacique de la triple lamelle ABC d'une part et de la double lamelle AC d'autre part, nous avons considéré le profil d'interpénétration des brosses qui se font face en utilisant la méthode évoquée précédemment (paragraphe 4.5). Le profil de deux brosses A strictement identiques (dans la configuration CBA/ABC ou dans la configuration CA/AC) est évidemment le même pour les deux brosses qui se font face, mais la longueur d'interpénétration peut différer entre la situation CBA/ABC et la situation CA/AC. À l'inverse, pour deux brosses A de structure différente (configuration CBA/AC ou CA/ABC), d'une part la longueur d'interpénétration peut être intermédiaire entre les valeurs pour CBA/ABC et pour CA/AC, d'autre part le profil peut être non symétrique.

Il s'avère que si l'on n'autorise pas les profils non symétriques mais si les longueurs d'interpénétration diffèrent, alors la somme des énergies libres associées à chacune des configurations symétriques CBA/ABC et CA/AC est inférieure au double de l'énergie libre de la configuration asymétrique CBA/AC. Par conséquent, les configurations asymétriques sont défavorisées.

En revanche, si l'on autorise les profils d'interprétation non symétriques, autrement dit si, au premier ordre, le profil de l'une des brosses est concave tandis que celui de la brosse qui lui fait face est convexe, alors on peut obtenir une énergie moindre pour le double de la configuration CBA/AC que pour la somme des deux configurations CBA/ABC et CA/AC.

Nous avons exprimé les conditions requises de longueur de blocs et de densité surfacique pour les blocs A et également pour les blocs C. Lorsque ces conditions sont remplies simultanément, on obtient la configuration non symétrique souhaitée :

- ABC/CA/ABC/CA/ABC/CA/ABC/CA.

## 4.7 Brosse polymère sur une surface concave

Les polymères sont parfois organisés en brosses concaves, par exemple à l'intérieur d'une micelle de copolymères à blocs. Dans une telle situation, puisque les blocs internes à la micelle remplissent tout l'espace intérieur, la courbure de l'interface ne peut être négligée et la description habituelle d'une brosse plane n'est pas pertinente.

Or, la description très élégante de Daoud et Cotton [50] pour les brosses en géométrie convexe, qui consiste à considérer que la densité de greffage de la brosse diminue en proportion de la distance au centre de courbure, ne peut pas s'appliquer dans le cas d'une brosse concave. En effet, elle prédirait que les chaînes sont de plus en plus étirées à mesure que l'on s'éloigne de la surface de greffage, alors même qu'on s'approche de l'extrémité libre des molécules !

Avec Christian Ligoure, Miguel Aubouy et Manoël Manghi [11], nous avons décrit les régimes attendus dans une telle situation : champignons (chaînes indépendantes), brosse faiblement concave (presque plane), brosse comprimée (qui atteint le centre et génère un profil de concentration presque uniforme), brosse effondrée (comprimée au point que ses blobs successifs sont superposés). Nous avons donné ensuite successivement une description de ces différents régimes par la méthode du champ auto-cohérent et à l'aide de raffinements obtenus en lois d'échelles pour une meilleure estimation de l'énergie libre.

## 4.8 Étalement d'une goutte superfluide

Certains liquides polymères ou cristaux liquides s'étalent en formant, aux faibles épaisseurs, des structures étagées, comme il a été montré notamment dans l'équipe d'Anne-Marie Cazabat [51–53]. Il a été montré, par Pierre-Gilles de Gennes et collaborateurs, que la cinétique d'étalement de telles structures peut s'expliquer par un écoulement incompressible dans chaque couche accompagné d'une perméation lente d'une couche à l'autre [54, 55].

Dans le cas d'un fluide à l'état superfluide, une théorie récente [56] montrait que le profil de densité au voisinage de certains solides devait être une fonction oscillante de la distance à la surface, avec des minima très prononcés.

Pierre-Gilles de Gennes a eu l'intuition que la dynamique d'étalement d'un tel fluide stratifié pourrait être régie par des lois similaires : la faible densité de présence entre couches successives jouerait le rôle d'une jonction Josephson. Avec Rama Kant et lui [14], nous avons voulu déterminer de façon qualitative l'évolution d'une telle goutte dans l'hypothèse où elle se comporterait comme imaginé. Nous avons donc considéré une goutte à deux étages (en fin d'étalement) et calculé l'écoulement dans la limite à une dimension (goutte de très grand rayon). Nous avons obtenu une progression de la marche inférieure et un recul de la marche supérieure à vitesse constante.

## 4.9 Attraction électro-capillaire entre particules colloïdales à une interface eau-huile

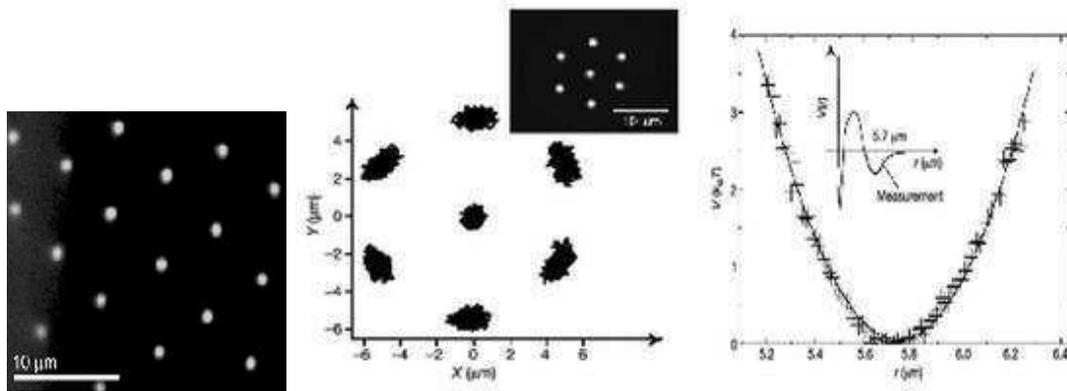


FIGURE 4.1 – Interaction électrocapillaire entre particules à une interface eau-huile. À gauche, ces colloïdes à une interface eau-huile sont arrangées sur un réseau : il existe une interaction répulsive entre les particules. Au centre, radeau hexagonal de colloïdes à une interface eau-huile : l'arrangement ordonné ne nécessite pas de compression latérale ; il existe donc aussi une force attractive entre les particules. À droite, la statistique sur les distances interparticulaires permet de remonter à la courbure de leur potentiel d'interaction.

Des expériences ont été menées par M.G. Nikolaidis dans le groupe de David Weitz, à Harvard, pour déterminer les interactions entre particules colloïdales adsorbées à une interface eau-huile (figure 4.1). L'observation des fluctuations de petits cristaux de telles particules distantes de plusieurs fois leur taille a permis de remonter au minimum du potentiel d'interaction et à sa courbure.

Il était déjà connu que de telles particules portent un dipôle normal à l'interface du fait l'ionisation très différente de leur surface dans les deux milieux, et que ces dipôles parallèles engendraient une répulsion entre particules. Jusqu'alors, les assemblées de particules observées étaient en situation de compression latérale (comme sur la figure 4.1 à gauche). La nouveauté de ces observations

était qu'un radeau isolé comme celui-ci démontrait l'existence d'une attraction en plus de la répulsion. Nous avons voulu trouver l'origine d'une telle attraction.

Quelque trois ans plus tôt, en 1997, Bruno Berge m'avait expliqué ses travaux sur l'électromouillage [57]. Dans le cas présent, avec M.G. Nikolaidis (Munich), A.R. Bausch (Munich), M.F. Hsu (Harvard), A.D. Dinsmore (UMass, Amherst), M.P. Brenner (Harvard) et D.A. Weitz (Harvard), nous avons imaginé qu'un phénomène similaire pouvait être à l'oeuvre : le champ électrique créé par les charges de surface engendre une pression sur l'interface du fait du saut de constante diélectrique. La distorsion résultante de l'interface fluide génère une interaction capillaire attractive. L'effet que nous avons calculé est compatible avec les observations [15, 58, 59].

## Chapitre 5

# Matériaux adhésifs : lien avec leur rhéologie

Je me suis intéressé aux mécanismes à l'oeuvre dans les adhésifs mous (de 1999 à 2007 environ).

Un matériau adhésif est un matériau capable d'adhérer instantanément à une surface sous l'effet d'une faible pression de contact. Contrairement à une colle qui, appliquée à l'état liquide, se transforme en un matériau solide (par réticulation, évaporation d'un solvant...), le matériau adhésif doit présenter simultanément les deux caractères *déformable* et *solide* : *déformable* de manière à établir un contact suffisant — et donc des interactions — avec la surface du support malgré sa rugosité de surface, et *solide* pour résister de façon notable à un décollement sans rompre dans sa masse. Ces caractéristiques liquides et solides, *a priori* contradictoires, sont satisfaites en utilisant des polymères qui peuvent, selon leur architecture moléculaire, couler comme des liquides visqueux aux temps pas trop longs, et se comporter comme des solides élastiques mous aux temps plus longs.

### 5.1 Équipe de l'UMR 167 (CNRS / Elf Atochem)

J'ai rejoint après ma thèse, fin 2007, l'UMR dirigée par Ludwik Leibler, à Levallois-Perret près de Paris. C'est là que j'ai découvert le domaine de l'adhésion.

J'ai travaillé sur les adhésifs avec Ludwik Leibler ainsi qu'avec Ioulia Chikina (en post-doc avec moi pendant un an en 2000). J'ai également interagi quotidiennement avec Pascale Fabre et ses étudiants Guillaume de Crevoisier et Fabrice dos Santos, qui menaient des travaux expérimentaux sur des sujets proches.

### 5.2 Bulles interfaciales piégées lors de la mise en contact

J'ai d'abord travaillé (avec Ludwik Leibler) sur le piégeage de bulles interfaciales dans un adhésif [16]. Nous sommes partis des adhésifs sensibles à la pression (PSA). L'énergie d'adhésion augmente lorsqu'ils ont été soumis à une pression plus importante, ainsi que l'a mesuré notamment Zosel [60] et selon une interprétation de Creton et Leibler [61] fondée sur l'évolution de la surface réelle de contact entre une surface solide rugueuse et le matériau adhésif. Il nous est apparu que la saturation de la sensibilité pour une forte pression devait s'accompagner d'une transition topologique : le piégeage de bulles dans les creux de la rugosité.

Nous avons aussi voulu rendre compte de l'origine du pic de force observé en géométrie probe-tack (figure 5.1) ainsi que du plateau qui le suit et de la chute finale de la force. La construction que nous en faisons dans cet article n'est pas conforme à ce que l'on en sait maintenant, notamment depuis les travaux de Costantino Creton, datant de la même époque [62], et depuis les travaux réalisés ultérieurement au CRPP, décrits plus bas.

En revanche, le fait que ce piégeage de bulles interfaciales dans les creux de la rugosité interfaciale lors de la mise en contact initiale soit l'une des origines des cavités présentes dans les adhésifs au cours de leur détachement n'a pas été prouvé formellement mais a été plutôt corroboré par nos travaux les plus récents au CRPP [22].

### 5.3 Bref article de revue

Avec Ludwik Leibler, nous avons eu l'opportunité d'écrire un bref article de revue en 1999 pour *Physics Today* [18]. Par la suite, j'ai également écrit deux brèves revues en 2002 et 2003 dans des actes de congrès à la suite de conférences invitées [63, 64].

### 5.4 Inhibition mutuelle de croissance des cavités

À la suite du travail sur les bulles interfaciales [16], j'ai discuté avec Costantino Creton de ses travaux sur la cavitation [62], ainsi qu'avec Pascale Fabre qui travaillait alors sur d'autres aspects [65].

Avec Iouila Chikina, qui faisait son post-doc avec moi en 2000, nous avons voulu expliquer pourquoi les cavités qui apparaissent lors de la séparation dans un test probe-tack sont plus nombreuses à grande vitesse de traction qu'à faible vitesse, comme l'avaient observé Costantino Creton et son équipe.

Nous avons construit un modèle [17] fondé sur deux ingrédients principaux. Le premier est que la croissance d'une cavité, en fournissant du volume dans le matériau adhésif, soulage fortement la dépression résultant de la traction exercée, et cela dans une région dont l'extension latérale est d'autant plus grande que le matériau est proche d'une incompressibilité parfaite. Il s'ensuit notamment une distance entre bulles qui dépend de la distribution du seuil de cavitation des germes de cavités présents dans l'échantillon. Ce premier ingrédient explique donc que la distribution spatiale des bulles soit relativement uniforme : chacune inhibe la croissance des germes trop proches.

Pour expliquer l'effet de la vitesse de traction, nous avons introduit comme second ingrédient une viscoélasticité du matériau (de type Maxwell). De ce fait, l'écoulement du matériau lui-même finit par empêcher que la dépression augmente et interdit ainsi l'apparition de nouvelles bulles. Cet effet intervient pour un déplacement d'autant plus faible à faible vitesse de traction, donnant lieu à un nombre plus faible de bulles.

Ainsi, lorsque les germes sont présents en faible nombre, le nombre final de bulles augmente à la fois avec la vitesse de traction et avec le nombre de germes présents. Lorsque les germes sont plus nombreux, il y a plusieurs comportements selon la vitesse, mais le nombre final de bulle est toujours constant ou croissant en fonction de la vitesse de traction.

Ce résultat d'un nombre croissant de bulles en fonction de la vitesse était qualitativement conforme aux observations de l'époque.

### 5.5 Adhésion d'un objet dur sur un élastomère étiré

À la même époque, j'ai été interloqué par une série de travaux de Michel Barquins et collaborateurs qui étudiaient l'adhésion, statique et dynamique, de sphères et de cylindres macroscopiques sur et sous des blocs de caoutchouc, y compris après étirement préalable [66–70].

L'observation était que l'adhésion apparaissait moins forte lorsque le caoutchouc était préalablement étiré, et la conclusion était que tout se passait comme si l'énergie de surface était diminuée d'un facteur qui dépend de l'étirement.

J'ai voulu déterminer si l'énergie de surface était vraiment modifiée ou si, plus simplement, le caoutchouc devenait comparativement plus dur lorsqu'il est étiré. Pour mener le calcul, fondé sur ceux de Johnson, Kendall et Roberts [71] et de Johnson [72], j'ai montré que la situation était assimilable à celle d'un objet comprimé (ellipsoïde au lieu d'une sphère, ou cylindre de plus petit rayon) adhérant sur un caoutchouc non étiré. En faisant l'hypothèse que l'énergie de surface n'avait

pas changé, j'ai pu reproduire la plupart des résultats expérimentaux en fonction de l'étirement du caoutchouc : rapport d'aspect de la zone de contact pour une sphère, et largeur du contact pour un cylindre. Seule la réduction absolue du contact était sur-estimée dans le cas de la sphère, peut-être en raison de la faible épaisseur du caoutchouc.

Ce résultat [19] semble indiquer que la réduction apparente de l'adhésion est entièrement due au durcissement du caoutchouc par son étirement.

## 5.6 Équipe du CRPP

J'ai rejoint en 2001 l'équipe "Adhésion" du CRPP (2000-2007), constituée de Pascale Fabre (directeur de recherche), Frédéric Nallet (professeur). Deux thésards ont travaillé avec nous : Sylwia Poivet [73] (2000-2003) et Jérémie Teisseire [74] (2003-2006).

## 5.7 Contexte scientifique et démarche adoptée

Le domaine des adhésifs est abondamment exploré de manière empirique depuis plus de cinquante ans, avec un très vaste savoir-faire accumulé. Du point de vue fondamental, bien des mécanismes ont été décrits depuis les travaux de Zosel [60] sur le dispositif de test *probe-tack* (figure 5.1) sur le type de courbe de traction en fonction de la température ou de la réticulation. On doit notamment à l'équipe de Costantino Creton (Paris, ESPCI) la mise en évidence de la cavitation dans le contexte des adhésifs mous [62]. Citons également :

1. l'influence de la rugosité de surface sur la qualité du contact (pour des matériaux élastiques [71, 75] ou viscoélastiques [61, 76]) et sur le piégeage d'air à l'interface [16] ;
2. l'effet de la souplesse de l'appareillage [77] ;
3. les phénomènes de digitation interfaciale le long d'une fracture rectiligne [78] ou circulaire [79] ;
4. la contribution interfaciale des mécanismes à l'échelle moléculaire [80, 81].

Dans ce contexte, il y avait peu de travaux fondamentaux sur une exploration systématique de la rhéologie des matériaux mous en lien avec leurs propriétés adhésives. C'est sur ce point que nous avons axé nos recherches.

Notre équipe présentait la particularité de rassembler des compétences expérimentales et théoriques, et de bénéficier de la conception et de la réalisation, au sein du laboratoire, d'appareils instrumentés dédiés.

## 5.8 Apport de nos travaux

Les adhésifs sont classiquement constitués de copolymères triblocs téléchéliques (de type *ABA*) dont les micelles du bloc extrême assurent une réticulation physique. Un système classique est par exemple le styrène-isoprène-styrène dont les micelles sont vitreuses à la température ambiante.

Notre équipe a résolument choisi d'utiliser des matériaux qui ne sont pas des adhésifs, afin d'explorer les propriétés rhéologiques requises pour l'adhésion. Nous avons ainsi principalement utilisé :

1. des huiles silicones de viscosités variées (5 à 20 000 Pa.s) ;
2. des copolymères diblocs *AB* (qui ne sont donc pas réticulés physiquement, au contraire des triblocs).

En dépit de la variété restreinte de systèmes explorés et de leur écart par rapport aux matériaux classiques, nos travaux ont apporté des contributions importantes au domaine des adhésifs. Nous les présentons dans cette section, et nous indiquons dans la section 5.9 pourquoi nous avons pu obtenir de tels résultats.

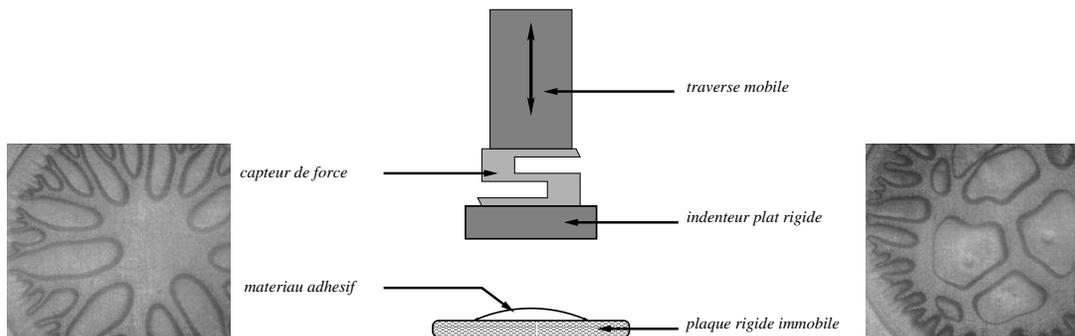


FIGURE 5.1 – Principe de fonctionnement d’un pégosimètre. Le matériau adhésif est écrasé entre un indenteur et une plaque, tous deux plats et rigides. Le mouvement est transmis à l’indenteur *via* un capteur de force. La force est ainsi mesurée pendant l’expérience. La légère souplesse de ce capteur est décelable dans ce genre d’expérience, tant l’échantillon (fait d’un matériau incompressible) est confiné (épaisseur de l’ordre de la centaine de microns, pour une dimension latérale de l’ordre du centimètre).

FIGURE 5.2 – Photos obtenues avec le prégosimètre multifonctions, sur une huile silicone très visqueuses ( $10^3$  Pa). Le champ de l’image fait environ 1 cm. À basse vitesse, la force de traction est soulagée par la digitation visqueuse ; à haute vitesse, par la cavitation.

### 5.8.1 Mise en évidence de la contribution atmosphérique

Nos travaux ont permis de montrer que, dans les adhésifs mous, le plateau de force était dû en grande partie à la pression atmosphérique extérieure, et que la chute de force observée correspondait à l’entrée brutale de l’air extérieur dans les cavités. La figure 5.3 montre une courbe de force obtenue ainsi que le signal sonore et quelques clichés. La comparaison des mesures mécaniques, sonores et optiques simultanées sur cet appareil conçu au laboratoire nous a permis de convaincre la communauté de l’adhésion de la réalité de la contribution atmosphérique.

### 5.8.2 Seuils de déclenchement

Nos travaux théoriques ont permis de prédire comment la valeur du pic de force au cours de la traction varie en fonction des paramètres de l’expérience (vitesse de traction, viscosité, épaisseur initiale, etc). La comparaison avec les mesures est indiquée sur la figure 5.4 dans le cas d’huiles peu ou assez visqueuses. Nous indiquons plus loin (section 5.10) les résultats théoriques et expérimentaux pour une huile encore plus visqueuse, avec cette fois-ci, outre la digitation visqueuse et la cavitation, des phénomènes de fracture interfaciale.

### 5.8.3 Adhésion humide

Lors de l’application d’un adhésif sur une surface humide, l’eau présente empêche la formation d’un bon contact entre l’adhésif et la surface solide.

Notre équipe a travaillé sur l’élaboration d’un adhésif capable d’absorber le film d’eau restant, et ainsi d’adhérer sur la surface. Il s’agit d’un copolymère à blocs hydrophile-hydrophobe synthétisé en collaboration avec le laboratoire voisin de chimie des polymères organiques (Éric Papon). Nous avons obtenu une réduction de seulement 50% de l’énergie d’adhésion en présence d’eau.

Ayant participé seulement marginalement à cette activité de l’équipe, je ne développerai pas davantage ce thème ici.

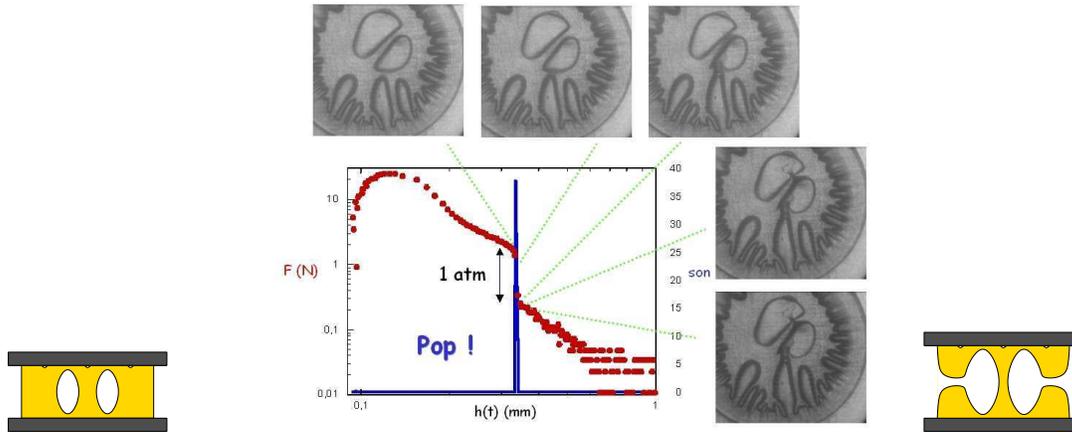


FIGURE 5.3 – Expérience de traction réalisée sur une huile silicone de viscosité 1000Pa.s. Lorsque les bulles sont suffisamment grosses pour soulager la force de traction, elles ont crû d’un tel facteur qu’elles sont essentiellement vides (à gauche). La pression atmosphérique extérieure contribue alors de manière souvent significative à la force de traction. À l’inverse, une fois que l’air a pénétré dans les cavités (à droite), la force a fortement chuté car elle reflète désormais seulement les écoulements dans les parois de matériau. À la transition, une brève émission sonore est enregistrée (pic d’intensité du son). La visualisation simultanée grâce au pégosimètre multifonctions ne laisse plus guère de doute sur l’interprétation du phénomène.

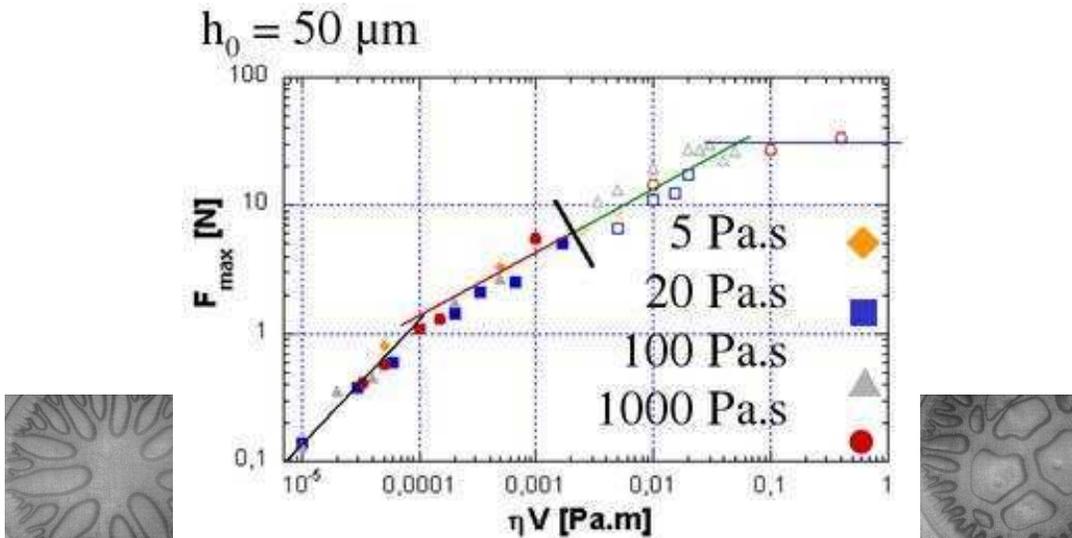


FIGURE 5.4 – Valeur maximale de la force au cours de la traction, tracée en fonction de la vitesse, pour plusieurs huiles de viscosité différente. Les symboles pleins, à gauche du trait noir, correspondent aux cas de digitation, tandis que les symboles ouverts, à droite, correspondent à la cavitation. La pente des droites est celle prédite par la théorie.

## 5.9 Pourquoi ça marche ?

Les phénomènes observés sont très similaires à ceux observés dans les adhésifs. Cela a de quoi surprendre étant donné la rhéologie des systèmes utilisés (huiles silicone) qui diffère notablement

de celle des adhésifs (figure 5.5). Notamment, les huiles silicones sont des liquides tandis que les adhésifs sont des solides viscoélastiques.

En réalité, cela peut se comprendre simplement à partir d'un énoncé des propriétés rhéologiques des matériaux mous (figure 5.6). La distinction entre solide et liquide n'apparaît qu'aux temps longs : soit le matériau offre une résistance permanente à l'écoulement (c'est un solide), soit il finit par s'écouler (c'est un liquide). Aux temps assez courts, seuls les caractères élastique ou visqueux sont sensibles.

Or, nos prédictions concernent deux étapes de la traction :

1. le déclenchement des mécanismes ; celui-ci a lieu alors que le matériau est encore peu déformé (tant il est confiné), et le caractère solide ou liquide n'a pas encore eu le temps de se manifester ;
2. la courbe de force après la cavitation ; le matériau s'est alors fortement déformé pour permettre la croissance des bulles ; la description de cette déformation comme visqueuse plutôt que plastique est qualitativement valide.

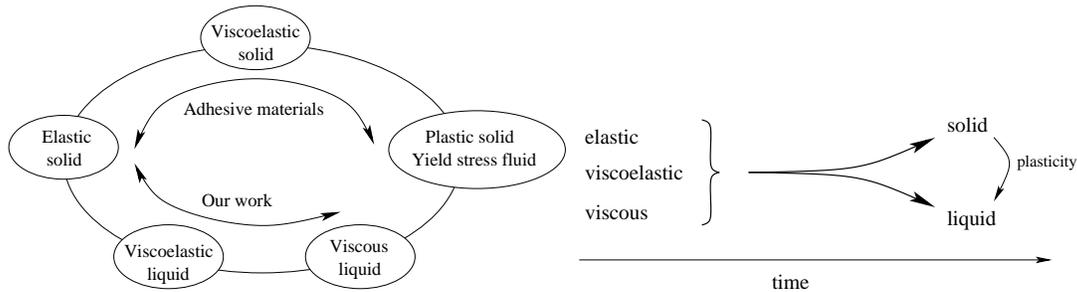


FIGURE 5.5 – À gauche, comparaison du type de matériaux utilisés dans les adhésifs (matériaux polymères réticulés de manière plus ou moins complète et de manière plus ou moins permanente) et dans nos expériences (polymères linéaires non réticulés).

FIGURE 5.6 – À droite, rhéologie des matériaux mous sous faible contrainte (représentation schématique). Aux temps assez courts, le matériau se comporte, selon son architecture moléculaire et selon la fréquence, de manière plutôt élastique ou plutôt visqueuse. Aux temps longs, soit il offre une résistance permanente à l'écoulement (c'est un solide), soit il finit par s'écouler (c'est un liquide). Pour certains matériaux, une contrainte plus importante peut déclencher un écoulement (plasticité). Selon l'ordre de grandeur de la contrainte seuil, on a l'habitude de parler de fluide à seuil ou de solide plastique.

## 5.10 Contribution théorique

Nous avons modélisé les huiles silicones, en fonction des besoins, successivement comme :

1. un fluide newtonien pour les huiles jusqu'à 1000 Pa.s ;
2. un fluide de Maxwell (élastique aux temps courts, liquide aux temps longs) pour l'huile encore plus visqueuse (20 000 Pa.s).

Dans les deux cas, il s'agit de décrire l'écoulement centripète du fluide entre deux plaques rigides et parallèles mises sous traction par un moteur à vitesse constante *via* un ressort (le capteur de force).

Nous avons écrit l'équation différentielle correspondante, puis nous l'avons résolue, en général analytiquement par morceaux afin de bien distinguer les étapes de l'écoulement.

Nous présentons ci-dessous les principaux ingrédients et les résultats des calculs (pour plus de détails, voir [21]).

### 5.10.1 Fluide newtonien, digitation et cavitation

#### Écoulement pur

Lorsqu'une goutte d'huile de volume  $\Omega$  est coincée entre les deux plaques, leur distance  $h$  (initialement  $h_0$ ) évolue selon l'équation

$$\frac{3}{2\pi} \frac{\eta \Omega^2 \dot{h}(t)}{h^5(t)} = K [V t + h_0 - h(t)], \quad (5.1)$$

où  $t$  est le temps,  $\eta$  la viscosité,  $K$  la raideur du ressort, et  $V$  la vitesse du moteur. Nous avons travaillé principalement avec des grandeurs adimensionnées [21]. L'équation ci-dessus devient :

$$C \frac{\dot{H}}{H^5} = \mathcal{F} = T + 1 - H \quad (5.2)$$

Cette équation se comporte de deux manières assez différentes (figures 5.7 et 5.8) selon que la valeur, petite ou grande devant l'unité, de l'indice de complaisance  $C$  ci-dessous, qui compare la raideur du ressort à la résistance visqueuse de l'échantillon confiné :

$$C \equiv \frac{3}{2\pi} \frac{\eta \Omega^2 V}{K h_0^6} \quad (5.3)$$

L'écart entre la position du moteur (ligne droite) et celle de la plaque (courbe) reflète la tension du ressort et donc la force instantanée.

À chacun de ces comportements correspond une expression différente pour la valeur maximale de cet écart (pic de force). En particulier, la dépendance en vitesse diffère :

$$F_{\max} \propto V \quad (C \ll 1) \quad (5.4)$$

$$F_{\max} \propto \sqrt{V} \quad (C \gg 1) \quad (5.5)$$

C'est là l'origine des deux premiers régimes de la prédiction indiquée sur la figure 5.4, qui correspondent purement à l'écoulement du fluide.

Notons que les équations ci-dessus ont été obtenues en supposant un écoulement de Poiseuille radial et centripète entre les plaques en cours de séparation. Nous avons donc omis l'effet de la digitation visqueuse, ce qui est justifié tant que nous nous intéressons à une prédiction sur les premiers instants de l'écoulement et notamment au pic de force.

#### Cavitation

La cavitation dans les adhésifs (visible, et mécaniquement efficace pour soulager la force) résulte de l'abaissement de la pression engendré par la mise sous traction, et tire son origine dans des bulles microscopiques qui préexistent au sein du matériau ou qui ont été piégées lors de sa mise en contact avec l'indenteur [16].

Pour inclure la cavitation dans le modèle d'écoulement, nous avons considéré le classique équilibre d'une bulle contenant un gaz et soumise à la tension de surface gaz-liquide. Cet équilibre est rompu si la pression environnante devient inférieure à une certaine valeur.

Nous avons simplement supposé l'existence d'un tel seuil de pression et avons déterminé si la pression prédite par l'équation de l'écoulement atteignait ce seuil. Nous avons alors obtenu deux régimes supplémentaires, qui sont les deux régimes de cavitation de la figure 5.4 :

1. dans le premier régime, le rattrapage (figure 5.8) induit une brusque dépression qui déclenche la cavitation ; on conserve alors l'expression précédente pour le pic de force :

$$F_{\max} \propto \sqrt{V} \quad (5.6)$$

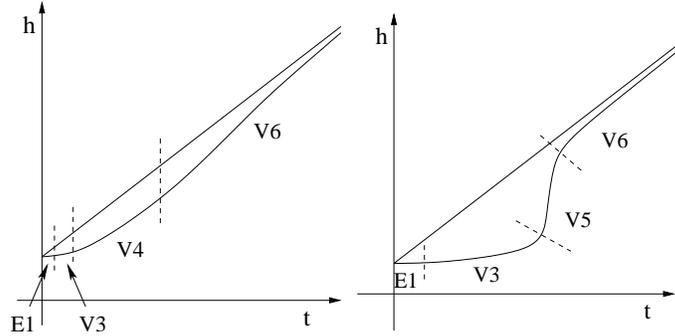


FIGURE 5.7 – À gauche : épaisseur de l'échantillon en fonction du temps lorsque la machine et l'échantillon se comportent de façon rigide ( $C \ll 1$ ). Le comportement de l'échantillon passe en principe par les étapes  $E1$  (élastique),  $V3$  (visqueux),  $V4$  (écoulement à force constante) et  $V6$  (faible force et écoulement à vitesse constante). Pour un fluide newtonien (ou un fluide de Maxwell à temps caractéristique très court), le régime  $E1$  est inexistant.

FIGURE 5.8 – À droite : épaisseur de l'échantillon en fonction du temps lorsque la machine se comporte de façon complaisante ( $C \gg 1$ ). Le comportement de l'échantillon passe en principe par les étapes  $E1$  (élastique),  $V3$  (visqueux),  $V5$  (rattrapage) et  $V6$  (faible force et écoulement à vitesse constante). Pour un fluide newtonien (ou un fluide de Maxwell à temps caractéristique très court), le régime  $E1$  est inexistant.

2. dans le second régime, la pression seuil est atteinte à une date  $t_{\text{cav}}$  antérieure au rattrapage, la cavitation se déclenche alors et soulage la force ; ainsi, le pic de force ne dépend plus de la vitesse :

$$F_{\text{max}} \propto V^0 \quad (5.7)$$

Les quatre prédictions ci-dessus pour le pic de force (digitation et cavitation) sont compatibles avec les mesures effectuées (figure 5.4).

## 5.10.2 Fluide de Maxwell, cavitation et fracture

### Observation de cavitation et de fracture

Avec l'huile à 20 000 Pa.s, il est encore possible d'observer de la digitation à très faible vitesse pour un échantillon épais (200  $\mu\text{m}$ ). Pour le reste, on observe plutôt de la cavitation et de la fracture interfaciale (figure 5.9).

C'est ce qui justifie d'étendre la modélisation au cas d'un fluide de Maxwell, qui est élastique aux temps courts.

### Traction d'un disque de fluide de Maxwell

Nous utilisons les quantités adimensionnées. Si le matériau était purement élastique, la force s'exprimerait ainsi :

$$\mathcal{F} = C_{\text{el}} \frac{H-1}{H^5} \quad (5.8)$$

avec

$$C_{\text{el}} \equiv \frac{3\pi}{2} \frac{G a_0^4}{K h_0^3} \quad (5.9)$$

où  $a_0$  est le rayon initial du disque de matériau et  $G$  son module élastique. Si l'on remplace le matériau purement élastique par un fluide de Maxwell, on montre [22] que les approximations

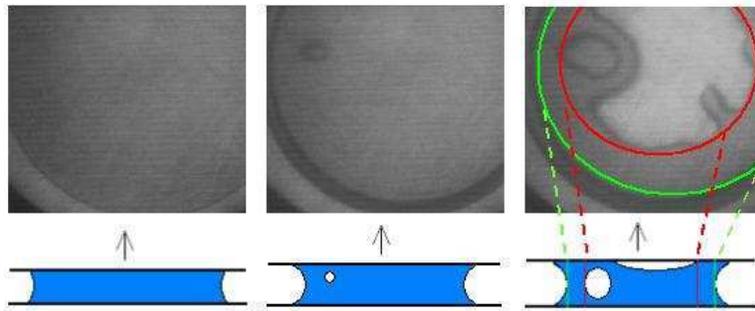


FIGURE 5.9 – Cavitation, fracture et joint d’étanchéité dans une gomme sous traction. Trois images prises successivement au cours de la traction d’un échantillon de gomme d’épaisseur 200 microns sur le pégosimètre multifonctions, ainsi que des coupes schématiques présentant notre interprétation des mécanismes impliqués. Sur la première image, l’échantillon apparaît en gris moyen. Il se rétracte d’une image à l’autre durant la traction, laissant derrière lui un mince film de gomme sur les plaques, qui apparaît en noir. Dans le même temps, une cavité apparaît sur la deuxième image. Elle a grossi sur la troisième image. Il s’agit là d’une cavité dans le volume, correspondant à la cavitation déjà observée par ailleurs (figure 5.4). Enfin, une nouvelle zone apparaît sur la troisième image. Nous voyons que la luminosité de cette zone est très différente de celle de la bulle. Par ailleurs, nous avons constaté qu’après l’expérience, l’indenteur ne comportait aucun film de matériau à cet endroit. Ces éléments indiquent qu’il s’agit d’une fracture interfaciale entre l’indenteur et l’échantillon. Enfin, la zone externe, située entre les cercles dessinés sur la photo, est exempte de toute bulle ou fracture ; elle joue le rôle de joint d’étanchéité et isole la cavité et la fracture, essentiellement vides, de l’air extérieur ; elle permet donc la contribution atmosphérique à la force de traction, comme dans le cas de la cavitation pure.

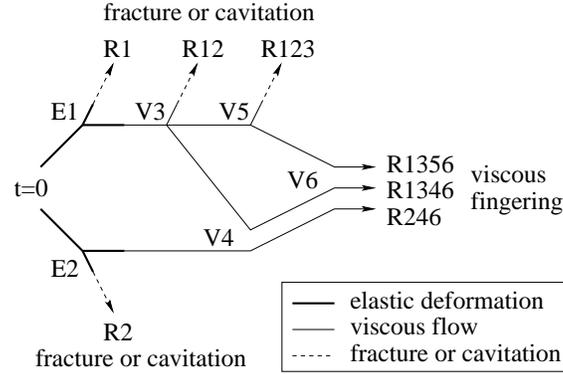


FIGURE 5.10 – Enchaînement des différentes étapes que parcourt le système décrit par l'équation 5.12. Les étapes  $E1$ ,  $V3$ ,  $V4$ ,  $V5$  et  $V6$  et les évolutions  $R1356$  et  $R1346$  ont été décrites plus haut (figures 5.7 et 5.8). L'évolution bifurque vers la cavitation ou la fracture (évolutions  $R1$ ,  $R12$ ,  $R123$ ) si la contrainte atteint le seuil adéquat. Le troisième chemin  $R246$  correspond au cas d'un échantillon élastiquement plus souple que la machine, par exemple un échantillon peu confiné.

requis sont valides pour que l'équation devienne :

$$\dot{\mathcal{F}} + \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{T}} = C_{el} \frac{\dot{H}}{H^5} \quad (5.10)$$

Par ailleurs, la force dans l'échantillon est également celle transmise par la machine, qui se comporte comme un ressort :

$$\mathcal{F} = 1 + T - H \quad (5.11)$$

où  $1 + T$  est la position du moteur, et  $H$  celle de la plaque supérieure. En combinant ces équations, on obtient l'équation d'évolution d'un disque de fluide de Maxwell sous traction, qui généralise l'équation 5.2 :

$$C \left( \frac{\dot{H}}{H^5} + \frac{\dot{H} - 1}{C_{el}} \right) = \mathcal{F} = 1 + T - H \quad (5.12)$$

Cette équation prédit de nouveau les deux régimes d'écoulement décrits plus haut (figures 5.7 et 5.8). Il s'agit des chemins  $R1356$  et  $R1346$  de la figure 5.10.

Comme précédemment, nous comparons maintenant la contrainte prédite par le modèle avec celle requise pour obtenir de la cavitation ou de la fracture.

### Seuils de cavitation et de fracture

Nous prenons comme seuil de cavitation ce qui résulte soit du module élastique du matériau (s'il domine parce que suffisamment élevé), soit la tension de surface des microbulles si elles sont très petites, soit la pression atmosphérique si la dilatation de l'air piégé domine la résistance à la cavitation.

Pour le seuil de fracture interfaciale, nous prenons un critère de type Griffith [82], avec une dimension de fractures préexistantes de l'ordre du micron ou légèrement inférieure.

### Nécessité de considérer la cinétique de la cavitation

La simple comparaison des seuils de cavitation ou de fracture avec l'évolution de la contrainte dans l'échantillon fournirait un diagramme du type de celui de la figure 5.10, avec une bifurcation possible vers un mécanisme de rupture, toujours le même pour un même échantillon (cavitation ou fracture).

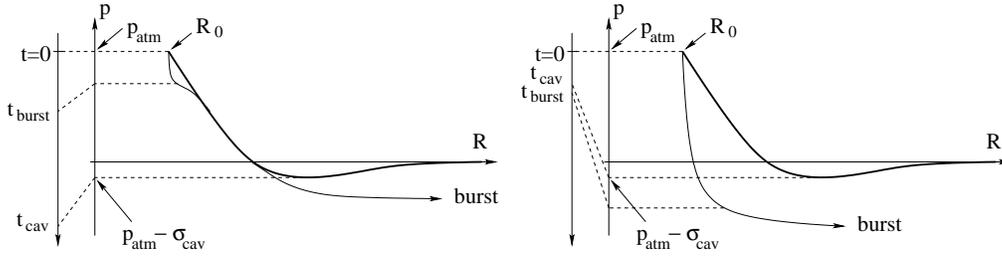


FIGURE 5.11 – Évolution schématique du rayon d’une bulle dans l’échantillon en fonction de la pression et du temps, à faible vitesse de traction (à gauche) et à vitesse de traction élevée (à droite). L’axe du temps est orienté dans le sens opposé à l’axe de la pression car la pression décroît linéairement au cours du temps. La courbe en trait épais représente la fonction  $p_{eq}(R)$ . La courbe en trait fin représente l’évolution du rayon d’une bulle. Lorsque la vitesse de traction est lente ( $t_{burst} \ll t_{cav}$ , à gauche), la bulle rejoint rapidement la courbe d’équilibre; elle ne s’en écarte finalement que lorsque la pression s’approche de la pression seuil; la cavitation est donc *instantanée* à partir du moment où la pression seuil est atteinte. Lorsque la vitesse de traction est rapide ( $t_{burst} \gg t_{cav}$ , à droite), la bulle commence à croître seulement à la date  $t_{burst}$ , alors que la pression seuil a déjà été franchie à la date  $t_{cav}$ . C’est la cavitation *retardée*.

Or, les observations montrent d’une part que l’on passe de la cavitation à la fracture, pour un même échantillon, en augmentant la vitesse de traction; d’autre part, qu’à certaines vitesses, on observe successivement la cavitation et la fracture au cours d’une seule et même expérience de traction (figure 5.9).

Pour rendre compte de cela, il faut considérer la cinétique de croissance des bulles.

Prenons le cas d’une bulle dans un liquide (ou dans un fluide de Maxwell à des temps longs). La pression externe à laquelle elle est en équilibre est égale à la pression du gaz interne diminuée d’une contribution de la tension de surface qui tend à comprimer la bulle; elle est donnée en fonction du rayon de la bulle par la courbe en trait plein de la figure 5.11.

L’évolution de la bulle au cours du temps résulte classiquement de l’écoulement visqueux radial divergent associé, et le rayon de la bulle varie exponentiellement avec l’écart entre la pression environnante et la pression d’équilibre.

Lorsque la machine est mise sous tension (figure 5.8), la pression décroît donc linéairement au cours du temps. La bulle croît alors comme  $\exp(t^2/t_{burst}^2)$ , où :

$$t_{burst} \propto 1/\sqrt{V} \quad (5.13)$$

Selon la valeur relative de ce temps de croissance  $t_{burst}$  et de la date  $t_{cav}$  à laquelle est atteinte la pression seuil, on distingue deux comportements distincts, schématisés sur la figure 5.11 :

1. si la vitesse de traction est lente, le rayon de la bulle rattrape sa valeur à l’équilibre à la date  $t_{burst}$ , après quoi il ne s’en écarte à nouveau que lorsque la pression dans l’échantillon a dépassé le seuil (minimum de la courbe en trait plein); la bulle devient alors rapidement macroscopique;
2. en revanche, si la traction est rapide, le franchissement du seuil de pression n’entraîne pas la croissance de la bulle; la bulle ne devient macroscopique qu’après la date  $t_{burst}$ ; la cavitation est donc *retardée*.

### Compétition entre cavitation et fracture

La cavitation et la fracture résultent toutes deux de la contrainte de traction; or, chacune peut la soulager si elle parvient à se développer. Elles sont donc en compétition.

Les observations notées plus haut peuvent s’expliquer si :

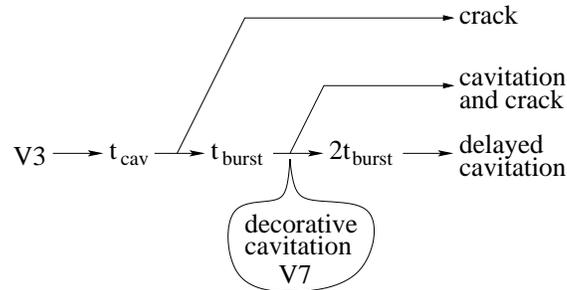


FIGURE 5.12 – Étapes de cavitation et de fracture, et régimes correspondants, dans le cas (figure 5.11 à droite) où le seuil de cavitation est franchi ( $t_{cav}$ ) avant que les bulles n’aient véritablement commencé à croître ( $t_{burst}$ ). Entre  $t_{burst}$  et  $2t_{burst}$  (étape que nous appelons également V7), les bulles croissent de manière significative mais ne sont pas encore de taille comparable à l’épaisseur de l’échantillon. De ce fait, elles n’ont pas encore d’effet mécanique : elles sont *décoratives*.

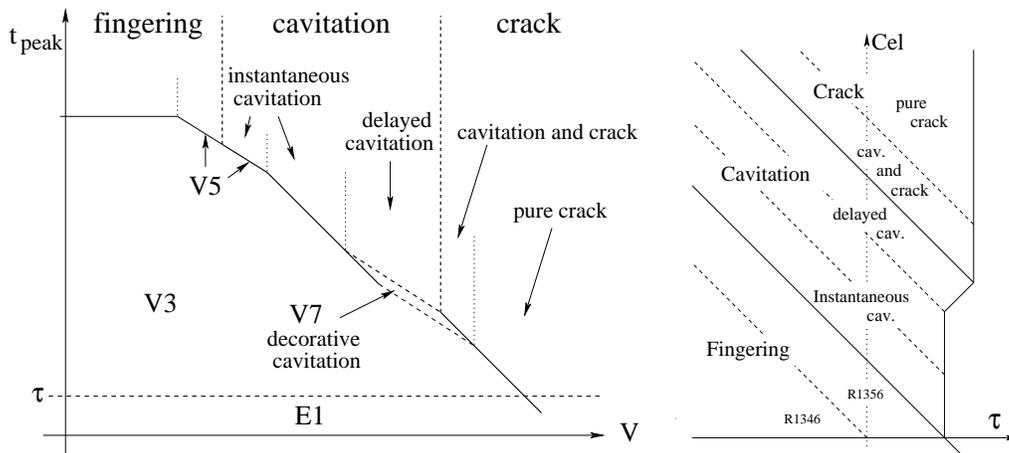


FIGURE 5.13 – Date attendue du pic de force en fonction de la vitesse de traction. L’étape V3 (voir les figures 5.7 et 5.8) se termine par l’un des mécanismes suivant : écoulement et digitation, rattrapage (V5) puis digitation, rattrapage (V5) puis cavitation instantanée, cavitation instantanée simple (date  $t_{cav}$ ), croissance lente des bulles (V7) ou fracture. L’étape V7 de croissance lente des bulles (entre les deux lignes pointillées, qui représentent les dates  $t_{burst}$  et  $2t_{burst}$ ) peut soit se poursuivre jusqu’à son terme (cavitation retardée), soit être interrompue par la fracture (l’échantillon présente alors à la fois de la cavitation et de la fracture).

FIGURE 5.14 – Diagramme de phases schématique en fonction de  $C_{el}$  et de  $\mathcal{T} = V\tau/h_0$ , avec chacun des deux mécanismes de rupture (cavitation et fracture).

1. le seuil de fracture est plus élevé que le seuil de cavitation ;
2. la cavitation est retardée cinétiquement.

Si ces deux conditions sont réunies, il est possible d'obtenir de la fracture (figure 5.12) :

1. soit parce qu'elle intervient avant même que la croissance des bulles ait commencé ;
2. soit parce qu'elle intervient au cours de la croissance des bulles, lorsqu'elles sont devenues visibles sans pour autant être devenues suffisamment grosses pour avoir un effet mécanique (soit, schématiquement, entre  $t_{\text{burst}}$  et  $2t_{\text{burst}}$ , une étape que nous avons appelée *cavitation décorative*).

### Diagramme de phases

En combinant ces effets [22], nous sommes en mesure de prédire le type de phénomènes que l'on doit observer (cavitation, cavitation retardée, cavitation décorative suivie de fractures, ou fractures), ainsi que la date à laquelle doit avoir lieu le phénomène.

Ces résultats sont portés en fonction de la vitesse sur la figure 5.13, et en fonction des paramètres de l'expérience sur le diagramme de phases de la figure 5.14.

### Comparaison avec les mesures expérimentales

Les prédictions semblent compatibles avec les mesures expérimentales :

1. pour l'huile 20 000 Pa.s (figure 5.15), on peut en effet reconnaître les régimes de cavitation instantanée simple (pente  $-1$ ), de cavitation retardée (pente  $-1/2$ ), et de cavitation/fracture ou fracture (pente  $-1$ ) ;
2. enfin, pour l'huile 1000 Pa.s la figure 5.16 rassemble des résultats anciens [21] avec des résultats plus récents [22] ; on peut reconnaître les régimes de cavitation instantanée induite par le rattrapage (pente  $-1/2$ ), cavitation instantanée simple (pente  $-1$ ), et cavitation retardée (pente  $-1/2$ ).

## 5.11 Objectif : rhéologie générale d'un matériau mou

Nos résultats pour l'huile 1000 Pa.s et la modélisation comme un liquide newtonien [20, 21] et pour l'huile 20 000 Pa.s et la modélisation comme un Maxwell [22] ont permis de :

1. mettre en évidence la contribution atmosphérique à la force de traction tant dans le cas de la cavitation que dans le cas de la fracture ;
2. montrer que des modèles simples, sur des matériaux liquides (newtonien ou de Maxwell), rendaient compte des seuils d'apparition de ces phénomènes.

Les seuils obtenus correspondent à un comportement du matériau sous contrainte faible (comportement viscoélastique linéaire) et le matériau choisi est liquide (écoulement aux temps longs même sous contrainte faible). Or, un véritable matériau adhésif, est un *solide* viscoélastique : aux temps longs sous contraintes faibles, il ne s'écoule pas. En revanche, parce qu'il est souvent peu réticulé, il peut avoir un comportement plastique, c'est-à-dire s'écouler sous contrainte plus forte.

Or, de grandes déformations se développent notamment une fois la cavitation engagée. De plus, s'il y a de la plasticité, elle joue peut-être un rôle dans le déclenchement des processus.

Il serait donc intéressant de développer une modélisation plus générale d'un matériau mou confiné sous traction. Il faudrait inclure un seuil de plasticité, voire un comportement élastique non linéaire, par exemple avec un modèle tel que celui que nous avons élaboré dans le cadre de la rhéologie des mousses [35], décrit au chapitre 8. Un tel modèle devrait permettre de prédire des seuils de déclenchement des phénomènes observés, voire décrire certains phénomènes ultérieurs (par exemple l'apparition tardive de fractures interfaciales après le développement complet de la cavitation, au pied des parois de matériau qui entourent les cavités).

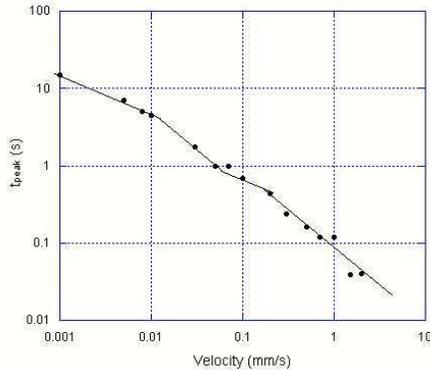


FIGURE 5.15 – Huile 20 000 Pa.s : date expérimentale du pic de force en fonction de la vitesse de traction. Les lois de puissance indiquées (pentes  $-1$ ,  $-1/2$  et  $-1$ ) sont celles prédites par la théorie pour les régimes de cavitation instantanée simple, de cavitation retardée, et de cavitation/fracture ou fracture.

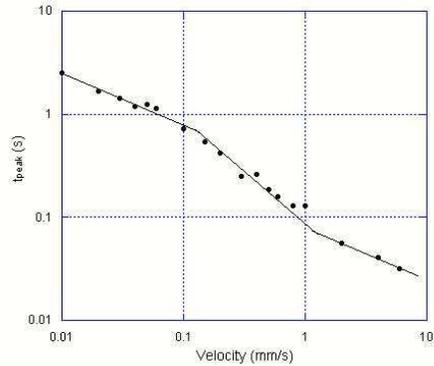


FIGURE 5.16 – Huile 1000 Pa.s : date expérimentale du pic de force en fonction de la vitesse de traction. Les lois de puissance indiquées (pentes  $-1/2$ ,  $-1$  et  $-1/2$ ) sont celles prédites par la théorie pour les régimes de cavitation induite par le rattrapage, cavitation simple, et cavitation retardée.

## 5.12 Adhésion des doryphores

Récemment, j'ai collaboré avec Bérengère Abou, du laboratoire MSC, sur l'adhésion des doryphores [23]. Les pattes de ces insectes comportent de minuscules poils, enduits de sécrétions. Stanislas Gorb voulait savoir si la rhéologie de ce liquide était particulière et si elle jouait un rôle dans l'adhésion de l'insecte sur un substrat.

La technique de rhéologie passive en milieu confiné mise au point par Bérengère Abou a permis de déterminer la rhéologie de ce liquide dans le régime linéaire. De façon étonnante, au moins dans la gamme de fréquence explorée, il s'agissait d'un simple liquide newtonien cent fois plus visqueux que l'eau.

Nous avons alors modélisé le comportement du liquide à l'extrémité des poils afin de discuter son rôle dans l'adhésion. Nous avons montré qu'il favorise l'adhésion statique mais n'est pas suffisamment visqueux pour ralentir sensiblement le rythme de marche de l'insecte. À l'inverse, la viscosité reflète sans doute un poids moléculaire suffisant pour réduire sensiblement l'évaporation du liquide.

## 5.13 Contribution à Wikipedia

Depuis plusieurs années, je contribue régulièrement à Wikipedia, particulièrement dans le domaine de l'adhésion. J'ai par exemple participé de façon significative aux pages suivantes :

- Adhésion
- Rugosité et adhésion
- Cavitation dans les adhésifs
- JKR
- Contact de Hertz
- Tack

- Pelage
- Critère de Griffith
- Résistance initiale d'une colle ou d'un adhésif
- Force normale entre deux disques dans un fluide visqueux
- Écoulement de Poiseuille
- Ventouse
- Rhéologie : distinction entre élasticité, viscosité, caractères solide et liquide, plasticité



## Chapitre 6

# Phénomènes complexes de rides dans les membranes flexibles

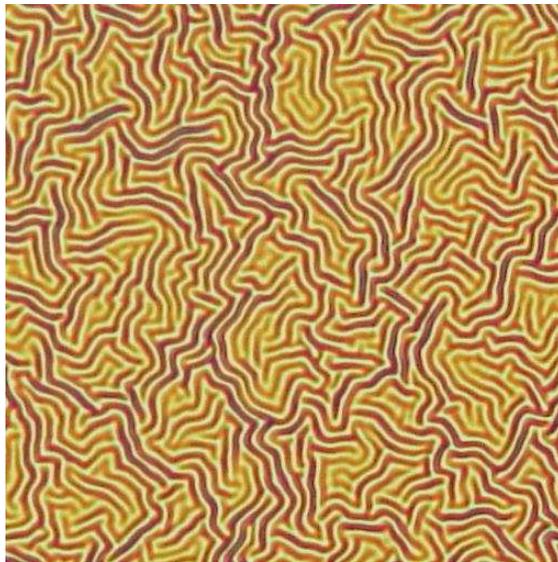


FIGURE 6.1 – Rides de la membrane de titane (microscopie optique) obtenues par le procédé thermique : l'échantillon est chauffé à 120–130°C, le polystyrène est alors suffisamment déformable pour permettre la déformation du titane.

Les phénomènes de rides s'observent dans de nombreuses circonstances. De manière générale, elles résultent du flambage d'une couche mince contrainte de demeurer à la surface d'un milieu déformable. Le flambage d'un milieu mince résulte du fait que pour lui, les déformations en étirement/compression sont beaucoup plus coûteuses que celles en flexion. De manière générale, le flambage se développe le plus possible à grande échelle de manière à soulager la compression en la remplaçant pour l'essentiel par une déformation de flexion. Lorsque la couche mince doit déformer un milieu sous-jacent pour pouvoir flamber, elle limite l'amplitude et par conséquent la longueur d'onde de son flambage, et cela donne naissance aux rides.

Je me suis intéressé à ces questions dans des situations complexes avec Pascal Damman et son groupe, à Mons en Belgique (depuis 2007). L'une des techniques qu'ils mettent en oeuvre pour élaborer des surfaces texturées à façon consiste à déposer (par spincoating) un mince film polymère (PS) à la surface d'un matériau rigide (wafer de silicium). Celui-ci devient vitreux après évaporation

du solvant. On dépose ensuite un film nanométrique de titane. Ce dernier est initialement plane mais il forme des motifs ridés lorsque son substrat (PS) devient déformable, soit par passage de sa transition vitreuse, soit par chauffage (120–130°C), soit par absorption de vapeurs de solvant (toluène). Les morphologies les plus typiques sont de type labyrinthe, voir la figure 6.1.

## 6.1 Rides sensibles à l’adhésion

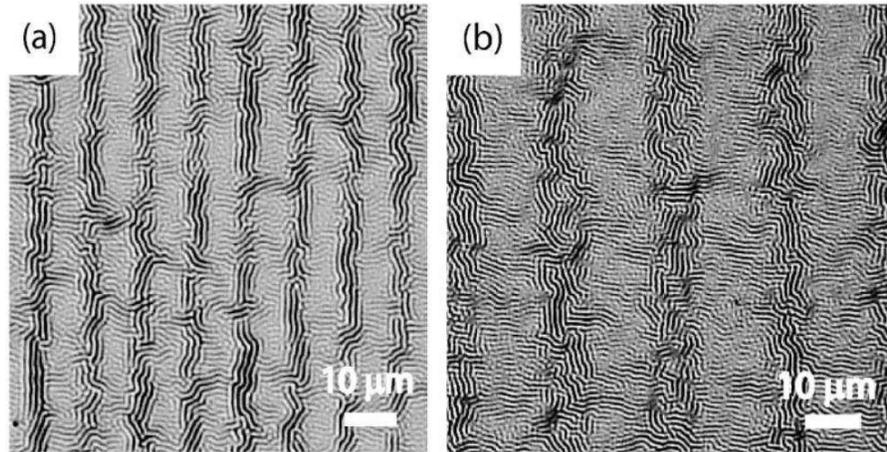


FIGURE 6.2 – Rides de la membrane de titane après traitement de surface du wafer de silicium sur des bandes de largeur  $5\ \mu\text{m}$  (à gauche) et  $10\ \mu\text{m}$  (à droite). Au-dessus des bandes glissantes (ODT), les rides apparaissent plus tôt, sont plus marquées et sont plutôt orientées parallèlement à la bande. Au-dessus des bandes adhésives (Au), les rides apparaissent plus tard et sont plutôt perpendiculaires à la bande.

Dans un premier travail [24], nous nous sommes interrogés sur les raisons pouvant donner lieu à la formation des rides de la membrane de titane, puis aux motifs obtenus sur des substrats soumis préalablement à un traitement de surface contrôlé.

### 6.1.1 Origine des rides

À l’époque, il s’agissait de rides obtenues par voie thermique. Nous avons d’abord pensé que sous l’effet du réchauffement, le titane se dilatait plus que le PS, ce qui l’amenait à flamber dès que le PS le permettait. Mais en réalité, le PS se dilate plus que le titane et a donc tendance à mettre la membrane de titane en tension plutôt qu’en compression. Le scénario que nous avons élaboré prend en compte simultanément les trois épaisseurs de matériau. Le wafer de silicium, sur lequel a été déposé le film de polystyrène, est rigide et constitue en outre le matériau de loin le plus épais des trois. Il s’ensuit que sa dilatation thermique, à elle seule, fixe la taille que prendra l’ensemble. Or, le titane se dilate plus que le silicium et est donc mis en compression lorsqu’on chauffe. C’est ainsi que nous avons, à l’époque, expliqué l’apparition des rides.

Remarque : le PS n’empêche pas le silicium de contraindre la dilatation du titane. En effet, l’échantillon est beaucoup plus large (centimétrique) qu’épais (au maximum de l’ordre du micron). De ce fait, c’est seulement tout au bord que le polystyrène peut se déformer de manière à accommoder une plus grande dilatation du titane et à empêcher ainsi son flambage, au moins pour des rides parallèles au bord.

Quant à la longueur d’onde, elle est ici plus grande que l’épaisseur du film polymère. Le champ de déformation de ce dernier est donc essentiellement de type lubrification (déplacements parallèles à la surface) et dépend donc de l’épaisseur de polymère ainsi que du rapport des modules élastiques

du titane et du PS :

$$\lambda \simeq \sqrt{h_{\text{Ti}} H_{\text{PS}}} \left( \frac{E_{\text{Ti}}}{E_{\text{PS}}} \right)^{1/6} \quad (6.1)$$

où  $E$  désigne le module d'Young de la couche considérée, et  $h$  ou  $H$  son épaisseur.

### 6.1.2 Glissement et adhésion PS/Si

En traitant préalablement le wafer de silicium, il est possible de le rendre soit adhésif par un dépôt d'or, soit glissant par un dépôt d'ODT (octadecanethiol). Nous avons réalisé des bandes parallèles contiguës de chacun de ces deux dépôts. Les observations montraient que les rides apparaissaient d'abord dans les régions glissantes, et qu'en outre elles étaient parallèles aux bords de ces régions. Nous avons expliqué ce résultat par le fait que le seuil de flambage était plus bas avec des conditions aux limites glissantes. De plus, en comparant les deux possibilités, nous avons montré que les rides au-dessus des bandes glissantes soulagent davantage la compression dans le titane si elles sont parallèles aux bandes : cela permet au titane de se dilater légèrement au-dessus des bandes adhésives.

Dans un deuxième temps, à température légèrement plus élevée, les rides apparaissent aussi au-dessus des régions adhésives, mais cette fois orientées perpendiculairement aux bandes car la compression est alors plus grande le long de la bande adhésive puisque la formation des premières rides a partiellement soulagé la compression perpendiculaire à la bande adhésive.

## 6.2 Mûrissement des rides

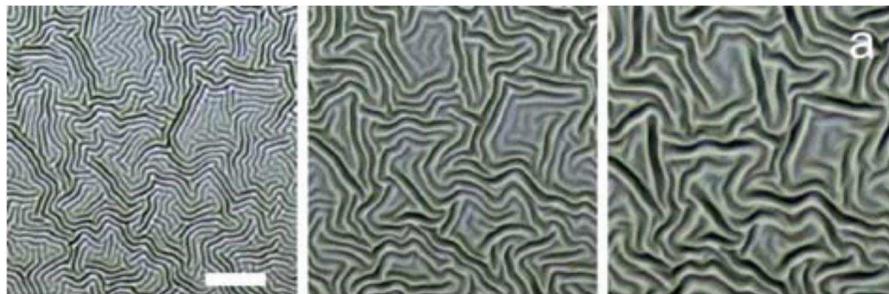


FIGURE 6.3 – Mûrissement des rides de la membrane de titane obtenues par le procédé thermique : la longueur d'onde typique des rides augmente au cours du temps. La barre blanche correspond à une distance de  $20 \mu\text{m}$ .

Dans un deuxième travail [25], nous avons observé et expliqué l'évolution temporelle des rides d'origine thermique. Lorsqu'on maintient la température constante au voisinage de la transition vitreuse du PS, la longueur d'onde des rides évolue lentement.

Nous avons observé qu'elle évoluait avec le temps comme  $t^{1/6}$ . Nous avons pu expliquer cette loi en considérant l'écoulement du film de polystyrène sous l'effet de la déformation du film de titane. Ainsi, l'énergie de déformation élastique de flexion du titane diminue au cours du temps à mesure que la longueur d'onde augmente, et la puissance correspondante génère l'écoulement du PS. La loi ainsi obtenue est :

$$\lambda \simeq \sqrt{h_{\text{Ti}} H_{\text{PS}}} \left( \frac{E_{\text{Ti}}}{\eta_{\text{PS}}} t \right)^{1/6}$$

où  $\eta$  est la viscosité et  $t$  le temps.

Par ailleurs, dans le même travail, un autre membre du laboratoire de Mons, Sylvain Gabriele, a utilisé ces propriétés pour tester un autre aspect de la mécano-sensibilité des cellules. Jusqu'ici,

la topographie et la raideur des substrats était corrélée. Avec la technique de ce travail, il est possible de générer (après refroidissement) des surfaces texturées ayant des gradients topographiques tout en ayant des propriétés de rigidité uniformes. En observant leur étalement et la colocalisation d'éléments du cytosquelette, il a été possible de montrer que les cellules sont sensibles à la topographie en tant que telle : les adhésions focales par les intégrines sont sensibles aux motifs dans la gamme du micron (elles se concentrent sur les sommets) mais ne sont pas sensibles aux motifs de longueur d'onde nanométrique.

### 6.3 Motifs à la surface d'un milieu très mince

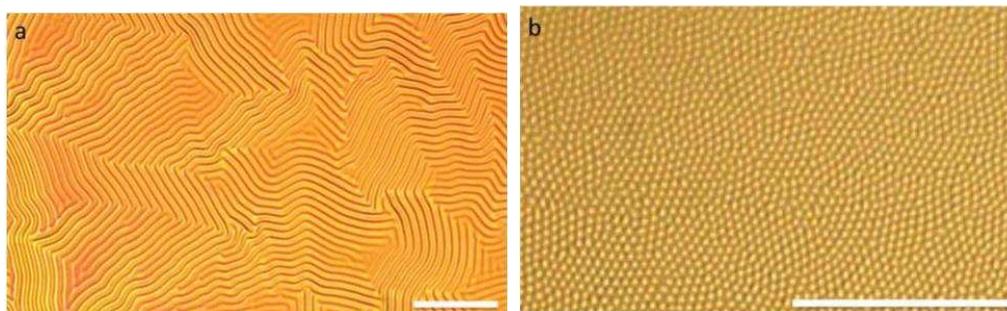


FIGURE 6.4 – Motifs de la membrane de titane déposée sur un film de polystyrène de 250 nm (à gauche) et 40 nm (à droite). À très faible épaisseur, les motifs de type labyrinthe laissent la place à des motifs de bosses disjointes.

Dans un troisième travail [26], nous avons étudié les motifs différents qui apparaissent lorsque le film de PS déposé est très fin (figure 6.4). Les nouvelles morphologies sont de type réseau hexagonal de bosses. Nous avons montré que, comme dans les adhésifs [83], l'instabilité pouvait être due aux interactions de van der Waals entre les trois couches de matériaux. En prenant en compte ces interactions supplémentaires, nous obtenons la formule suivante pour la longueur d'onde :

$$-\frac{E_{Ti}}{\lambda^{*4}} + \frac{E_{PS} \lambda^{*2}}{H_{PS}^{*3}} - \frac{|A_H|}{h_{Ti}^3 H_{PS}^{*4}} = 0$$

qui est compatible avec la longueur d'onde mesurée. Cette formule (où  $\lambda^* = \lambda/h_{Ti}$  et  $H_{PS}^* = H_{PS}/h_{Ti}$ ) redonne la formule (6.1) habituelle pour les grandes épaisseurs de polymère, et donne la formule suivante dans la limite des très faibles épaisseurs :

$$\lambda^* = \left( \frac{|A_H|}{E_{PS} h_{Ti}^3} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{H_{PS}^*}}$$

### 6.4 Hiérarchies de rides

Dans un travail récent [27], nous avons voulu comprendre les motifs hiérarchiques de rides qui apparaissent dans des systèmes très différents comme les feuilles de graphène qui sont tenues à chaque extrémité et les rideaux qui sont tenus à l'extrémité supérieure (figure 6.5). Lorsque la longueur d'onde est fixée à une extrémité, elle évolue dans l'espace en suivant une loi de puissance qui n'est pas la même selon les cas (figure 6.6) :  $\lambda \propto x^{2/3}$  pour les surfaces légères et sans tension et  $\lambda \propto x^{1/2}$  pour les surfaces lourdes ou avec tension. Nous avons voulu comprendre l'origine de ces lois.

Tout d'abord, il nous est apparu qu'une telle hiérarchie de rides pouvait se voir comme un empilement de jonctions entre deux rides passant de la longueur d'onde  $\lambda$  à la longueur d'onde  $2\lambda$ .

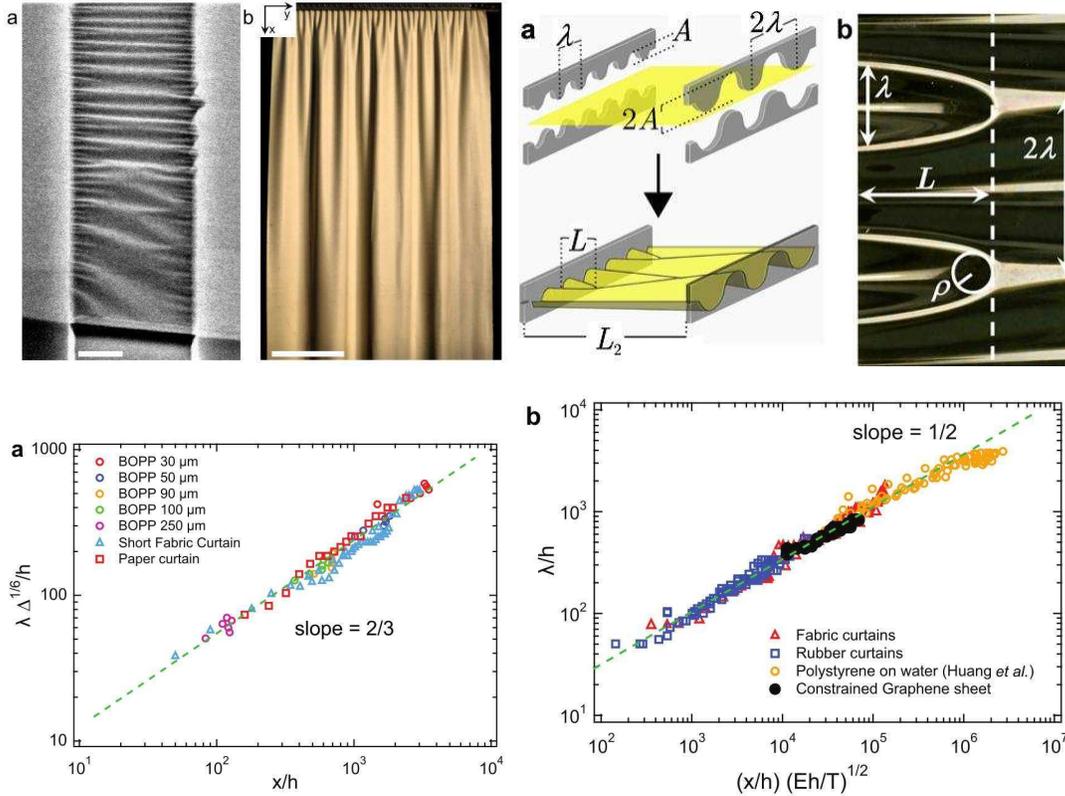


FIGURE 6.5 – À gauche, hiérarchie de rides sur une feuille de graphène (a) et sur un rideau (b). À droite, expérience permettant de mesurer la longueur  $L$  d’un quantum de hiérarchie, le “winklön”. Une feuille élastique est coincée entre deux motifs sinusoïdaux de longueur d’onde  $\lambda$  et  $2\lambda$  : schéma du dispositif (a) et vue de dessus (b).

FIGURE 6.6 – Évolution spatiale de la longueur d’onde  $\lambda(x)$ . À gauche,  $\lambda \propto x^{2/3}$  pour des feuilles légères et sans tension (rideaux courts, rideaux en papier, feuilles contraintes). À droite,  $\lambda \propto x^{1/2}$  pour des feuilles lourdes ou sous tension (longs rideaux, rideaux en élastiques, feuille de graphène, films minces de polystyrène déposés à la surface de l’eau).

Ces éléments constitutifs, que Pedro Reis a eu l’idée d’appeler “winklön”, ont donc une largeur de l’ordre de  $\lambda$ . Quant à leur longueur  $L$ , c’est elle qui détermine le rythme spatial de variation de  $\lambda$ . Puisque  $\lambda$  varie de 100% sur une distance  $L$ , on a :

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{\lambda}{L} \quad (6.2)$$

Miguel Piñeirua, Benoît Roman et José Bico ont ensuite fait des expériences dans lesquelles, à l’aide de mâchoires conçues pour l’occasion, ils contraignaient des feuilles de plastique (assez peu extensibles) à passer d’une longueur d’onde  $\lambda$  à une longueur d’onde  $2\lambda$  entre les deux mâchoires (schéma de la figure 6.5). Ils ont constaté que la position du raccordement entre les rides n’évoluaient plus au-delà d’une certaine distance entre les mâchoires. C’est cette distance qu’ils ont prise comme évaluation de la longueur  $L$  d’un wrinklön. Ils ont constaté que cette longueur vérifiait :

$$\frac{L}{\lambda} \propto \sqrt{\frac{A}{h}}$$

Or, l’amplitude  $A$  des rides est relié à la longueur d’onde *via* la compression :  $A \simeq \lambda\sqrt{\Delta}$ . Il s’ensuit

une expression pour la longueur du wrinklone :

$$L \simeq \frac{\lambda^{3/2} \Delta^{1/4}}{h^{1/2}} \quad (6.3)$$

En insérant cette expression dans l'équation (6.2), on obtient l'évolution spatiale de la longueur d'onde :

$$\lambda \simeq \frac{h^{1/3}}{\Delta^{1/6}} x^{2/3}$$

Cet exposant 2/3 est précisément celui de la loi obtenue expérimentalement pour les surfaces non tendues (figure 6.6).

Pour décrire l'ensemble du phénomène, nous avons voulu obtenir de manière théorique l'expression  $L$  en fonction de  $\lambda$ . Le point crucial est que dans la région où la surface évolue d'une longueur d'onde  $\lambda$  à une longueur d'onde  $2\lambda$ , elle est forcément étirée et comprimée dans son plan et non plus uniquement fléchie. Nous avons identifié deux sources d'étirement.

1. La surface n'est plus cylindrique dans la direction  $x$  puisque pour passer de la région  $\lambda$  à la région  $2\lambda$ , elle s'écarte de son plan médian d'une distance de l'ordre de l'amplitude  $A$ . Il s'ensuit un angle typique  $A/L$  et donc un raccourcissement de l'ordre de  $A^2/L^2$ . Or, cet angle varie le long d'une période  $2\lambda$ , ainsi la surface est en traction ou en compression selon les endroits, et stocke donc une énergie élastique de traction/compression même en l'absence de traction macroscopique.
2. À la jonction de deux rides, il se forme un pli circulaire (photo de la figure 6.5 à droite). Nous avons adapté un calcul existant pour estimer l'énergie de ce pli.

Il y a par ailleurs l'énergie de flexion de la surface à la longueur d'onde courante, de l'ordre de  $\lambda$ . Au total, pour un wrinklone :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\text{wrinklone}} &\simeq \mathcal{E}_{\text{traction compression}} + \mathcal{E}_{\text{pli circulaire}} + \mathcal{E}_{\text{flexion}} \\ &\simeq \frac{Eh \lambda^5 \Delta^2}{L^3} + \frac{Eh^{5/2} \lambda^{7/2} \Delta^{5/4}}{L^3} + \frac{Eh^3 \Delta L}{\lambda} \end{aligned}$$

Il s'avère que le premier terme (traction/compression longitudinale) est très supérieur au second (énergie du pli circulaire). En minimisant le premier et le troisième terme (énergie de flexion), on retrouve l'expression de  $L(\lambda)$  donnée par l'équation (6.3).

Lorsque la surface est sous tension longitudinale  $T$  par unité de largeur, l'inclinaison  $A/L$  mentionnée ci-dessus et le raccourcissement  $A^2/L^2$  correspondant donnent lieu à une énergie  $A^2 T/L^2$  par unité de surface, soit le terme supplémentaire suivant pour un wrinklone :

$$T \lambda^3 \Delta / L$$

En le minimisant avec le terme de flexion, on obtient :

$$L \simeq \frac{\lambda^2}{h} \sqrt{\frac{T}{Eh}} \quad (6.4)$$

En utilisant l'équation (6.2), on obtient alors la loi :

$$\lambda \simeq \left( \frac{Eh}{T} \right)^{1/4} h^{1/2} x^{1/2} \quad (6.5)$$

C'est justement l'exposant 1/2 de la loi mesurée pour les rides hiérarchiques dans des surfaces sous tension (figure 6.6 à droite).

Finalement, des échanges avec Chun Ning Lau à Riverside en Californie ont permis de tester le modèle sur les conformations plissées des feuilles de graphènes. La théorie est ainsi vérifiée sur des systèmes dont les dimensions couvrent plusieurs ordres de grandeur.

## Chapitre 7

# Mécanique des milieux granulaires

Un autre sujet sur lequel je travaille actuellement est la mécanique des milieux granulaires. J'ai fait un premier travail, théorique, sur l'élasticité d'un milieu granulaire élastique précontraint, avec une élasticité non triviale (de type Cosserat) construite à partir du rôle de la rotation des grains en plus de leur déplacement relatif. Depuis quelques années, je travaille sur une simulation de granulaires légèrement déformables immergés dans un fluide visqueux, que je développe actuellement dans une direction biologique (voir mon projet au chapitre 9).

### 7.1 Théorie continue et propagation des contraintes dans un milieu granulaire sec

En 1999, avec ses collaborateurs, Tom Witten (dans une série de séminaires à Paris) avait émis l'idée que les chemins de force présents dans les milieux granulaires étaient peut-être similaires aux plis qui concentrent l'énergie élastique dans le papier froissé. Or, le papier, bidimensionnel, ne peut se plier que dans l'espace environnant tridimensionnel.

L'idée s'arrêtait là en ce qui concernait les granulaires. Mais peut-être, de même, un milieu granulaire ne pouvait-il faire apparaître des chemins de forces qu'en utilisant des dimensions supplémentaires. L'approche que j'ai poursuivie consistait à expliciter des degrés de liberté supplémentaires dans le milieu. Ainsi, en plus du déplacement des grains les uns par rapport aux autres, j'ai considéré leur réorientation par rapport au milieu.

J'ai ensuite réalisé ce travail [28] avec Rava da Silveira, (alors à Harvard, actuellement à l'ENS Paris) ainsi qu'avec Guillaume Vidalenc (étudiant, Bordeaux).

Dans les milieux granulaires secs, les contraintes sont concentrées en des chemins de forces [84]. Leur origine est connue intuitivement (effets d'arches entre les grains), mais à une échelle plus grande que celle du grain, on ne sait pas comment décrire le réseau de ces chemins de forces. Les modèles traditionnels des matériaux granulaires comme milieux élasto-plastiques isotropes ne rendent pas compte des chemins de forces ni des profils de contrainte observés expérimentalement, comme le creux de pression sous un tas de sable conique préparé à partir d'une source ponctuelle de grains. À l'inverse, des modèles récents ont été construits à partir d'une transmission probabiliste des forces entre chaque grain d'une couche donnée et les grains voisins de la couche immédiatement inférieure. Ces modèles court-circuitent la notion de déplacement des grains, et le passage au continu nécessite donc l'introduction d'une relation supplémentaire de fermeture entre les composantes de la contrainte.

Nous avons considéré un milieu granulaire sec constitué de grains sphériques, pas nécessairement monodisperse. À partir de l'élasticité des contacts entre grains (linéarisation d'un contact de Hertz) dans ce milieu supposé initialement précontraint, nous avons construit explicitement la réponse élastique du matériau. Celle-ci dépend de la distribution angulaire de l'orientation des contacts entre grains (texture du matériau). Puisque les contacts élastiques transmettent des forces

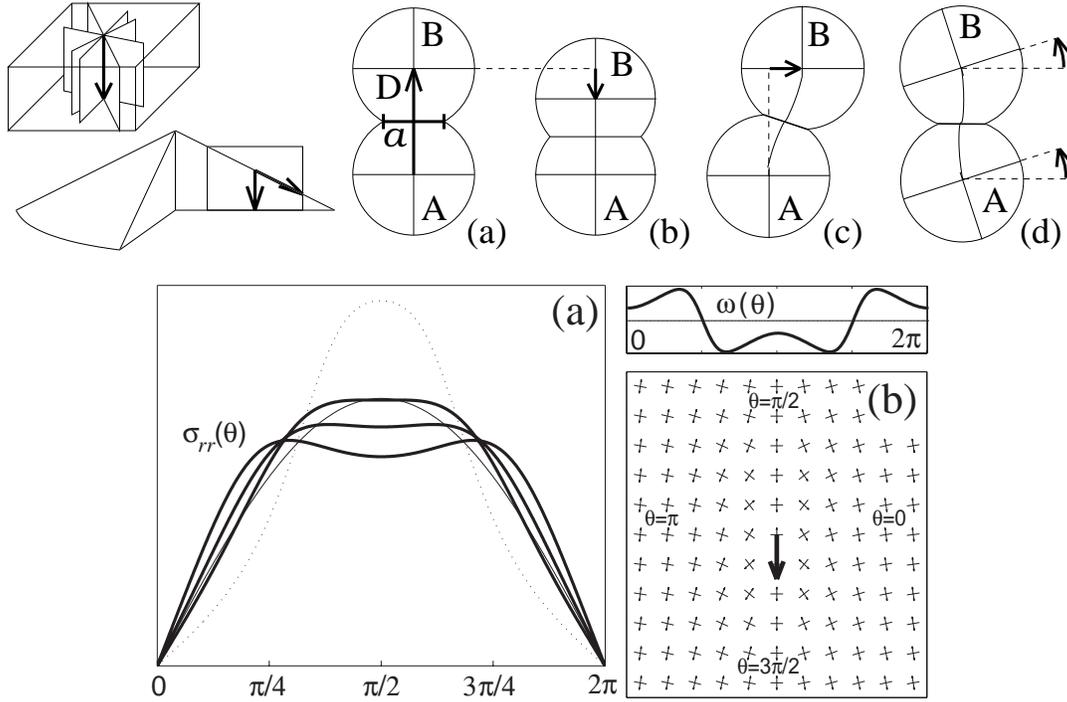


FIGURE 7.1 – En haut à gauche : effet du mode de construction d’un tas de grains sur l’anisotropie du milieu. Dans un tas construit couche par couche (à gauche, en haut), la texture locale de l’empilement a une seule direction privilégiée (verticale), et est donc statistiquement symétrique par rapport à tout plan vertical et par rotation autour d’un axe vertical. Au contraire, dans un tas habituel construit par avalanche à partir d’un point (à gauche, en bas), la présence d’une autre direction privilégiée (celle de la pente) abaisse le degré de symétrie : la texture locale est statistiquement symétrique par rapport à un seul plan vertical, celui qui contient la direction de la pente.

FIGURE 7.2 – En haut à droite : illustration schématique de la précontrainte et de la déformation de deux grains en contact. (a) Le diamètre  $a$  de la région de contact est de taille finie (exagérée sur la figure). Une force de rappel vers cet état comprimé est générée par : une compression (ou une traction) supplémentaire (b), un cisaillement (c) ou une réorientation (d). Lorsque la zone de contact est petite et pour de faibles déformations, (c) et (d) sont équivalents.

FIGURE 7.3 – Effet d’une force ponctuelle dans le milieu granulaire environnant : contrainte radiale (à gauche) et réorientation des grains (à droite) selon la position angulaire par rapport à la force et à son point d’application. À gauche, la ligne fine correspond à une texture isotrope, et les lignes épaisses, à différentes textures anisotropes (répartition angulaire des contacts). À droite, l’orientation des croix illustre la dépendance angulaire de la réorientation  $\omega$  des grains, et sa décroissance comme l’inverse de la distance.

non seulement radiales mais aussi tangentielles, notre modèle prédit non seulement les déplacements et les efforts dans le matériau, mais aussi la réorientation moyenne des grains par rapport au matériau. L’élasticité résultante est évidemment anisotrope. Nous discutons de la symétrie attendue de la texture du matériau en fonction du mode de préparation du milieu granulaire, et des conditions dans lesquelles on s’attend à une réorientation des grains.

Nous calculons explicitement la réponse à une force ponctuelle dans le modèle précédent, pour un milieu granulaire à deux dimensions. Nous comparons nos résultats à des expériences

récentes. Nous considérons également une limite équivalant à des grains sans friction et retrouvons les équations de fermeture introduites dans les modèles récents, qui supposent des grains sans friction. Nous donnons quelques exemples de réponse du milieu, en contrainte et en réorientation, en fonction de la texture de l'empilement.

## 7.2 Objectifs de la Soft Dynamics

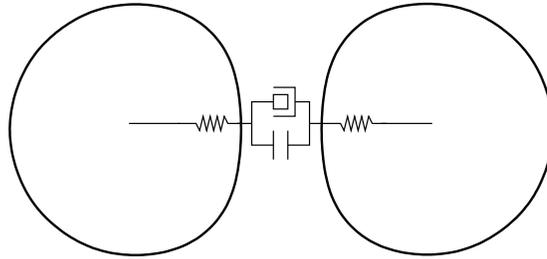


FIGURE 7.4 – Simulation Soft Dynamics : deux particules voisines. Elles sont légèrement déformables (déformabilité représentée par un ressort qui autorise la déflexion de la surface) et interagissent *via* l'écoulement du liquide visqueux (représenté par un piston) dans l'interstice entre elles. Les surfaces peuvent en outre se repousser (interaction représentée par un condensateur).

Les matériaux faits de particules solides non-browniennes comme les milieux granulaires ont-ils quelque chose en commun avec des matériaux constitués d'objets sphériques déformables comme les mousses ou les émulsions ? Je m'intéresse à plusieurs aspects de la rhéologie de chacun de ces matériaux.

Depuis 2007, à la jonction entre particules dures et molles, Pierre Rognon (en post-doc en 2007–2008) construit avec moi une simulation, la Soft Dynamics, qui met en oeuvre des grains légèrement déformables (élasticité de Hertz) et des interactions hydrodynamiques locales (lubrification). Elle combine ainsi les ingrédients des simulations stokésiennes (grains sphériques indéformables dans un liquide visqueux) et des simulations classiques de granulaires secs (grains déformables et friction solide).

Nous avons pu montrer plusieurs effets du côté granulaire, que nous allons détailler ci-dessous.

- Il existe une stratégie optimale d'approche ou de séparation de deux particules.
- La distance entre surfaces détermine le temps de réarrangement d'un petit groupe de particules.
- Ce temps microscopique est observable à l'échelle macroscopique sous la forme d'un délai de mise en écoulement.
- La résistance à l'écoulement et la dilatançe dépendent de façon non triviale des paramètres microscopiques.
- Un scénario local d'interaction entre paires de grains est étayé par la simulation.

## 7.3 Stratégie optimale d'approche de deux particules

Dans un premier travail consacré à la méthode Soft Dynamics [29], nous montrons que l'interaction de deux particules fait apparaître, du fait de la déflexion de leur surface, un résultat contre-intuitif de processus d'approche optimale via une force de plus en plus faible.

L'interstice entre les deux particules n'est pas déterminé par la seule position de leur centre : il possède sa propre dynamique. Lors de l'approche des deux particules, nous retrouvons le comportement en loi d'échelle attendu dans trois limites : la limite de Stokes pour un gap très grand, la limite lubrifiée de type Poiseuille pour de faibles gaps et des déflexions élastiques plus petites encore, et la limite de Hertz pour des déflexions significatives.

Nous considérons l'approche de deux telles particules sous l'action d'une force exercée sur chacune d'elles. Lorsque la déflexion élastique de chaque surface devient plus grande que l'interstice entre les surfaces lui-même, une situation paradoxale apparaît : augmenter la force appliquée ralentit le rapprochement des surfaces !

Cela résulte en réalité du fait que la région écrasée est élargie par la force plus grande sans que l'interstice varie immédiatement. Par conséquent, l'écoulement dans l'interstice, devenu plus étendu, est ralenti : le rapprochement des deux surfaces est plus lent.

## 7.4 Processus T1 entre quatre particules élastiques dans un fluide visqueux

Dans ce travail [30], pour marquer l'analogie avec les mousses et les émulsions, nous prenons le processus T1 comme un exemple de réarrangement élémentaire entre grains. Avec la méthode Soft Dynamics, nous décrivons théoriquement et numériquement le mouvement de quatre sphères élastiques dans un fluide visqueux. Les interactions hydrodynamiques sont décrites à l'échelle de la lubrification (écrasement de Poiseuille et cisaillement de Couette) et la déflexion élastique de la surface des particules est modélisée selon la théorie de Hertz.

La compression-extension du groupe de quatre particules met en évidence un phénomène de retard au déplacement macroscopique dû au lent déplacement local des surfaces en vis-à-vis, qui interagissent de façon lubrifiée. Ainsi, dans certaines situations, la durée du processus T1 simulé varie de manière importante pour des changements mineurs de l'écart initial entre les particules, conformément aux prédictions. C'est donc un premier comportement collectif qui dépend d'un paramètre autre que la distance typique entre les particules.

## 7.5 Délai à la mise en écoulement

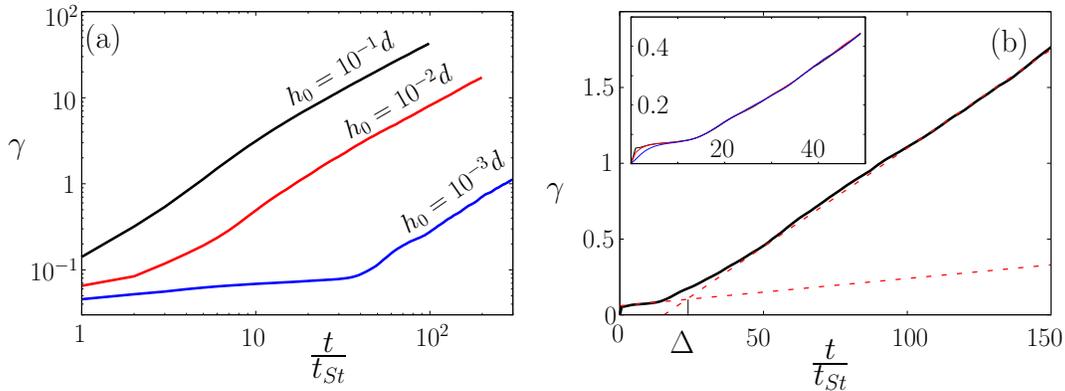


FIGURE 7.5 – Simulation Soft Dynamics : histoire de la déformation sous l'effet d'une contrainte de cisaillement à partir de  $t = 0$ . À droite : échelle linéaire. À gauche : échelle logarithmique pour trois valeurs de l'interstice d'équilibre  $h_0$ .

Dans un troisième travail de Pierre Rognon [31], et avec Itai Einav à Sydney, nous avons introduit tous les degrés de liberté dans la simulation (en particulier la rotation qui n'était pas nécessaire jusqu'ici). Nous avons simulé la mise en écoulement d'un échantillon de plusieurs milliers de grains. À chaque essai, l'échantillon est d'abord comprimé sous pression granulaire imposée jusqu'à se stabiliser dans un état où l'épaisseur typique  $h_0$  des interstices est donnée par le rapport entre la pression appliquée et le préfacteur l'interaction répulsive choisie. Nous avons ensuite

mesuré le cisaillement au cours du temps sous l'effet d'une contrainte de cisaillement maintenue constante pour  $t \geq 0$ , la pression granulaire étant toujours maintenue constante.

Nous avons constaté que l'écoulement démarre avec un certain délai, et que ce délai varie avec le gap d'équilibre  $h_0$  choisi. C'est donc la signature, à l'échelle macroscopique, de l'effet de retard observé à l'échelle de quelques grains.

## 7.6 Viscosité effective, dilatance et scénario local

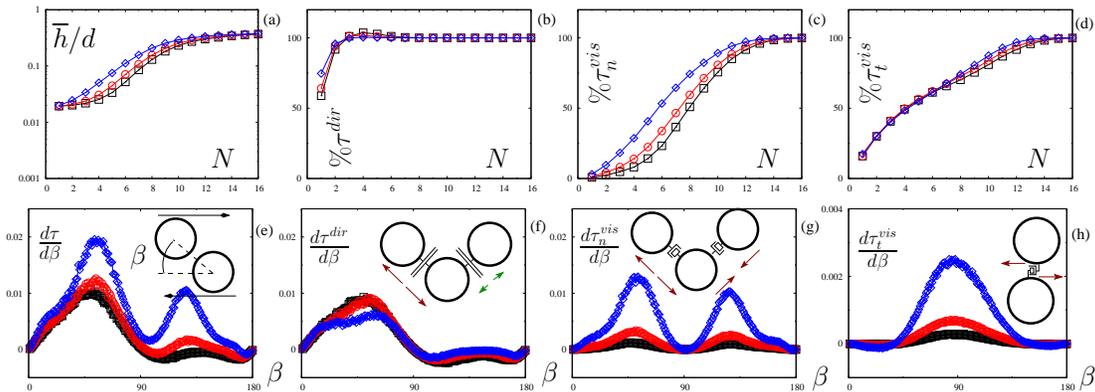


FIGURE 7.6 – Simulation Soft Dynamics : comportement à l'échelle microscopique. En haut, histogrammes cumulatifs des contributions à la contrainte des 16 premiers voisins de chaque grain (classés par valeur du gap). En haut à droite (c et d), les dix premiers voisins environ contribuent de manière sensiblement équivalente à la contrainte visqueuse normale et tangentielle alors que le gap varie d'un facteur 10 (en haut à gauche, a). En bas, distribution angulaire (selon l'orientation des paires de grains) des contributions à la contrainte.

Dans un travail récent [32], nous avons étudié l'écoulement permanent d'un tel échantillon de grains élastiques immergés dans un fluide visqueux. Nous avons pu mesurer la réponse macroscopique (viscosité effective et dilatance) : comme pour des grains secs, on a une loi de friction et une loi de dilatance. La combinaison de ces deux lois évite judicieusement, comme pour les grains secs, la divergence habituelle de la viscosité lorsqu'on s'approche de la fraction volumique maximale. Cependant, les paramètres de ces lois dépendent ici de manière non triviale de la distance typique  $h_0$  en-deçà de laquelle les surfaces se repoussent notablement.

Mais le plus intéressant est sans doute que l'analyse de la distribution interne des forces suggère un scénario simple qui génère ces dépendances complexes.

D'une part, il apparaît que les paires de particules échangent une force de lubrification comparable indépendamment de leur distance (ce que montrent les histogrammes cumulatifs du haut de la figure 7.6). Cela conduit à un réseau dynamique robuste qui contrôle la résistance collective à l'écoulement.

D'autre part, la distribution angulaire (selon l'orientation des paires de particules) des contributions à la contrainte macroscopique de cisaillement (figure 7.6 en bas) : forces de répulsion directe (le "condensateur" de la figure 7.4), forces visqueuses normales (variation du gap) et forces visqueuses tangentielles (glissement par cisaillement du fluide dans le gap). Le cumul des trois types de forces ci-dessous présente une distribution angulaire difficile à interpréter (fig. 7.6e). En revanche, le détail de ces trois contributions valide un scénario typique de cycle de vie d'une interaction entre deux particules au sein de l'échantillon. En voici les trois étapes principales.

1. Les deux grains s'approchent dans la direction de compression de l'écoulement ( $45^\circ$  avec la convention d'angle de la figure 7.6 en bas). Dans cette phase, les forces visqueuses nor-

males sont compressives (fig. 7.6g) ainsi que les forces de répulsion directe (fig. 7.6f). Elles contribuent toutes deux à la contrainte de cisaillement macroscopique.

2. Les deux particules glissent l'une sur l'autre grâce à un film de lubrification. La force visqueuse de cisaillement constitue alors (autour de  $90^\circ$ ) la contribution principale à la contrainte de cisaillement macroscopique (fig. 7.6h).
3. Les deux particules s'éloignent dans la direction d'extension de l'écoulement, à  $135^\circ$ . La force visqueuse normale est en traction et contribue à la contrainte de cisaillement macroscopique (fig. 7.6g). La force de répulsion directe, quant à elle (fig. 7.6f), contribue négativement, et faiblement.

Notons que c'est sans doute seulement dans une telle "pâte granulaire" que ces trois contributions apparaissent de façon si nette, par opposition à un milieu granulaire sec. En effet, comme indiqué plus haut, les interactions sont significatives avec un grand nombre de voisins simultanément (une dizaine). C'est la présence du fluide qui permet d'étaler dans l'espace (autrement dit, pour une gamme de distances relatives), et donc dans le temps, l'interaction des paires de particules.

## Chapitre 8

# Mécanique des mousses liquides

Vers 2004, avec François Molino (à Montpellier), j'ai commencé à réfléchir sur la rhéologie des fluides d'objets convexes (mousses, émulsions, oignons, pâtes granulaires), parfois appelés systèmes encombrés. Nous avons d'abord fait un travail de simulation de cisaillement basé presque entièrement sur la topologie, qui n'a pas véritablement abouti. Plus tard (2005), avec la thèse de Sylvain Bénito co-dirigée par Charles-Henri Bruneau et Thierry Colin, nous avons développé un premier modèle rhéologique tensoriel (2008) qui prenait en compte la plasticité avec un seuil à grande déformation. Nous avons ensuite testé ce modèle (2012) face à des données rhéologiques contraignantes disponibles. Dans le même travail, nous avons également montré qu'un modèle de ce type autorise la persistance de bandes de cisaillement pour peu que les conditions initiales les aient suscitées.

Aujourd'hui, avec Isabelle Cantat (à Rennes), nous développons un nouveau modèle qui distingue explicitement la déformation du réseau local et celle des bulles, ce qui permet de raccorder de manière naturelle des points de vue qui divergeaient entre notre modèle précédent et d'autres modèles apparus au même moment. Entre temps, avec Pierre Rognon (alors en post-doc) et François Molino, nous nous sommes intéressés à la dilatance statique dans les mousses (tendance à absorber ou à rejeter de la phase liquide sous l'effet d'une déformation) ainsi qu'à des effets inattendus dans la géométrie d'une mousse entre deux plaques.

### 8.1 Dilatance positive et négative dans les mousses liquides

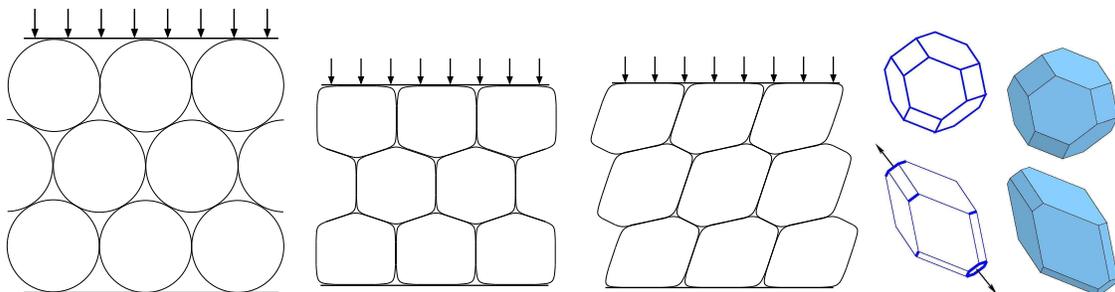


FIGURE 8.1 – Dilatance dans les mousses liquides. À gauche et au centre : bulles entre deux parois poreuses laissant passer le liquide. La pression exercée sur les parois est la pression osmotique de la mousse. Il y a dilatance si la pression osmotique varie lorsque la mousse est déformée. À droite : la déformation d'une bulle allonge le périmètre total des bords de Plateau et augmente la surface totale des films.

Avec Pierre Rognon et François Molino, nous nous sommes intéressés à la dilatance dans les

mousses liquides [33]. La dilatance (positive) est la propension d'un milieu à capter davantage de fluide lorsqu'il est déformé. Cela se traduit d'abord par une augmentation de la pression osmotique (voir figure 8.1), puis, si les conditions aux limites le permettent, par un mouvement de fluide pour compenser cette variation de pression osmotique.

Dans les mousses liquides, des effets de dilatance avaient été prédits à partir d'arguments thermodynamiques par le groupe de Stefan Hutzler et Dennis Weaire à Dublin. Nous avons voulu trouver une interprétation géométrique à ces résultats.

Nous avons tout d'abord pensé au fait que la déformation induit un allongement moyen des bords de Plateau de la mousse (voir figure 8.1 à droite). Si la quantité d'eau est fixe, cet allongement induit un rétrécissement et donc une plus forte courbure des bords de Plateau. Par conséquent, la pression est abaissée dans le liquide (effet de Laplace). Ce mécanisme induit donc une dilatance positive pour la mousse (du même signe que dans les matériaux granulaires).

Nous avons ensuite réalisé qu'il existe également une dilatance négative due à l'augmentation de surface des films lors de la déformation de la mousse, contribution qui avait été identifiée mais formulée différemment par le groupe de Dublin.

La combinaison de ces deux effets antagonistes prédit une alternance de dilatance positive à très faible fraction liquide et négative à fraction intermédiaire. La dilatance doit ensuite redevenir positive à l'approche de la transition de jamming, puisque les bulles sont alors légèrement déformées et presque sphériques.

## 8.2 Les bords de Plateau d'une mousse entre deux plaques

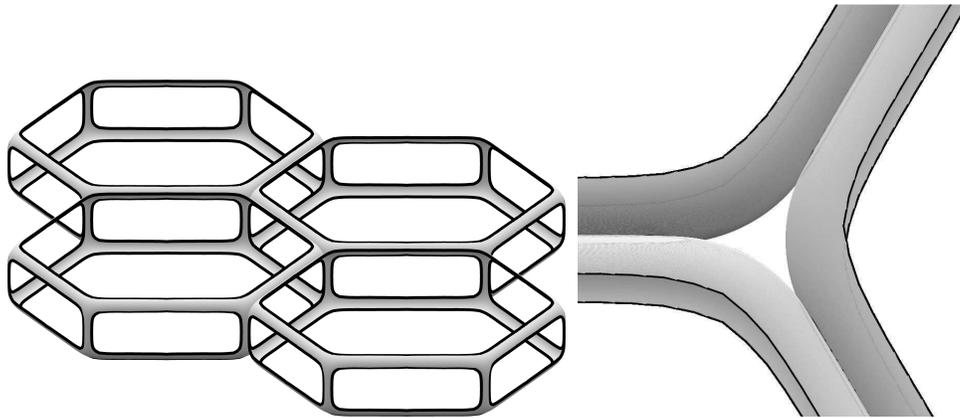


FIGURE 8.2 – Mousse liquide entre deux plaques. Deux types de bords de Plateau sont présents : le long des plaques (pseudo bords de Plateau) et entre trois bulles (véritables bords de Plateau, à droite). Nous avons montré que dans un certain régime des paramètres de la mousse, la taille des véritables bords de Plateau devrait varier très fortement.

À l'occasion du travail sur la dilatance décrit ci-dessus, nous nous sommes aperçus qu'une mousse confinée entre deux plaques solides présentait des régimes de conformation inattendus [34].

Une mousse bidimensionnelle confinée entre deux plaques est décrite principalement par deux paramètres indépendants. Ce sont par exemple la fraction liquide et le degré d'écrasement des bulles (rapport de leur diamètre sur l'espace entre les plaques).

Par des calculs analytiques sur la dimension des bords de Plateau le long des plaques et perpendiculaires aux plaques, ainsi que par des simulations en collaboration avec Douglas Reinelt, nous prédisons une variation rapide de la dimension des bords de Plateau joignant les deux plaques en fonction des deux paramètres de la mousse. Cette variation rapide devrait être observable dans des expériences de compression, de séchage ou de mûrissement.

### 8.3 Dynamiques rapides et acoustique dans les mousses liquides

À MSC, je collabore avec Florence Elias, Caroline Derec et Valentin Leroy sur les phénomènes de dynamique rapide dans les mousses. Ce projet vient d’être financé par un projet ANR blanc, intitulé SAMOUSSE, en commun avec des collègues à l’Institut de Physique de Rennes (autour d’Arnaud Saint Jalmes), au Laboratoire de physique statistique d’Orsay (autour de Wiebke Drenckhan) et au sein de l’entreprise TECLIS (autour d’Alain Cagna) qui conçoit notamment des appareils de mesure pour les mousses.

L’objectif de ce projet est de mieux comprendre les mécanismes à l’oeuvre dans les mousses en dynamique rapide (mais de faible amplitude) et de déterminer comment extraire d’une mesure acoustique des informations sur la structure de la mousse. Au laboratoire, nous combinons des mesures acoustiques globales à l’aide de transducteurs ultrasonores à large spectre dans l’air (Valentin Leroy) et des mesures vibrationnelles sur des éléments simples de la mousse comme le film ou le bord de Plateau (Florence Elias et Caroline Derec). En parallèle, nous travaillons régulièrement, avec nos collègues d’Orsay et de Rennes, à mieux comprendre le comportement des tensioactifs lors de sollicitations rapides de ces systèmes.

### 8.4 Modèle tensoriel avec grande déformation seuil

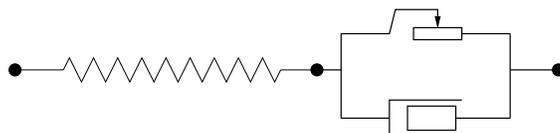


FIGURE 8.3 – Modèle scalaire simplifié de notre modèle [35]. Ce modèle possède un degré de liberté, exprimé par exemple comme l’élongation du ressort. Il s’agit donc de la déformation élastique  $\epsilon_{el}$  du matériau. Le ressort est représenté long et souple pour signifier que le modèle est apte à prendre en compte de grandes déformations élastiques. Le fluage est représenté par un élément de frottement solide (bloqué en-dessous d’une force seuil, et qui ne dépasse jamais cette force) en parallèle avec un piston visqueux, dont la force dépend de la vitesse d’élongation.

Mon travail principal sur les mousses liquides porte sur leur rhéologie. Constituées de gaz et de liquide, les mousses stables sont paradoxalement des solides (elles résistent à de faibles contraintes) mais leur comportement (plastique) d’écoulement au-delà d’un certain seuil de contrainte, dû à des réarrangements locaux de groupes de bulles, s’effectue pour des déformations élastiques non négligeables. C’est en cela qu’elles diffèrent notablement à la fois des matériaux viscoélastiques (qui n’ont pas de seuil) et de la plupart des matériaux plastiques comme les métaux (dont le seuil correspond à de petites déformations).

Il n’existait pas de modèle rhéologique décrivant ce type de comportement. Avec Sylvain Bénito (dont j’ai co-dirigé la thèse à Bordeaux), Thierry Colin et Charles-Henri Bruneau (Bordeaux, laboratoire de mathématiques appliquée) et François Molino, nous en avons construit un tel modèle [35], tensoriel et entièrement générique quant à la réponse élastique et au taux de déformation plastique.

Voici les points essentiels de notre démarche.

#### 8.4.1 Taux de déformation plutôt que déformation

Dans un matériau plastique classique, il est d’usage de décomposer la déformation en une partie élastique et une partie plastique :

$$\epsilon = \epsilon_{el} + \epsilon_{pl}$$

C'est utilisable par exemple pour un métal ou un plastique, qui, au total, vont subir une déformation relativement faible.

Au contraire, dans une mousse, une telle décomposition n'est pas pertinente. Du fait que les bulles peuvent se réorganiser et changer de place topologiquement les unes par rapport aux autres, une mousse peut subir un champ de déformation très intense et très compliqué sans que pour autant les bulles dans l'état final diffèrent particulièrement des bulles dans l'état initial ni que l'état mécanique de la mousse finale soit très différent de celui de la mousse initiale. Autrement dit, une déformation  $\epsilon$  définie par référence à un état initial (donc lagrangienne) n'est pas pertinente. Seul le taux de déformation  $\dot{\epsilon}$  est pertinent. Afin de ne plus faire référence à la déformation totale, nous utilisons une autre lettre pour désigner le taux de déformation :

$$D = \dot{\epsilon}$$

De même, la déformation plastique  $\epsilon_{pl}$  prend des valeurs qui sont sans pertinence pour l'instant présent. En revanche, le taux de déformation plastique est pertinent :

$$D_{pl} = \dot{\epsilon}_{pl}$$

En revanche, la déformation élastique de la mousse,  $\epsilon_{el}$ , demeure tout à fait pertinente : elle mesure l'écart à un état de repos local (il n'y a en général pas de repos global du fait des contraintes internes). En outre, dans certains systèmes et notamment dans les mousses bidimensionnelles, c'est une grandeur accessible expérimentalement, grâce aux travaux de l'équipe de Grenoble [85–87].

Ainsi, une formulation pertinente de la plasticité pour un matériau amené à se déformer beaucoup s'écrit :

$$\frac{d\epsilon_{el}}{dt} = D - D_{pl}$$

Le terme  $D$  est purement cinématique. Le terme  $D_{pl}$  contient la physique du fluage du matériau.

### 8.4.2 Grande déformation seuil

La particularité des mousses par rapport à des matériaux plastiques plus classiques est que le seuil d'écoulement plastique correspond à une forte déformation élastique, qui se compte en dizaines de % plutôt qu'en %.

Il y a donc des restrictions sur l'écriture du terme de fluage  $D_{pl}$ , que nous avons explicitées [35].

### 8.4.3 Comportement rhéologique

Le comportement rhéologique obtenu peut se représenter de manière scalaire par le schéma de la figure 8.3. Notre modèle décrit l'état de la mousse à partir d'une seule variable interne, à savoir le tenseur de déformation élastique locale de la mousse.

Notre taux de fluage  $D_{pl}$  dépend uniquement de cette déformation élastique  $\epsilon_{el}$ , et le fluage cesse uniquement lorsqu'elle redescend en-deçà du seuil. Il y a d'autres choix possibles. Dans un modèle construit à la même période [38–40], l'équipe de François Graner choisit au contraire un fluage qui dépend du taux de déformation local  $D$  et qui s'éteint si ce taux de déformation s'annule ou se renverse.

Pour tester la validité de notre modèle de manière très contraignante, nous l'avons récemment (article soumis pour publication) confronté aux mesures menées par Florence Rouyer en oscillations de grande amplitude [36]. Lorsqu'on fait varier l'amplitude des oscillations, il est possible de très bien reproduire séparément chaque réponse de contrainte au cours du temps. En revanche, aucun ensemble de paramètres ne permet de reproduire la réponse d'un même échantillon à des oscillations d'amplitude variées, même en généralisant l'élasticité et le fluage du modèle. Cela indique qu'un modèle à un tenseur est sans doute insuffisant.

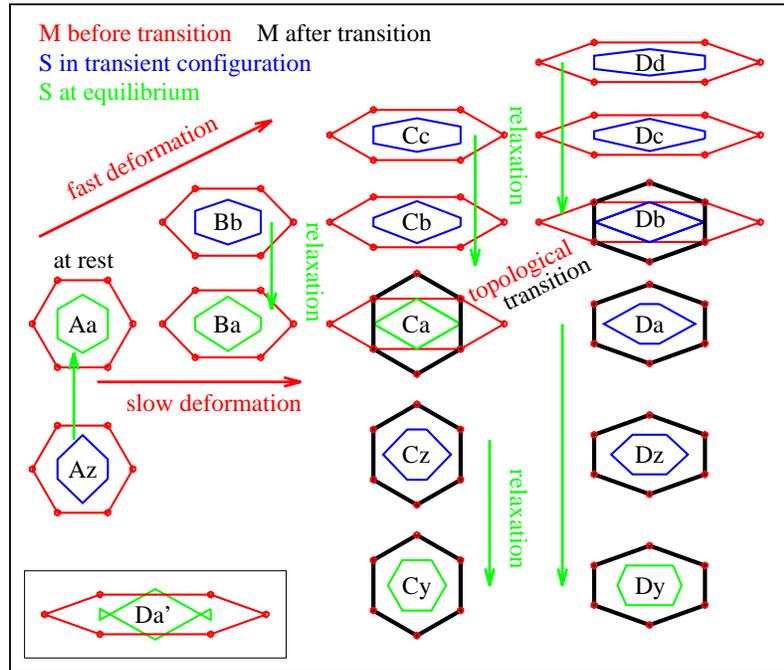


FIGURE 8.4 – À gauche, déformation et relaxation d’un cristal de bulles hexagonales (contour bleu ou vert, relié au tenseur  $S$ ). Le centre de chaque bulle voisine est représenté par un cercle rouge. L’hexagone rouge (ou noir), relié au tenseur  $M$ , joint le centre des bulles voisines. Une bulle est à l’équilibre (contour vert) lorsque tous ses angles sont à  $120^\circ$ . La déformation du matériau modifie les deux tenseurs  $M$  and  $S$ . La relaxation pure modifie  $S$  (qui va du bleu vers le vert) sans modifier  $M$  (rouge). Une transition topologique se produit lorsque l’un des côtés se ramène à un point : la bulle centrale perd alors deux voisins et en gagne deux autres. De ce fait, le contour (rouge) joignant les centres voisins se réarrange brutalement en un nouveau contour (noir). Un chemin quasistatique (Aa–Ca–Cy–Dy) inclut une déformation élastique (Aa–Ca), une relaxation brève (Ca–Cy) et une autre déformation élastique (Cy–Dy). Des déformations plus rapides explorent d’autres configurations (Bb–Db–Dd–Dz). Dans l’encart au coin inférieur gauche : la configuration d’équilibre hypothétique (Da’) avec des angles à  $120^\circ$  mais avec des côtés de longueur négative) remplacerait Da si les réarrangements étaient bloqués.

## 8.5 Modèle rhéologique à deux tenseurs

Tout récemment, avec Isabelle Cantat (à Rennes), nous avons construit un modèle dans lequel l’état local de la mousse est décrit par deux tenseurs distincts : l’un pour la localisation relative des bulles voisines (comme dans le modèle précédent), l’autre pour la déformation de la bulle elle-même.

### 8.5.1 Description plus réaliste

Le fait d’utiliser deux tenseurs symétriques différents représente d’abord une tentative de décrire le comportement de la mousse de façon plus réaliste. Si l’on sollicite la mousse de façon continue, les modèles à un tenseur conviennent raisonnablement. Mais si l’on essaie toutes sortes de sollicitations, par exemple tout simplement si l’on stoppe la déformation ou qu’on la renverse, les choses sont plus complexes.

On s’en convaincra en considérant la configuration locale très simplifiée d’une mousse représentée sur la figure 8.4. Déformer la mousse revient à déplacer les centres de bulle les uns par rapport aux autres. Sur cette figure, dans une même colonne, la position des centres de bulles voisines est

la même : déformer la mousse revient à passer d'une colonne à une autre. Mais lorsqu'on vient de déformer la mousse, les bulles ne sont plus, en général, dans une conformation à l'équilibre avec des angles à  $120^\circ$  entre les films. On est donc dans une conformation bleue qui se met alors à relaxer vers la conformation verte de la même colonne.

### 8.5.2 Lien naturel avec les modèles existants

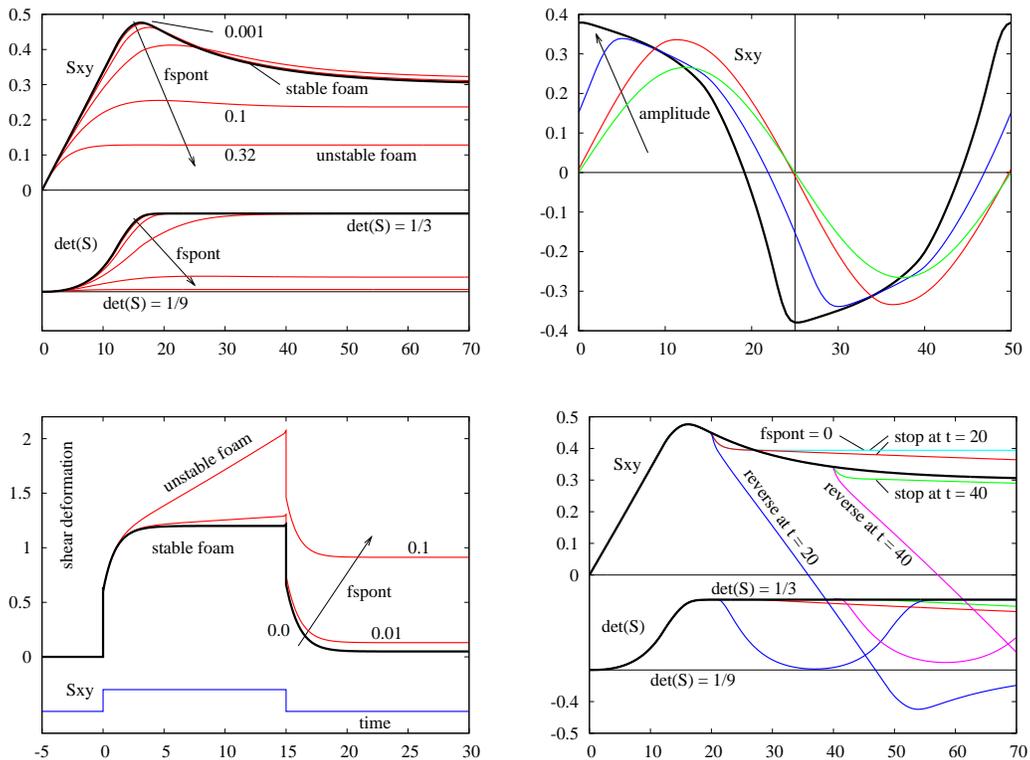


FIGURE 8.5 – Prédications du modèle à deux tenseurs. En haut à gauche, sur un cisaillement continu pour  $t \geq 0$  : effet des réarrangements spontanés (piston en série avec l'ensemble). En bas à gauche, fluage à faible contrainte. En haut à droite, réponse à une déformation sinusoïdale de différentes amplitudes. En bas à droite, cisaillement pour  $t \geq 0$  puis arrêt ou renversement du cisaillement.

L'introduction de ce second tenseur permet de décrire de façon cohérente à la fois la relaxation qui suit un réarrangement local et celle observée aux petites déformations. Ce nouveau modèle fait ainsi le pont entre plusieurs modèles existants pour les mousses liquides : d'une part les modèles visco-élasto-plastiques à un tenseur comme le nôtre [35], celui de Pierre Saramito [37] et celui de l'équipe de François Graner [38–40], et d'autre part les modèles visco-élastiques de l'équipe de Reinhard Höhler et Sylvie Cohen-Addad valables pour les petites contraintes [41–43].

La figure 8.6 montre que, tout au moins dans une représentation scalaire, donc simplifiée, ce modèle à deux tenseurs généralise clairement les trois types de modèles précédents.

Quelques exemples de prédictions sont présentées sur la figure 8.5. Certaines reproduisent les mesures déjà effectuées. Ainsi, le fluage (en bas à gauche) est celui mesuré par Reinhard Höhler et Sylvie Cohen-Addad [41–43]. De même, la réponse aux oscillations de grande amplitude (en haut à droite) est très similaire à celle mesurée par Florence Rouyer [36].

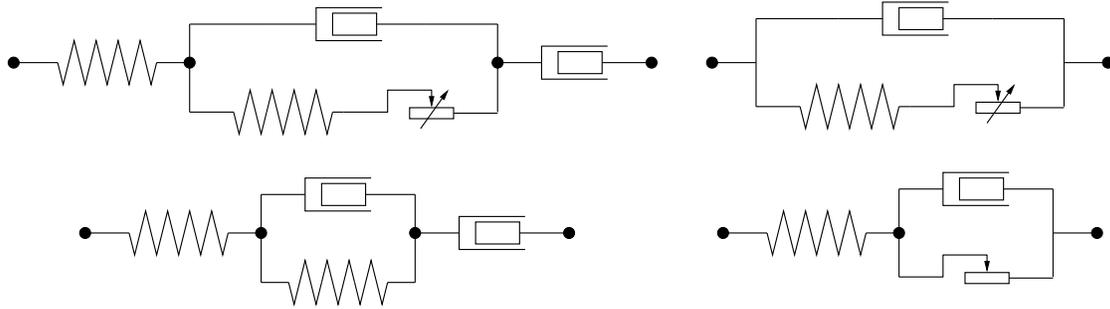


FIGURE 8.6 – Représentation scalaire : comparaison des modèles. Hormis les extrémités, les points noirs représentent les degrés de liberté internes du modèle. Les ressorts et les pistons représentent des éléments élastiques et visqueux. Les éléments de frottement solide sont bloqués lorsque la force est strictement inférieure à la force seuil ; lorsqu'ils glissent, la force est rigoureusement égale à la force seuil. Une flèche supplémentaire sur le symbole du frottement solide signale qu'il est progressif comme dans le modèlescalaire de Philippe Marmottant et François Graner [38]. En haut à gauche, le modèle à deux tenseurs discuté ici. En-dessous, le modèle viscoélastique de Burger, validé aux faibles contraintes par les travaux de Reinhard Höhler et Sylvie Cohen-Addad [41]. En haut à droite, le modèle de l'équipe de François Graner [38–40]. En-dessous, le modèle de Pierre Saramito [37] ou le nôtre, à un tenseur [35].

### 8.5.3 Un modèle de portée plus générale

Le modèle à deux tenseurs que nous avons construit, dont nous avons donné ci-dessus un aperçu intuitif, passant sous silence la plupart des aspects tensoriels, est bien sûr particulier par certains côtés.

- Le fait que les objets eux-mêmes, en interaction avec leurs voisins, se comportent comme des solides viscoélastiques est sans doute assez général pour un matériau passif, mais devra évidemment être amendé si l'on souhaite décrire un milieu constitué de cellules vivantes.
- Le fluage aux temps longs, représenté par le piston placé en série avec l'ensemble, correspond au mûrissement de la mousse [41]. Ce mécanisme n'est pas pertinent pour certains matériaux, par exemple une pâte granulaire non brownienne. En revanche, il devrait être pertinent pour les tissus vivants du fait de la division cellulaire et de l'apoptose [88]
- Le modèle prend en compte le désordre du matériau uniquement par la plasticité progressive. Il n'y a donc pour l'instant aucune rétroaction de l'écoulement plastique sur cette représentation du désordre, alors qu'un tel couplage est sans doute à l'origine des réponses non locales (fluidité ou coopérativité [89,90]) observées dans certains systèmes.
- Enfin, il s'agit d'un modèle de mousse sèche (faible fraction liquide) qui est un matériau incompressible pour la pression et les tailles de bulles usuelles. Une mousse humide ou une pâte granulaire possèdent un degré de liberté supplémentaire (fraction liquide), couplé aux précédents (dilatance).



## Chapitre 9

# Projet de recherche : des mousses aux tissus vivants, continu et discret

Comprendre la mécanique des tissus vivants est un enjeu majeur aujourd'hui. Ces dernières années, de gros progrès ont été faits sur le rôle de l'expression de certains gènes dans le développement du tissu : la signalisation joue évidemment un rôle primordial. Mais il apparaît aussi que la mécanique joue également un rôle important. Les contraintes constituent en quelque sorte un signal instantané transmis à travers le tissu et influent parfois en retour sur l'expression génétique.

### 9.1 Démarche théorique

Le théoricien est évidemment très humble lorsqu'il aborde un tel sujet tant les comportements recensés sont variés. Si la mécanique joue manifestement un rôle et même si l'on parvient à identifier des comportements robustes pour un élément de tissu au sein d'un organe ou d'un organisme, le choix du comportement ou les paramètres des lois correspondantes seront indéniablement déterminés par les signaux biologiques en provenance d'autres régions du tissu. Ainsi, même pour un modèle biologique précis et pendant une période limitée de son développement, des équations théoriques complètes reflèteront non seulement la mécanique, mais aussi la cinétique de l'émission des signaux biochimiques impliqués, leur diffusion ainsi que la cinétique de la réponse des cellules cibles.

Malgré l'ampleur de la tâche, les possibilités de valider un tel programme de manière contraignante *in vivo* ne sont pas inexistantes : pour certains modèles, on dispose d'une cinématique de l'ensemble des premiers stades du développement pour tout l'organisme, et cela à l'échelle cellulaire ! On sait ainsi obtenir la position des noyaux chez le zebrafish et la drosophile (disponible à l'EMBL). Mieux encore, en utilisant des marqueurs membranaires, on peut segmenter les cellules (explicitement le pavage de l'espace qu'elles constituent), par exemple pour l'ascidie à Montpellier dans l'équipe de Patrick Lemaire. Pour ce modèle, la variabilité est même proche de zéro d'un organisme à l'autre jusqu'au stade de 200 cellules ! Une simulation cohérente d'un point de vue mécanique et qui se donnerait pour but de reproduire une telle cinématique complète, serait, de ce fait, éminemment contrainte : si l'on parvient à ajuster les paramètres d'une telle simulation par des fonctions lentement variables dans l'espace et dans le temps de manière à reproduire la cinématique observée, alors on peut estimer que ces paramètres ajustés représentent une carte spatio-temporelle de l'état mécanique instantané des cellules. On peut alors raisonnablement penser que l'état d'expression dans les cellules est bien représenté par ces paramètres.

## 9.2 Deux approches

J'ai commencé à aborder ce sujet par deux approches, discrète et continue, dans le prolongement de mes travaux récents.

L'approche continue est sans doute celle qui, à terme, serait la plus apte à permettre une modélisation à grande échelle, du moins dans des étapes précoces du développement, où la différenciation n'est pas encore telle que l'on ne puisse plus considérer le milieu comme continu. Comme indiqué ci-dessus, il s'agirait de modéliser le milieu d'abord très localement, avec une large gamme de paramètres mécaniques pouvant refléter l'état de la cellule.

Mais il est nécessaire aussi, pour plusieurs raisons, de développer une approche discrète, dont les ingrédients mécaniques à l'échelle des cellules seront très clairs. La première raison est que la visualisation d'une simulation discrète, comme elle ressemble davantage à un tissu vu à l'échelle cellulaire, s'appréhende de manière plus immédiate et peut s'avérer plus convaincante pour les biologistes. La deuxième raison est que la traduction à l'échelle continue d'ingrédients microscopique pour un milieu constitué d'objets déformables est évidemment encore un problème en soi, même si de grands progrès ont été faits par exemple dans les mousses, comme il a été évoqué plus haut. La troisième raison est qu'on ne sait pas encore implémenter dans un modèle rhéologique continu l'effet du désordre et les effets non locaux observés, qui lui sont peut-être liés. La quatrième raison est qu'on peut fort bien identifier de nouveaux effets à l'échelle discrète, qu'on n'aurait pas, d'emblée, imaginé injecter dans un modèle continu.

## 9.3 Le laboratoire MSC, un environnement exceptionnel

Le laboratoire MSC constitue un environnement exceptionnel pour un théoricien souhaitant travailler ces questions puisque plusieurs équipes de très haut niveau abordent ces questions de mécaniques du tissu vivant à différentes échelles :

- le cytosquelette avec la rhéologie active et passive *via* des sondes situées au sein de la cellule ou fixées à l'aide de protéines transmembranaires (François Gallet, Sylvie Hénon),
- la cellule entière avec l'étalement sur des surfaces préparées à façon (Sylvie Hénon) ou des mesures mécaniques directes entre deux plaques avec des sollicitations à la carte (Atef Asnacios),
- la constitution et la déformation d'agrégats cellulaires (Claire Wilhelm, Florence Gazeau),
- le développement de l'organisme (Vincent Fleury, Annemiek Cornelissen),
- la locomotion (Jean-Marc di Meglio).

Grâce à ces différentes équipes, un journal club permet de discuter fréquemment d'articles récents sur l'expression génétique et la mécanique.

Par ailleurs, Jean-Pierre Henry donne presque chaque année au laboratoire un cours de plusieurs séances sur ces thèmes, celui de 2011 était d'ailleurs en commun avec Vincent Fleury.

Enfin, d'un point de vue théorie, je bénéficie de l'arrivée récente à MSC de François Graner dont c'est le programme depuis quelques années de transposer la rhéologie continue des mousses liquides à la mécanique des tissus.

## 9.4 Collaboration pour un modèle continu

Même si le modèle rhéologique à deux tenseurs, l'un pour le réseau local des cellules et l'autre pour la forme des cellules (paragraphe 8.5) représente probablement une avancée essentielle dans cette direction, l'essentiel de la difficulté résidera dans le choix des ingrédients à incorporer et dans la définition des variables tensorielles dans une modélisation de la rhéologie d'un tissu.

Avec François Graner (MSC), nous avons décidé de collaborer avec quelques collègues sur ce thème. Fin 2011, nous avons réuni pendant quelques jours plusieurs théoriciens de la rhéologie des mousses afin de réfléchir aux directions envisageables : François Graner, Pierre Saramito (Grenoble), Ibrahim Cheddadi (INRIA), Philippe Marmottant (Grenoble), François Molino (Montpel-

lier) et moi. Depuis lors, nous travaillons régulièrement avec notamment Philippe Marcq (Institut Curie) et François Molino, ainsi que Sham Tlili, thésarde de François Graner.

Nous prévoyons d'interagir fréquemment avec l'équipe d'Atef Asnacios (MSC), avec celle de Claire Wilhelm (MSC) et avec celle de Jean-Paul Rieu et Hélène Delanoë-Ayari (Lyon).

## 9.5 Simulation discrète

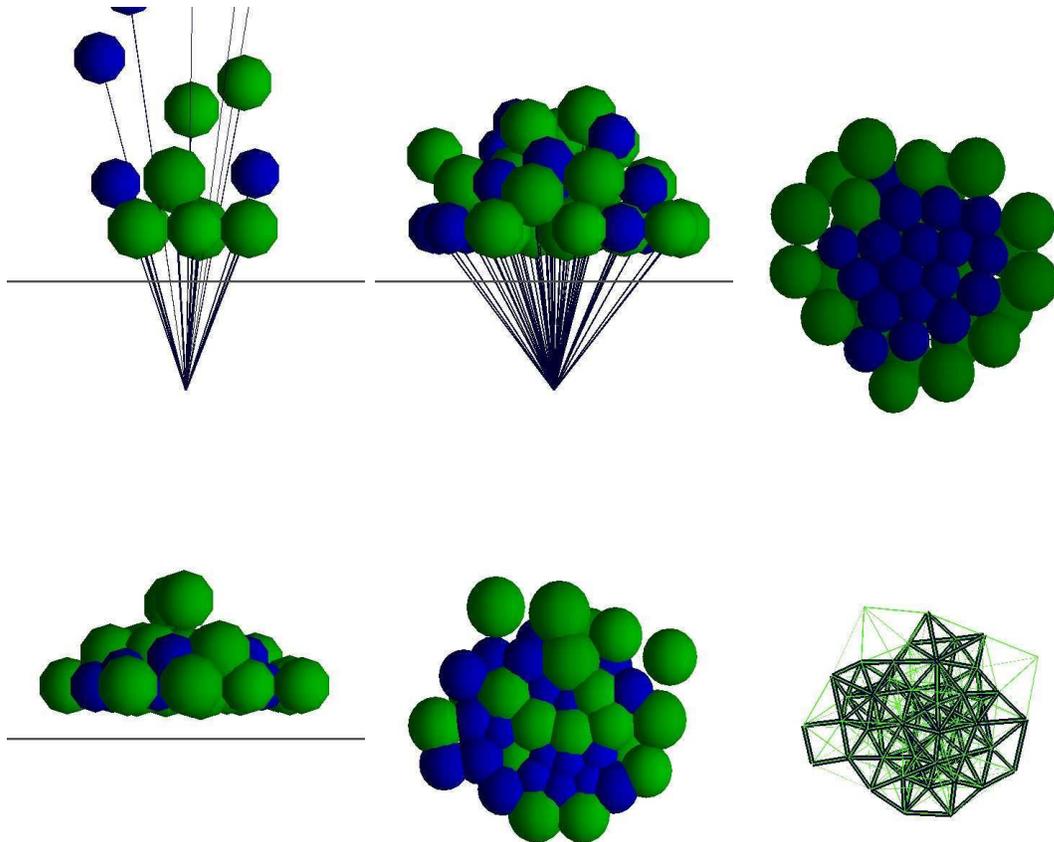


FIGURE 9.1 – Simulation de l'agrégation et de l'adhésion de cellules. Une polydispersité d'environ 20% a été introduite. Les cellules plus grosses que la moyenne sont représentées en vert, les autres sont en bleu. En haut à gauche et au centre : les cellules, qui ont absorbé des vésicules contenant des nanoparticules magnétiques, sont d'abord guidées vers le fond d'une boîte par un gradient de champ magnétique (la force magnétique est représentée par un trait bleu). Elles forment ainsi un agrégat. En haut à droite (vue du dessous) : les cellules sont peu comprimées les unes contre les autres. En bas, au bout d'un certain moment, l'adhésion entre cellules a fait son oeuvre : à gauche, l'agrégat cellulaire s'est tassé ; au centre et à droite (vue du dessous), les cellules sont davantage comprimées les unes contre les autres et les forces d'adhésion sont intenses entre un certain nombre de voisines (traits épais en noir) parmi tous les autres couples de voisines (traits fins en vert).

Notre travail d'élaboration de la méthode Soft Dynamics (chapitre 7) a permis de comprendre un effet de retard à la mise en écoulement du fait de la lubrification, ainsi que de donner une idée assez précise de l'orientation des forces et des vitesses relatives entre grains immergés dans un liquide visqueux. Je l'ai modifiée récemment et j'envisage des transformations plus profondes dans le cadre de ce projet.

### 9.5.1 Agrégats cellulaires construits par manipulation magnétique

Avec Vicard Du, en stage de Master au printemps dernier, j'ai commencé à transformer la simulation construite par Pierre Rognon initialement pour des granulaires immergés (chapitre 7) afin qu'elle puisse représenter des cellules au sein d'un agrégat. En effet, Claire Wilhelm et Florence Gazeau, à MSC, parviennent aujourd'hui à élaborer des agrégats cellulaires de grande taille en quelques minutes en les manipulant avec des forces magnétiques. Au bout de quelques minutes, les adhésions entre cellules voisines ont commencé à opérer et l'agrégat se maintient même si l'on coupe le champ magnétique. Nous avons voulu simuler ce phénomène pour tenter de rendre compte des déformations spontanées observées sur les véritables agrégats.

### 9.5.2 Modifications apportées à la simulation pour les agrégats

Dans le cadre du stage de Vicard Du, nous avons ajouté plusieurs ingrédients à la simulation existante. D'une part, la force magnétique a été modélisée par une force centrale issue d'un point extérieur à la boîte de simulation (figure 9.1 en haut à gauche et au centre). D'autre part, une cinétique raisonnable a été choisie pour l'adhésion entre cellules voisines. L'adhésion (introduite sous la forme d'une force mutuelle attractive supplémentaire exercée entre les deux centres des cellules considérées) se déclenche lorsque les cellules "se touchent" (avec un critère qui dépend de l'épaisseur du film liquide équivalent). L'adhésion se renforce ensuite spontanément, et ceci d'autant plus vite que l'aire de contact est grande. Elle atteint finalement une saturation. Elle peut aussi diminuer voire disparaître si l'on exerce une traction prolongée sur les deux cellules voisines. Un exemple de résultat est représenté sur la figure 9.1 : lorsqu'on coupe la force magnétique, l'agrégat initialement assez lâche (en haut) continue à se densifier (en bas). L'intensité des forces d'adhésion est représentée par les traits noirs en bas à droite.

Dans le futur, nous jouerons avec les paramètres de la simulation, et notamment la cinétique d'adhésion, pour tenter de reproduire certaines déformations spontanées non triviales observées.

### 9.5.3 Transformations de la simulation

La simulation Soft Dynamics comprend jusqu'ici très peu de degrés de liberté par particule : la position de son centre et le vecteur de déflexion de sa surface à chacun de ses "contacts" (au sens large de toutes les voisines avec lesquelles elle interagit). Les autres quantités s'en déduisent. Tout au plus a-t-on désormais ajouté, pour la simulation des agrégats décrite ci-dessus, une force d'adhésion (radiale) pour chaque contact.

Pour des cellules dans un tissu, il faudra ajouter au moins quelques éléments descriptifs supplémentaires en tant que variables indépendantes. Par exemple : la surface de contact ou un tenseur reflétant une première approximation de la répartition du cytosquelette autour de la cellule.

# Bibliographie

- [1] A. Ajdari, F. Brochard-Wyart, C. Gay, P.G. de Gennes, and J.L. Viovy. Drag on a tethered chain moving in a polymer melt. *J. Phys. II France*, 5(4) :491–495, 1995.
- [2] F. Brochard-Wyart, C. Gay, and P.-G. de Gennes. Slippage of polymer melts on grafted surfaces. *Macromolecules*, 29(1) :377–382, 1996.
- [3] C. Gay. Grafted surface sheared by short polymers and the total entanglement threshold. *J. Phys. II France*, 6(3) :335–353, 1996.
- [4] C. Gay. New concepts for the slippage of an entangled polymer melt at a grafted solid interface. *Eur. Phys. J. B*, 7 :251–262, 1999.
- [5] M. A. Fardin, T. J. Ober, C. Gay, G. Grégoire, G. H. McKinley, and S. Lerouge. Criterion for purely elastic taylor-couette instability in the flows of shear-banding fluids. *EPL (Europhysics Letters)*, 96(4) :44004, 2011.
- [6] M. A. Fardin, T. J. Ober, C. Gay, G. Gregoire, G. H. McKinley, and S. Lerouge. Potential "ways of thinking" about the shear-banding phenomenon. *Soft Matter*, 8(4) :910–922, 2012.
- [7] C. Gay and E. Raphaël. Static properties of a star polymer in a high molecular weight solvent. *J. Phys. II France*, 6(5) :587–591, 1996.
- [8] C. Gay and E. Raphaël. Comb-like polymers inside nanoscale pores. *Advances in Colloid and Interface Science*, 94(1-3) :229 – 236, 2001.
- [9] C. Gay, P. G. de Gennes, E. Raphaël, and F. Brochard-Wyart. Injection threshold for a statistically branched polymer inside a nanopore. *Macromolecules*, 29(26) :8379–8382, 1996.
- [10] E. Raphaël, C. Gay, and P. de Gennes. Progressive construction of an “olympic” gel. *Journal of Statistical Physics*, 89 :111–118, 1997.
- [11] M. Manghi, M. Aubouy, C. Gay, and C. Ligoure. Inwardly curved polymer brushes : concave is not like convex. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics*, 5 :519–530, 2001. 10.1007/s101890170035.
- [12] C. Gay. Wetting of a polymer brush by a chemically identical polymer melt. *Macromolecules*, 30(19) :5939–5943, 1997.
- [13] L. Leibler, C. Gay, and I. Erukhimovich. Conditions for the existence of non-centrosymmetric copolymer lamellar systems. *EPL (Europhysics Letters)*, 46(4) :549, 1999.
- [14] C. Gay, P.-G. de Gennes, and R. Kant. Josephson droplets. *Europhys. Lett.*, 34(8) :581–586, 1996.
- [15] M. G. Nikolaidis, A. R. Bausch, M. F. Hsu, A. D. Dinsmore, M. P. Brenner, C. Gay, and D. A. Weitz. Electric-field-induced capillary attraction between like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 420 :299–301, 2002.
- [16] Cyprien Gay and Ludwik Leibler. Theory of tackiness. *Phys. Rev. Lett.*, 82(5) :936–939, 1999.
- [17] Ioulia Chikina and Cyprien Gay. Cavitation in adhesives. *Phys. Rev. Lett.*, 85(21) :4546–4549, Nov 2000.
- [18] Cyprien Gay and Ludwik Leibler. On stickiness. *Physics Today*, 52(11) :48–52, 1999.

- [19] Cyprien Gay. Does stretching affect adhesion? *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 20(5) :387 – 393, 2000.
- [20] S. Poivet, F. Nallet, C. Gay, and P. Fabre. Cavitation-induced force transition in confined viscous liquids under traction. *Europhysics Letters*, 62 :244, 2003.
- [21] Sylwia Poivet, Frédéric Nallet, Cyprien Gay, Jérémie Teisseire, and Pascale Fabre. Force response of a viscous liquid in a probe-tack geometry : fingering versus cavitation. *Eur. Phys. J. E*, 15 :97–116, 2004.
- [22] J. Teisseire, F. Nallet, P. Fabre, and C. Gay. Understanding cracking versus cavitation in pressure-sensitive adhesives : The role of kinetics. *J. Adhesion*, 83(7) :613–677, 2007.
- [23] Bérengère Abou, Cyprien Gay, Bastien Laurent, Olivier Cardoso, Dagmar Voigt, Henrik Peisker, and Stanislav Gorb. Extensive collection of femtolitre pad secretion droplets in the beetle leptinotarsa decemlineata allows nanolitre microrheology. *Journal of The Royal Society Interface*, 2010.
- [24] Hugues Vandeparre, Julien Léopoldès, Christophe Poulard, Sylvain Desprez, Gwennaëlle Derue, Cyprien Gay, and Pascal Damman. Slippery or sticky boundary conditions : Control of wrinkling in metal-capped thin polymer films by selective adhesion to substrates. *Physical Review Letters*, 99(18) :188302, 2007.
- [25] Hugues Vandeparre, Sylvain Gabriele, Fabian Brau, Cyprien Gay, Kevin Kit Parker, and Pascal Damman. Hierarchical wrinkling patterns. *Soft Matter*, 6 :5751–5756, 2010.
- [26] Hugues Vandeparre, Simon Desbief, Roberto Lazzaroni, Cyprien Gay, and Pascal Damman. Confined wrinkling : impact on pattern morphology and periodicity. *Soft Matter*, 7 :6878–6882, 2011.
- [27] Hugues Vandeparre, Miguel Piñeirua, Fabian Brau, Benoit Roman, José Bico, Cyprien Gay, Wenzhong Bao, Chun Ning Lau, Pedro M. Reis, and Pascal Damman. Wrinkling hierarchy in constrained thin sheets from suspended graphene to curtains. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :224301, Jun 2011.
- [28] C. Gay and R. A. da Silveira. Anisotropic elastic theory of preloaded granular media. *Europhys. Lett.*, 68(1) :51–57, 2004.
- [29] P. Rognon and C. Gay. Soft dynamics simulation. 1. normal approach of two deformable particles in a viscous fluid and optimal-approach strategy. *Eur. Phys. J. E*, 27 :253–260, 2008.
- [30] P. Rognon and C. Gay. Soft dynamics simulation. 2. elastic spheres undergoing a t1 process in a viscous fluid. *Eur. Phys. J. E*, 30 :291–301, 2009.
- [31] P. Rognon, I. Einav, and C. Gay. Internal relaxation time in immersed particulate materials. *Phys. Rev. E*, 81 :061304, 2010.
- [32] Pierre Grégoire Rognon, Itai Einav, and Cyprien Gay. Flowing resistance and dilatancy of dense suspensions : lubrication and repulsion. *Journal of Fluid Mechanics*, 689 :75–96, 2011.
- [33] P. Rognon, F. Molino, and C. Gay. Prediction of positive and negative elastic dilatancy in 2d and 3d liquid foams. *EPL (Europhysics Letters)*, 90 :38001, 2010.
- [34] P. Rognon, C. Gay, D. Reinelt, and F. Molino. Rapid plateau border size variations expected in three simple experiments on 2d liquid foams. *Eur. Phys. J. E*, 34 :1–11, 2011.
- [35] S. Benito, C.-H Bruneau, T. Colin, C. Gay, and F. Molino. An elasto-visco-plastic model for immortal foams or emulsions. *Eur. Phys. J. E*, 25 :225–251, 2008.
- [36] F. Rouyer, S. Cohen-Addad, R. Höhler, P. Sollich, and SM Fielding. The large amplitude oscillatory strain response of aqueous foam : Strain localization and full stress Fourier spectrum. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics*, 27(3) :309–321, 2008.
- [37] P. Saramito. A new constitutive equation for elastoviscoplastic fluid flows. *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 145 :1–14, 2007.

- [38] P. Marmottant and F. Graner. An elastic, plastic, viscous model for slow shear of a liquid foam. *Eur. Phys. J. E*, 23 :337–347, 2007.
- [39] P. Marmottant, C. Raufaste, and F. Graner. Discrete rearranging disordered patterns, part ii : 2d plasticity, elasticity and flow of a foam. *Eur. Phys. J. E*, 25 :371–384, 2008.
- [40] C. Raufaste, S. J. Cox, P. Marmottant, and F. Graner. Discrete rearranging disordered patterns : prediction of elastic and plastic behaviour, and application to two-dimensional foams. *Phys. Rev. E*, 81 :031404, 2010.
- [41] S. Cohen-Addad, R. Höhler, and Y. Khidas. Origin of the slow linear viscoelastic response of aqueous foams. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :028302, 2004.
- [42] R. Höhler, S. Cohen-Addad, and V. Labiausse. Constitutive equation to describe the nonlinear elastic response of aqueous foams and concentrated emulsions. *J. Rheol.*, 48 :679–690, 2004.
- [43] V. Labiausse, R. Höhler, and S. Cohen-Addad. Shear induced normal stresses differences in aqueous foams. *Journal of Rheology*, 51(3) :479–492, 2007.
- [44] A. N. Semenov. *Sov. Phys. JETP*, 614 :733–742, 1985.
- [45] S. T. Milner, T. A. Witten, and M. E. Cates. *Europhys. Lett.*, 55 :413–418, 1988.
- [46] A. M. Skvortsov, A. A. Gorbunov, V. A. Pavlushkov, E. B. Zhulina, O. V. Borisov, and V. A. Priamitsyn. *Polym. Sci. USSR*, 30 :1706, 1988.
- [47] E. Raphaël, P. A. Pincus, and G. H. Fredrickson. *Macromol.*, 26 :1996–2006, 1993.
- [48] M. Aubouy, G. H. Fredrickson, P. A. Pincus, and E. Raphaël. *Macromol.*, 28 :2979–2981, 1995.
- [49] L. Leibler, A. Ajdari, A. Mourran, G. Coulon, and D. Chatenay. In *1993 OUMS conf. on Ordering in Macromolecular Systems*, Osaka, 1994. OUMS, Springer Verlag, Berlin.
- [50] M. Daoud and J.-P. Cotton. *J. Phys.*, 43 :531–538, 1982.
- [51] F. Heslot, N. Fraysse, and A.-M. Cazabat. *Nature*, 338 :640–642, 1989.
- [52] F. Heslot, A.-M. Cazabat, P. Levinson, and N. Fraysse. *Phys. Rev. Lett.*, 655 :599–602, 1990.
- [53] F. Heslot, A.-M. Cazabat, and P. Levinson. *Phys. Rev. Lett.*, 6211 :1286–1289, 1989.
- [54] P.-G. de Gennes and A.-M. Cazabat. *C. R. Acad. Sci.*, 310 II :1601–1606, 1990.
- [55] D. Aussere, F. Brochard-Wyart, and P.-G. de Gennes. *C. R. Acad. Sci.*, 320 Iib :131–136, 1995.
- [56] W. M. Saslow, G. Agnolet, C. E. Campbell, B. E. Clements, and E. Krottscheck. Theory of first-order layering transitions in thin helium films. *Phys. Rev. B*, 54 :6532–6538, Sep 1996.
- [57] B. Berge. Electrocapillarity and wetting of insulator films by water. *C. R. Acad. Sci.*, 317(2) :157–163, 1993.
- [58] M. Megens and J. Aizenberg. Like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 424 :1014, 2003.
- [59] M. G. Nikolaidis, A. R. Bausch, M. F. Hsu, A. D. Dinsmore, M. P. Brenner, C. Gay, and D. A. Weitz. Like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 424 :1014, 2003.
- [60] A. Zosel. *Colloid and Polymer Sci.*, 263 :541–553, 1985.
- [61] C. Creton and L. Leibler. *J. Polym. Sci. B*, 34 :545, 1996.
- [62] H. Lakrout, P. Sergot, and C. Creton. *J. Adhesion*, 69 :307–359, 1999.
- [63] C. Gay. Stickiness - some fundamentals of adhesion. *Integr. Comp. Biol.*, 42 :1123–1126, 2002.
- [64] C. Gay. Some fundamentals of adhesion in synthetic adhesives. *Biofouling*, 19 :53–57, 2003.
- [65] G. de Crevoisier, P. Fabre, J.-M. Corpart, and L. Leibler. *Science*, 285 :1246–1249, 1999.
- [66] Barquins M. *C. R. Acad. Sci.*, 306(II) :509–512, 1988.
- [67] J.-C. Charmet, C. Verjus, and M. Barquins. *C. R. Acad. Sci.*, 321(II) :443–450, 1995.

- [68] M. Barquins and E. Felder. *C. R. Acad. Sci.*, 313(II) :303, 1991.
- [69] M. Barquins and S. Henaux. *C. R. Acad. Sci.*, 317(II) :1141, 1993.
- [70] M. Barquins, R. Courtel, and D. Maugis. *Wear*, 38 :385, 1976.
- [71] K. L. Johnson, K. Kendall, and A.D. Roberts. Surface energy and contact of elastic solids. *Proc. Roy. Acad. London A*, 324 :301–324, 1971.
- [72] K. L. Johnson. *Contact Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne, 1985.
- [73] S. Poivet. *Adhésion instantanée de deux systèmes modèles : liquides simples et copolymères à blocs*. PhD thesis, Université Bordeaux I, Bordeaux, France, 2003.
- [74] J. Teisseire. *Tack de matériaux modèles*. PhD thesis, Université Bordeaux I, Bordeaux, France, 2006.
- [75] F. Fuller and D. Tabor. The effect of surface roughness on the adhesion of elastic solids. *Proc. R. Soc. London A*, 345 :327–342, 1975.
- [76] C.-Y. Hui, J. M. Baney, and E. J. Kramer. Contact mechanics and adhesion of viscoelastic spheres. *Langmuir*, 14 :6570–6578, 1998.
- [77] B. A. Francis and R. G. Horn. Apparatus-specific analysis of fluid adhesion measurements. *J. Appl. Phys.*, 89 :4167–4174, 2001.
- [78] A. Ghatak, M. K. Chaudhury, V. Shenoy, and A. Sharma. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :4329, 2000.
- [79] K. R. Shull, C. M. Flanigan, and A. J. Crosby. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :3057, 2000.
- [80] G.J. Lake and A.G. Thomas. The strength of highly elastic materials. *Proc. Roy. Soc. A*, 300 :108–115, 1967.
- [81] É. Raphaël and P.-G. de Gennes. Rubber-rubber adhesion with connector molecules. *J. Phys. Chem.*, 96 :4002–4007, 1992.
- [82] A. A. Griffith. *Phil. Trans. R. Soc. London A*, 221 :163–198, 1920.
- [83] A. Ghatak and M. K. Chaudhury. *Langmuir*, 19 :2621, 2003.
- [84] P.-G. de Gennes. Reflections on the mechanics of granular matter. *Physica A*, 261 :267–293, 1998.
- [85] M. Aubouy, Y. Jiang, J. A. Glazier, and F. Graner. A texture tensor to quantify deformations. *Granular Matter*, 5 :67–70, 2003.
- [86] M. Asipauskas, M. Aubouy, J. A. Glazier, F. Graner, and Y. Jiang. A texture tensor to quantify deformations : the example of two-dimensional flowing foams. *Granular Matter*, 5 :71–74, 2003.
- [87] F. Graner, B. Dollet, C. Raufaste, and P. Marmottant. Discrete rearranging disordered patterns, part i : Robust statistical tools in two or three dimensions. *Eur. Phys. J. E*, 25 :349–369, 2008.
- [88] Jonas Ranft, Markus Basan, Jens Elgeti, Jean-François Joanny, Jacques Prost, and Frank Jülicher. Fluidization of tissues by cell division and apoptosis. *PNAS*, :1011086107, 2010.
- [89] J. Goyon, A. Colin, G. Ovarlez, A. Ajdari, and L. Bocquet. Spatial cooperativity in soft glassy flows. *Nature*, 454 :84–87, 2008.
- [90] Lydéric Bocquet, Annie Colin, and Armand Ajdari. Kinetic theory of plastic flow in soft glassy materials. *Physical Review Letters*, 103(3) :036001, 2009.
- [91] S. Benito, F. Molino, C.-H Bruneau, T. Colin, and C. Gay. Non-linear oscillatory rheological properties of a generic continuum foam model : Comparison with experiments and shear-banding predictions. *Eur. Phys. J. E*, 35 :1–17, 2012.

# Annexe A

## Curriculum vitae

**Depuis décembre 2012** Membre élu du conseil de laboratoire de MSC.

**Juin 2012** Professeur invité à l'Université de Mons, Laboratoire INFLUX (Pascal Damman). Phénomènes de rides (paragraphe 6.2). Cours informel sur les phénomènes d'adhésion.

**Février 2011** Professeur invité à l'Université de Mons, Laboratoire INFLUX (Pascal Damman). Phénomènes de rides (paragraphe 6.3 et 6.4). Cours informel sur les brosses polymères.

**Décembre 2009** Professeur invité à l'Université de Mons, Laboratoire INFLUX (Pascal Damman). Phénomènes de rides (paragraphe 6.2).

**Depuis 2007** Matières et Systèmes Complexes (UMR7057, CNRS / Université Paris Diderot). Principaux thèmes de recherche :

- Rhéologie des mousses liquides ;
- Phénomènes complexes de rides ;
- Mécanique des milieux granulaires ;
- Projet : des mousses aux tissus vivants.

**2004–2008** Membre de la section 11 du Comité national de la recherche scientifique.

**Mars 2007** Professeur invité à l'Université de Mons-Hainaut auprès de Pascal Damman (Laboratoire de Physico-Chimie des Polymères, aujourd'hui Laboratoire INFLUX). Phénomènes de rides (paragraphe 6.1). Cours sur les phénomènes d'adhésion.

**2001–2007** Centre de Recherche Paul Pascal CRPP (UPR8641, Pessac), au sein de l'activité fluides complexes hors équilibre. Principaux thèmes de recherche :

- matériaux adhésifs : lien avec leur rhéologie (avec Frédéric Nallet et Pascale Fabre), et codirection de thèse de Jérémie Teisseire (paragraphe C.1.3) ;
- rhéologie des fluides complexes constitués d'objets convexes (avec François Molino), et codirection de thèse de Sylvain Bénito (paragraphe C.1.4).

**2000–2001** Cambridge, Massachusetts, USA, avec Michael Brenner (Harvard), Gareth McKinley (MIT) et Howard Stone (Harvard). Principaux thèmes de recherche : optimisation de problèmes aux valeurs propres, hydrodynamique avec conditions aux limites élastiques, modèle rhéologique phénoménologique d'un fluide complexe avec retard, classification des mouvements de rotation d'un objet solide en chute libre dans un fluide très visqueux, interaction entre particules colloïdales à une interface libre (paragraphe 4.9).

**Depuis 1998** Chargé de recherche au CNRS.

**1997–2000** UMR 167 Atofina–CNRS “Systèmes Macromoléculaires Hétérogènes” (aujourd’hui “Matière molle et chimie”, ESPCI). Principal thème de recherche : mécanismes de l’adhésion (avec Ludwik Leibler et Ioulia Chikina), voir paragraphes 5.2 et 5.4.

**1994–1997** Thèse de Doctorat avec Pierre-Gilles de Gennes et Élie Raphaël au Collège de France. Thèmes de recherche : plusieurs problèmes de statique (conformation, mouillage) de polymères linéaires, en peigne ou en étoile, fondus ou en solution, en volume ou aux interfaces (voir chapitre 4) ; enchevêtrements et friction entre un polymère fondu et une brosse (chapitre 3).

**1993–1994** DEA de Physique Théorique, Paris.

**1990–1993** École Polytechnique.

## Annexe B

# Listes de publications et conférences

### B.1 36 articles dans des revues à comité de lecture

- [1] A. Ajdari, F. Brochard-Wyart, C. Gay, P.G. de Gennes, and J.L. Viovy. Drag on a tethered chain moving in a polymer melt. *J. Phys. II France*, 5(4) :491–495, 1995.
- [9] C. Gay, P. G. de Gennes, E. Raphaël, and F. Brochard-Wyart. Injection threshold for a statistically branched polymer inside a nanopore. *Macromolecules*, 29(26) :8379–8382, 1996.
- [7] C. Gay and E. Raphaël. Static properties of a star polymer in a high molecular weight solvent. *J. Phys. II France*, 6(5) :587–591, 1996.
- [2] F. Brochard-Wyart, C. Gay, and P.-G. de Gennes. Slippage of polymer melts on grafted surfaces. *Macromolecules*, 29(1) :377–382, 1996.
- [3] C. Gay. Grafted surface sheared by short polymers and the total entanglement threshold. *J. Phys. II France*, 6(3) :335–353, 1996.
- [14] C. Gay, P.-G. de Gennes, and R. Kant. Josephson droplets. *Europhys. Lett.*, 34(8) :581–586, 1996.
- [12] C. Gay. Wetting of a polymer brush by a chemically identical polymer melt. *Macromolecules*, 30(19) :5939–5943, 1997.
- [10] E. Raphaël, C. Gay, and P. de Gennes. Progressive construction of an “olympic” gel. *Journal of Statistical Physics*, 89 :111–118, 1997.
- [13] L. Leibler, C. Gay, and I. Erukhimovich. Conditions for the existence of non-centrosymmetric copolymer lamellar systems. *EPL (Europhysics Letters)*, 46(4) :549, 1999.
- [4] C. Gay. New concepts for the slippage of an entangled polymer melt at a grafted solid interface. *Eur. Phys. J. B*, 7 :251–262, 1999.
- [16] Cyprien Gay and Ludwik Leibler. Theory of tackiness. *Phys. Rev. Lett.*, 82(5) :936–939, 1999.
- [18] Cyprien Gay and Ludwik Leibler. On stickiness. *Physics Today*, 52(11) :48–52, 1999.
- [17] Ioulia Chikina and Cyprien Gay. Cavitation in adhesives. *Phys. Rev. Lett.*, 85(21) :4546–4549, Nov 2000.
- [19] Cyprien Gay. Does stretching affect adhesion? *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 20(5) :387 – 393, 2000.
- [8] C. Gay and E. Raphaël. Comb-like polymers inside nanoscale pores. *Advances in Colloid and Interface Science*, 94(1-3) :229 – 236, 2001.
- [11] M. Manghi, M. Aubouy, C. Gay, and C. Ligoure. Inwardly curved polymer brushes : concave is not like convex. *The European Physical Journal E : Soft Matter and Biological Physics*, 5 :519–530, 2001. 10.1007/s101890170035.

17. [15] M. G. Nikolaides, A. R. Bausch, M. F. Hsu, A. D. Dinsmore, M. P. Brenner, C. Gay, and D. A. Weitz. Electric-field-induced capillary attraction between like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 420 :299–301, 2002. [58] *Comment*. M. Megens and J. Aizenberg. Like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 424 :1014, 2003. [59] *Reply*. M. G. Nikolaides, A. R. Bausch, M. F. Hsu, A. D. Dinsmore, M. P. Brenner, C. Gay, and D. A. Weitz. Like-charged particles at liquid interfaces. *Nature*, 424 :1014, 2003.
18. [20] S. Poivet, F. Nallet, C. Gay, and P. Fabre. Cavitation-induced force transition in confined viscous liquids under traction. *Europhysics Letters*, 62 :244, 2003.
19. [21] Sylwia Poivet, Frédéric Nallet, Cyprien Gay, Jérémie Teisseire, and Pascale Fabre. Force response of a viscous liquid in a probe-tack geometry : fingering versus cavitation. *Eur. Phys. J. E*, 15 :97–116, 2004.
20. [28] C. Gay and R. A. da Silveira. Anisotropic elastic theory of preloaded granular media. *Europhys. Lett.*, 68(1) :51–57, 2004.
21. [22] J. Teisseire, F. Nallet, P. Fabre, and C. Gay. Understanding cracking versus cavitation in pressure-sensitive adhesives : The role of kinetics. *J. Adhesion*, 83(7) :613–677, 2007.
22. [24] Hugues Vandeparre, Julien Léopoldès, Christophe Poulard, Sylvain Desprez, Gwennaelle Derue, Cyprien Gay, and Pascal Damman. Slippery or sticky boundary conditions : Control of wrinkling in metal-capped thin polymer films by selective adhesion to substrates. *Physical Review Letters*, 99(18) :188302, 2007.
23. [35] S. Benito, C.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay, and F. Molino. An elasto-visco-plastic model for immortal foams or emulsions. *Eur. Phys. J. E*, 25 :225–251, 2008.
24. [29] P. Rognon and C. Gay. Soft dynamics simulation. 1. normal approach of two deformable particles in a viscous fluid and optimal-approach strategy. *Eur. Phys. J. E*, 27 :253–260, 2008.
25. [30] P. Rognon and C. Gay. Soft dynamics simulation. 2. elastic spheres undergoing a t1 process in a viscous fluid. *Eur. Phys. J. E*, 30 :291–301, 2009.
26. [33] P. Rognon, F. Molino, and C. Gay. Prediction of positive and negative elastic dilatancy in 2d and 3d liquid foams. *EPL (Europhysics Letters)*, 90 :38001, 2010.
27. [25] Hugues Vandeparre, Sylvain Gabriele, Fabian Brau, Cyprien Gay, Kevin Kit Parker, and Pascal Damman. Hierarchical wrinkling patterns. *Soft Matter*, 6 :5751–5756, 2010.
28. [23] Bérengère Abou, Cyprien Gay, Bastien Laurent, Olivier Cardoso, Dagmar Voigt, Henrik Peisker, and Stanislav Gorb. Extensive collection of femtolitre pad secretion droplets in the beetle leptinotarsa decemlineata allows nanolitre microrheology. *Journal of The Royal Society Interface*, 2010.
29. [31] P. Rognon, I. Einav, and C. Gay. Internal relaxation time in immersed particulate materials. *Phys. Rev. E*, 81 :061304, 2010.
30. [34] P. Rognon, C. Gay, D. Reinelt, and F. Molino. Rapid plateau border size variations expected in three simple experiments on 2d liquid foams. *Eur. Phys. J. E*, 34 :1–11, 2011.
31. [27] Hugues Vandeparre, Miguel Piñeirua, Fabian Brau, Benoit Roman, José Bico, Cyprien Gay, Wenzhong Bao, Chun Ning Lau, Pedro M. Reis, and Pascal Damman. Wrinkling hierarchy in constrained thin sheets from suspended graphene to curtains. *Phys. Rev. Lett.*, 106 :224301, Jun 2011.
32. [26] Hugues Vandeparre, Simon Desbief, Roberto Lazzaroni, Cyprien Gay, and Pascal Damman. Confined wrinkling : impact on pattern morphology and periodicity. *Soft Matter*, 7 :6878–6882, 2011.
33. [6] M. A. Fardin, T. J. Ober, C. Gay, G. Gregoire, G. H. McKinley, and S. Lerouge. Potential "ways of thinking" about the shear-banding phenomenon. *Soft Matter*, 8(4) :910–922, 2012.
34. [5] M. A. Fardin, T. J. Ober, C. Gay, G. Grégoire, G. H. McKinley, and S. Lerouge. Criterion for purely elastic taylor-couette instability in the flows of shear-banding fluids. *EPL (Europhysics Letters)*, 96(4) :44004, 2011.

35. [32] Pierre Grégoire Rognon, Itai Einav, and Cyprien Gay. Flowing resistance and dilatancy of dense suspensions : lubrication and repulsion. *Journal of Fluid Mechanics*, 689 :75–96, 2011.
36. [91] S. Bénito, F. Molino, C.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay. Non-linear oscillatory rheological properties of a generic continuum foam model : Comparison with experiments and shear-banding predictions. *Eur. Phys. J. E*, 35(6) :1–17, 2012.

## B.2 Conférences invitées dans des congrès

1. *An outlook on various types of self-organization in Physics*, June 2012, France-Taiwan Frontiers of Science 2012, Taiwan.
2. *Stickiness : some fundamentals of adhesion* (avec S. Poivet, F. Nallet, P. Fabre), jan. 2002 2002 SICB Meeting <http://www.sicb.org/> - Biomechanics of Adhesion <http://www.lclark.edu/~autumn/adhesion/> Anaheim, CA, États-Unis.
3. *Some fundamentals of adhesion in synthetic adhesives* (avec S. Poivet, F. Nallet, P. Fabre), jul. 2002, 11th International Congress on Corrosion and Fouling <http://www.marine2002.org/> San Diego, CA, États-Unis

## B.3 Conférences invitées dans des colloques

1. *Quelques mécanismes d'adhésion aux interfaces fluides*, 29/30 mai 2012, 15e Journées de Formulation, “Formulation et techniques analytiques”, Bordeaux.
2. *Mécanismes de l'adhésion*, Colloque pour le Festival “Le Rêve d'Icare”, Royan, juin 2005.

## B.4 Actes de colloques à comité de lecture

- [63] C. Gay, *Stickiness - some fundamentals of adhesion*, *Integr. Comp. Biol.*, **42** (2002) 1123–1126.
- [64] C. Gay, *Some fundamentals of adhesion in synthetic adhesives*, *Biofouling*, **19** (Supplement) (2003) 53–57.

## B.5 Séminaires

ESPCI, Laboratoire de Physico-Chimie Théorique, Paris, September 1996. “Mouillage d’une brosse sèche par un homopolymère compatible et Perméation de polymères branchés statistiques”

Max Planck Institut fuer Polymerforschung, Mainz, Allemagne, Novembre 1997. “Molecular models for wall slip of an entangled polymer melt”.

Université Louis Pasteur, Laboratoire de Dynamique des Fluides Complexes, Institut de Physique, Strasbourg, November 1997. “Modèles moléculaires de friction interfaciale d’un polymère enchevêtré”.

Université Joseph Fourier, Laboratoire de Spectrométrie Physique, Grenoble, December 1997. “Modèles moléculaires de glissement d’un polymère enchevêtré à une paroi solide”.

CEA-CENG, DRFMC/SI3M, Grenoble, December 1997. “Le gel olympique, un critère pour la statique des fondus d’anneaux ?”

Institut de Chimie des Surfaces et des Interfaces, Mulhouse, Décembre 1997. “Friction entre un polymère fondu enchevêtré et une surface solide greffée”.

Jussieu, Matière Molle et Biologie, Paris, 26 novembre 1999. “L’adhésion est-elle modifiée par l’étirement ?”.

University of Chicago, The James Frank institute, Chicago, 25 février 2000. “Does stretching affect adhesion ?”.

MIT, Applied Mathematics, Cambridge, 29 février 2000. “Does stretching affect adhesion?”.

IUSTI, Marseille, 31 mai 2000. “L’étirement modifie-t-il l’adhésion?”

ENS, Laboratoire de Physique Statistique, Paris, 14 juin 2000. “Cavitation dans un adhésif : combien de bulles?”.

Centre de Recherche Paul Pascal, Bordeaux, 10 juillet 2000. “Cavitation dans un adhésif : combien de bulles?”.

Harvard University, Division of Engineering and Applied Sciences, Cambridge, 4 octobre 2000. “Different types of cavitation in adhesives”.

MIT, Mechanical Engineering, Cambridge, 17 octobre 2000. “Some open problems in adhesion”.

New York University, Courant Institute of Mathematical Sciences, 2 novembre 2000. “Bubble short stories : cavitation in adhesives”.

Harvard University, Condensed Matter Theory, Cambridge, 22 février 2001. “Confined cavitation and trapped bubbles in adhesives and elsewhere”.

MIT, Applied Mathematics, Cambridge, 20 avril 2001. “The splashing problem”.

Clark University, Worcester, 4 mai 2001. “Trapped bubbles (Wetting dynamics).”

Harvard University, Condensed Matter Theory, Cambridge, 8 mai 2001. “Trapped bubbles II : self-affine surfaces”.

IRPHE, Marseille, 28 novembre 2001. “Forme Optimale d’un tronc d’arbre”.

Forme Optimale d’un tronc d’arbre (avec G. Roux, M. P. Brenner), 7 décembre 2001, Collège de France, Physique de la Matière Condensée, Paris.

Granulaire précontraint : un milieu élastique anisotrope (avec G. Vidalenc, R. da Silveira) nov. 2002, ESPCI, Physico-Chimie Théorique, Paris

Forme Optimale d’un tronc d’arbre (avec G. Roux, M. P. Brenner) nov. 2002, IRPHE, Marseille

Granulaire précontraint : un milieu élastique anisotrope (avec G. Vidalenc, R. da Silveira) fév. 2003 LPMCN, Université Lyon1

Granulaire précontraint : un milieu élastique anisotrope (avec G. Vidalenc, R. da Silveira) fév. 2003 DRFMC, CEA Grenoble

Granulaire précontraint : un milieu élastique anisotrope (avec G. Vidalenc, R. da Silveira) mars 2003 LDFC, Université Louis Pasteur Strasbourg

Laboratoire de Physique, ENS Lyon, 5 février 2007. ”Les adhésifs, une question de temps”.

Gulliver, ESPCI, UMR 7083, 8 juin 2007. ”Mousses et émulsions : vers une équation constitutive”.

MSC, Paris 7, UMR 7057, 7 juin 2007. ”Mousses et émulsions : vers une équation constitutive”.

MSC, Paris 7, UMR 7057, 10 mars 2008. ”Quelques questions sur la mécanique des mousses”.

ENS Cachan Bretagne, Rennes, 11 février 2009. ”Une modélisation de la mécanique des mousses liquides“

LPS, Univ. Paris-Sud, Orsay, 27 mars 2009. ”Bandes de cisaillement dans une mousse liquide précontrainte”.

## B.6 Workshops

Journées de la Physique Statistique, ESPCI, Paris, janvier 1995. “Glissement de polymère à une interface greffée”, communication orale.

Journées de la Physique Statistique, ESPCI, Paris, janvier 1996. “Conformations d’un polymère en étoile dans un polymère fondu”, communication orale.

Journées de la Physique Statistique, ESPCI, Paris, janvier 1997. “Conditions d’obtention d’un gel olympique”, communication orale.

Rhéologie pour la transformation des polymères fondus, Colloque final du GDR 901, mars 1997, ESPCI, Paris. “Modèles moléculaires de glissement à la paroi”, communication orale.

Rhéophysique, GDR 1081, Arcachon, décembre 1998 : “Un modèle simplifié de la pégoité” (C. Gay, L. Leibler), communication orale.

Colloque Franco-ibérique de Rhéologie, Biarritz, octobre 1998 : “Glissement d’un fondu sur une surface greffée : comportement à grande vitesse”, communication orale. Actes du 33e Colloque annuel du Groupe Français de Rhéologie, Biarritz, octobre 1998, Cahiers de Rhéologie p.19.

Journées de la Physique Statistique, ESPCI, Paris, janvier 1999. “Adhésion sur un caoutchouc étiré”, communication orale.

Journées de la Physique Statistique, ESPCI, Paris, janvier 2000. “Hystérèse d’une chaîne dans un fondu différent” (C. Gay, E. Raphaël), communication orale.

Quarterly New England Complex Fluids Meeting, MIT, septembre 2000. “Cavitation in confined geometries (adhesive films)” (I. Chikina, C. Gay), communication orale.

Quarterly New England Complex Fluids Meeting, Harvard University, décembre 2000. “The viscous cat theorem” (C. Gay, M. Brenner), communication orale.

Quarterly New England Complex Fluids Meeting, Boston University, mars 2001. “How dry is a splash?” (C. Gay, H. Stone), communication orale.

Colloïdes à une interface eau-huile ou eau-air : attraction électrocapillaire. Une explication de la cristallisation ? (avec A.Bausch, M.Brenner, A.Dinsmore, M.Hsu, M.Nikolaides, D.Weitz), jan. 2002, Journées de Physique Statistique <http://www.phys.ens.fr/phystat2002/> Paris.

Et tack, ça bulle ! S.Poivet, F.Nallet, P.Fabre jan. 2003 Journées de Physique Statistique <http://www.phys.ens.fr/phystat/> Paris

Granulaire précontraint : un milieu élastique anisotrope (avec G. Vidalenc, R. da Silveira) mars 2003 GDR Pâtes et Poudres <http://lpmcn.univ-lyon1.fr/lbocquet/GDR.html> Fréjus France

Réponse en force d’un liquide visqueux en géométrie probe-tack : digitation versus cavitation (avec J. Teisseire, S. Poivet, F. Nallet, C. Gay, P. Fabre) oct. 2004, GDR 2796 Dyninter <http://www.saint-gobain-recherche.com/svi/GDR/Old/Programme04.htm> Lyon

Un modèle d’adhésif : ventouse liquide (avec S. Poivet, J. Teisseire, F. Nallet, P. Fabre) jan. 2005 Journées de Physique Statistique <http://www.phys.ens.fr/phystat/> Paris

Adhésion dans les copolymères à blocs (avec S. Poivet, J. Teisseire, F. Nallet, P. Fabre) avr. 2005, GDR 2796 Dyninter <http://www.saint-gobain-recherche.com/svi/GDR/GDRReunion.htm> Obernai, France

Colloque pour le Festival “Le Rêve d’Icare”, Royan, juin 2005, “Mécanismes de l’adhésion”, communication invitée. Slides / transparents (avec commentaires escamotables / with notes)

GDR 2983 “Mousses”, Fréjus, 30 nov.-1er déc. 2006, “Un modèle rhéologique tensoriel. Simulation topologique d’une mousse : écoulement et fracture” (C. Gay, S. Bénito, F. Molino), communication orale.

GDR 2983 “Mousses”, Dourdan, 19-21 sept. 2007, “Élasticité non linéaire dans les mousses et les fluides complexes” (S. Bénito, C.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay, F. Molino), communication orale.

GDR 2983 “Mousses”, Dourdan, 4-7 nov. 2008, “Bords de Plateau assoiffés et interprétation géométrique de la dilatance statique” (P. Rognon, F. Molino, C. Gay), communication orale.

Flow of Foams, Leiden (Pays-Bas), 17-21 août 2009, “Shear banding in a foam with initial stress?” (S. Bénito, Ch.-H. Bruneau, T. Colin, F. Molino, C. Gay), communication orale.

GDR 2983 “Mousses”, Paris, 14-16 oct. 2009, organisation de la rencontre.

GDR “MePhy”, Paris, 27 nov. 2009, “Bifurcation et délai avant écoulement dans une pâte de grains légèrement déformables” (P. Rognon, C. Gay), communication orale.

GDR “MePhy”, Paris, 30 avril 2010, “Hiérarchie de rides” (Hugues Vandeparre, Fabian Brau, Cyprien Gay, Pascal Damman), communication orale.

Journée thématique, Mons, Belgique, 27 mai 2010, “Dilatancy and shear banding in liquid foams” (S. Bénito, Ch.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay, F. Molino), communication orale.

New Trends On Growth And Form / GDR “MePhy”, Agay, 20-25 juin 2010, “Hidden timescale in paste of deformable grains”, poster.

Société Française de Physique : 12èmes Journées de la Matière Condensée, Troyes, 23-27 août 2010, “Dilatance et écoulement retardé dans un granulaire élastique immergé (simulation Soft Dynamics)” (Pierre Rognon, Itai Einav, Cyprien Gay), communication orale.

GDR 2983 “Mousses et Émulsions”, Paris, 15-16 nov. 2010, organisation de la rencontre, “Bandes de cisaillement dans un modèle visco-élasto-plastique entre deux plans” (S. Bénito, F. Molino, Ch.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay), communication orale.

GISEC06 / GDR “MePhy”, Nice, 18-19 nov. 2010, “Simulation de granulaires lubrifiés : la rugosité affecte-t-elle l’écoulement et la dilatance?” (Pierre Rognon, Itai Einav, Cyprien Gay), communication orale pdf odp .

GDR 2983 “Mousses et Émulsions”, Paris, 15-17 sept. 2011, organisation de la rencontre.

## B.7 Communications dans des congrès

IUTAM Symposium on Mechanics of Liquid and Solid Foams, Austin, Texas, USA, 8-13 mai 2011, “Shear bands : are foams liquid or solid ?” (P. Rognon, F. Molino, C. Gay), communication orale (pdf, odp).

EUFOAM Conference, Borovets, Bulgarie, 14-16 Jul. 2010, “Understanding negative and positive static dilatancy in liquid foams” (P. Rognon, F. Molino, C. Gay), communication orale.

New Trends On Growth And Form, Agay, France, 20-25 juin 2010, “Hidden timescale in paste of deformable grains” (S. Bénito, C.-H. Bruneau, T. Colin, I. Einav, C. Gay, F. Molino, P. Rognon), poster.

EUFOAM Conference, Noordwijk, Pays-Bas, 8-10 Jul. 2008, “Dilatancy in Liquid Foams : A Question of Geometry ?” (P. Rognon, F. Molino, C. Gay), communication orale. Résumé / Abstract.

Franco-Israeli Trends in soft matter, biophysics and microfluidics, Biarritz, 7-10 sept. 2007, “Foam or emulsion rheology : a family of constitutive equations” (S. Bénito, C.-H. Bruneau, T. Colin, C. Gay, F. Molino), poster.

30th Annual Meeting of the Adhesion Society, Tampa, Florida, États-Unis d’Amérique, 18-21 février 2007, “Understanding crack versus cavitation in pressure-sensitive adhesives : the role of kinetics” (J. Teisseire, F. Nallet, P. Fabre, C. Gay), communication orale.

11th International Congress on Corrosion and Fouling, San Diego, July 2002, “Some fundamentals of adhesion in synthetic adhesives”, invited talk.

Biomechanics of Adhesion, Anaheim, janvier 2002, “Stickiness : some fundamentals of adhesion”, invited talk.

Principles of Soft Matter, Santa Fe, NM, Etats-Unis, Mai 2001. “How dry is a splash ?” (C. Gay, S. Koehler, H. Stone), poster.

Division of Fluid Dynamics 2000, American Physical Society, Washington, DC, Etats-Unis, novembre 2000. “Cavitation in adhesives” (I. Chikina, C. Gay), communication orale.

“23rd Annual Meeting of the Adhesion Society”, Myrtle Beach, SC, Etats-Unis, février 2000. “Does stretching affect adhesion ?” (C. Gay), communication orale.

“Soft Condensed Matter : What’s New After 30 Years ?”, en l’honneur de Pierre-Gilles de Gennes, Les Houches, septembre 1998. “A theory of tackiness” (C. Gay, L. Leibler), poster, “Hysteretic incompatibility between polymer chains” (C. Gay, E. Raphaël), poster.

“Fluctuation-mediated Interactions in Soft Matter”, en l’honneur de Philip Pincus, Les Houches, octobre 1996. “Separation of statistically branched polymers by injection into a nanopore”, poster.

“Dynamiques lentes des milieux hétérogènes mous”, Les Houches, février 1995. “Grafted surface under polymer melt shear flow”, communication orale.

## **B.8 Enseignement, formation et diffusion de la culture scientifique**

### **B.8.1 Enseignement**

<http://www.crpp-bordeaux.cnrs.fr/~cgay/enseign.html>

- Une journée par an depuis 1999. Théorie de l’adhésion. Marseille, IUSTI (Polytech’Marseille <http://iusti.polytech.univ-mrs.fr/>)

### **B.8.2 Participation à des revues ou ouvrages de vulgarisation**

Revue “La Recherche” :

- jeux de physique (tous les deux mois puis tous les mois, de juin 1999 à octobre 2003)
- chroniques (tous les mois, de décembre 1999 à avril 2001)
- Wikipedia, voir paragraphe 5.13.

### **B.8.3 Interventions dans la presse écrite et audiovisuelle**

- Plusieurs articles sont parus en 1999 dans des périodiques et des quotidiens grand public à l’occasion de l’article sur les bulles piégées dans les adhésifs [16].
- CNRS Thema <http://www2.cnrs.fr/presse/thema/320.htm> (automne 2004)

### **B.8.4 Participation à des travaux d’expertise**

- Referee principalement pour : EPL, Phys. Rev. E, Eur. Phys. J. E, Phys. Rev. Lett.

## **B.9 Transfert technologique, relations industrielles et valorisation**

En 2010, un contact tripartite avec Essilor et la société de transfert technologique de l’Université de Mons sur les rides (chapitre 6) a failli aboutir, mais les négociations avec la Délégation du CNRS ont abouti : le post-doc a finalement été recruté sur un contrat bilatéral Essilor-Mons.



## Annexe C

# Animation, formation, encadrement

### C.1 Étudiants

#### C.1.1 Stagiaires

Guillaume Roux (en 2001) a travaillé avec Michael Brenner et moi sur l’optimisation de problèmes aux valeurs propres.

Guillaume Vidalenc (en licence en 2002) a travaillé avec moi sur le sujet de l’élasticité des milieux granulaires.

Timothée Martiel (en Master 2 début 2011) a modifié la simulation Soft Dynamics de Pierre Rognon de manière à introduire du mouvement brownien pour les particules, dans le cadre d’une collaboration avec Bérengère Abou à MSC. C’est un travail encore en cours.

Vicard Du (en Master 2 au printemps 2011) a modifié lui aussi la simulation de Pierre Rognon, mais dans l’optique de simuler la montée en adhésion au sein des agrégats cellulaires, dans le cadre d’une simulation avec Claire Wilhelm et Florence Gazeau à MSC (voir le paragraphe 9.5.1).

Par ailleurs, j’encadre chaque année, le plus souvent à distance puisque je leur décris des expériences mais n’en ai pas à leur montrer, de nombreux étudiants qui effectuent un TIPE qui me sollicitent, le plus souvent sur le thème de l’adhésion puisque j’ai longtemps eu quelques pages de vulgarisation sur ce thème sur mon site, notamment au CRPP. C’est d’ailleurs afin de factoriser le travail d’explication conséquent effectué à cette occasion que j’ai commencé à contribuer à Wikipedia, il y a déjà quelques années (voir la section 5.13), où je constatais que certaines notions très courantes n’étaient pas présentées (contact de Hertz, JKR, écoulement de Poiseuille).

#### C.1.2 Ioulia Chikina

Ioulia Chikina est venue en post-doc à l’UMR 167 dirigée par Ludwik Leibler. Nous avons travaillé sur la cavitation dans les adhésifs et sur l’interaction entre les bulles en croissances [17] (voir le paragraphe 5.4).

#### C.1.3 Sylwia Poivet et Jérémie Teisseire

Sylwia Poivet et Jérémie Teisseire ont fait leur thèse au CRPP sur les mécanismes à l’oeuvre dans les adhésifs. Ils ont principalement fait du travail expérimental sous la direction de Pascale Fabre et Frédéric Nallet (section 5.6). J’ai cependant encadré Jérémie Teisseire directement pendant plusieurs mois au cours de sa dernière année, notamment sur un volet théorique de son travail sur la compétition entre cavitation et fracture [22] ainsi que pendant la période de rédaction.

### C.1.4 Sylvain Bénito

Après des discussions sur les phases lamellaires de lyotropes l'année précédente, Thierry Colin (du laboratoire de mathématiques appliquées à Bordeaux 1) m'a proposé de co-diriger la thèse de Sylvain Bénito. François Molino (à Montpellier) a également beaucoup interagi avec Sylvain.

La thèse a consisté en quatre étapes assez distinctes. D'une part, Sylvain a élaboré avec nous (principalement François Molino et moi) un modèle tensoriel pour la rhéologie des mousses [35], (voir section 8.4). Ensuite, il a travaillé avec Thierry Colin et Charles-Henri Bruneau sur les propriétés mathématiques des équations obtenues, puis sur les schémas numériques pouvant être utilisés à cet effet et sur le programme proprement dit. Enfin, de nouveau avec François Molino et moi, il a exploité le programme qu'il avait écrit.

### C.1.5 Pierre Rognon

Pierre Rognon est arrivé en post-doc au CRPP début 2007, et m'a suivi à Paris lorsque je suis allé à MSC à l'automne 2007. Il avait fait sa thèse sur la neige et les milieux granulaires, au CEMAGREF (Grenoble) et au LMSGC (Champs sur Marne) et j'ai beaucoup appris de lui sur les questions actuelles dans ces sujets. À l'issue de son post-doc avec moi, à l'été 2008, il est allé pour un deuxième post-doc chez Itai Einav à Sydney.

Ensemble, nous avons travaillé sur deux sujets principaux. Il s'agissait d'une part d'un travail analytique sur la structure des mousses liquides entre deux plaques [34] (paragraphe 8.2) et sur leur dilatance statique [33] (paragraphe 8.1). D'autre part, nous avons élaboré une nouvelle simulation sur des milieux granulaires mous et immergés, voir la section 7.2, qui a fourni des résultats intéressants sur le temps propre de tels systèmes et leur traduction à l'échelle macroscopique, sur la viscosité et la dilatance dynamique de ces systèmes et sur un scénario local typique [29–32].

### C.1.6 Hugues Vandeparre

Hugues Vandeparre, alors en thèse avec Pascal Damman (InFlux, Université de Mons, Belgique), a passé les mois de mai et juin 2009 à MSC : nous avons élaboré un premier travail théorique sur les hiérarchies de rides (évolution spatiale de la longueur d'onde) et fait des expériences préliminaires sur des rideaux. Ce travail (voir paragraphe 6.4) s'est progressivement enrichi d'autres travaux complémentaires [27].

### C.1.7 Sham Tlili

Sham Tlili a débuté sa thèse fin 2011 à MSC avec François Graner qui est désormais au laboratoire. Nous interagissons beaucoup tous les trois, ainsi qu'avec Philippe Marcq et François Molino comme indiqué plus haut.

## C.2 Participation au Comité National

J'ai été membre élu de la section 11 du Comité National de 2004 à 2008.

## C.3 Animation

Pendant une grande partie de mes six années au CRPP, j'ai participé à l'équipe qui organise les séminaires externes du laboratoire.

Au CRPP également, j'ai contribué, avec Anne Facq, directrice du service informatique du laboratoire, à la mise en place de la version SPIP (<http://spip.net>) du site internet du laboratoire <http://www.crpp-bordeaux.cnrs.fr/> qui avait à l'époque un site statique (guère à jour). J'ai ensuite, avec Anne Facq, d'une part apporté constamment de petites améliorations techniques (et Anne Facq l'a beaucoup fait évoluer

notamment pour les publications) d'autre part et surtout animé l'équipe de collègues qui se chargeait de solliciter les autres membres du laboratoire pour mettre à jour le contenu. La dynamique s'est bien instaurée et le site est actuellement bien à jour.

Au laboratoire MSC, j'ai là aussi mis en place le nouveau site internet du laboratoire <http://msc.www.univ-paris-diderot.fr/>

Sans surprise, la principale difficulté a été de motiver les collègues pour le contenu initial qui remplaçait un contenu très obsolète. Une équipe est désormais en place et nous motiverons peu à peu les collègues pour participer plus régulièrement puis de manière autonome.

Je participe également à l'équipe des séminaires externes du laboratoire (choix des invités et organisation). Par ailleurs, chaque membre de l'équipe est désormais autonome pour préparer et publier les annonces sur le site web du laboratoire.

## C.4 GDR Mousses et Émulsions

Depuis fin 2008, je suis le directeur du GDR Mousses et Émulsions avec l'aide administrative de Claudine Héneaux (2009) puis de Carole Philippe-Barache (depuis novembre 2009). Un an ou deux plus tôt, j'avais mis en place le site du GDR. Michèle Adler, qui partait à la retraite, m'a proposé de prendre sa suite.

J'ai repris l'habitude de Michèle Adler de financer non seulement des réunions annuelles (et si besoin, en priorité les étudiants), mais aussi des missions de collaborations entre équipes membres.

J'ai en outre développé des réunions plus resserrées (typiquement de dix participants).

### C.4.1 Réunions annuelles et ateliers

J'ai organisé les réunions annuelles depuis 2009. Et cela, avec l'aide de Claudine Héneaux ou de Carole Barache, ainsi que celle d'Alain Ponton ou de Valentin Leroy depuis 2010.

Les réunions générales, où se retrouve la communauté française des mousses et quelques personnes des émulsions, sont effet particulièrement précieuses pour rencontrer la communauté et découvrir les thèmes actuels. Et ceci, particulièrement pour les étudiants qui débute ou pour les chercheurs qui découvrent un nouveau domaine (j'en avais moi-même bénéficié en 2006).

Plusieurs ateliers d'une journée été organisés, en général à l'initiative d'un autre membre du GDR : acoustique des mousses (septembre 2009), quels algorithmes pour identifier des structures (novembre 2009), particules aux interfaces (juillet 2011), wikipedia (novembre 2011), mousses et tissus (novembre 2011).

### C.4.2 Participation collective à wikipedia

Dès le début de ma participation au GDR Mousses, j'ai réalisé la richesse que constituait une telle communauté cohérente. J'ai aussi constaté la pauvreté de la présence de la matière molle sur Wikipedia, francophone et même anglophone. J'ai alors proposé (en 2006 ou 2007) que nous y participions collectivement, en commençant par des notions de base encore inexistantes pour arriver finalement aux notions qui sont directement utiles à nos étudiants.

À partir de cette époque, avec Emmanuelle Rio (Orsay), de façon à vrai dire assez discontinuée, nous avons travaillé sur des articles comme l'adhésion capillaire, la tension de surface et quelques autres autour des adhésifs et des mousses, en version française.

En novembre 2011, nous avons commencé une entreprise plus ambitieuse. Dix membres du GDR se sont retrouvés pour faire un état des lieux du sujet des mousses et des émulsions sur Wikipedia anglophone. Nous avons commencé à restructurer quelques articles clés et à dresser un plan de travail. Nous essaierons de motiver chaque équipe pour se retrouver régulièrement pour travailler un thème précis. Le but est d'arriver assez vite à un niveau d'explication où il sera possible de faire presque l'équivalent d'un article de revue sur un thème plus précis comme par exemple : rhéologie des mousses et des émulsions, stabilité des mousses, rhéologie interfaciale des monocouches et des films.

Nous nous concentrons sur la version anglophone afin d'être présents sur cette version inévitablement plus complète. Nous prévoyons de demander à nos étudiants de mettre à jour la version française.

### **C.4.3 Nouveauté 2011 ateliers**

En juillet 2011, les organisatrices de l'atelier sur les particules (Anne-Laure Bianco, Élise Lorenceau, Cécile Monteux) avaient divisé la journée en trois thèmes (interaction entre quelques particule à l'interface, comportement d'une couche dense de particules, matériaux chargés en particules).

Elles ont initié un nouveau type d'intervention, en plus des présentations classiques : plusieurs personnes étaient chargées de présenter et de discuter quelques articles importants sur la question, dont les auteurs étaient parfois dans la salle ! Ces interventions ont permis de bien discuter pour prendre le temps de comprendre, et ont été très appréciées.

Nous avons repris cette formule, appréciée là aussi, pour la réunion générale de septembre 2011, en insérant deux demi-journées sur les thèmes "stabilité et smart foams" et "dynamique rapide", ainsi que pour celle de septembre 2012 (mousses chargées en huile).

### **C.4.4 Bilan : contraintes et enthousiasme**

Quelques contraintes agrémentent le plaisir équanime d'être au coeur d'une communauté dynamique. La contrainte la plus intéressante, même si on la souhaiterait moins statique, est que l'on reçoit les crédits tardivement (typiquement en avril), ce qui fournit sur un plateau l'occasion de concentrer agréablement les activités non pas au début de l'année civile, mais plutôt à des périodes déjà chargées. De ce point de vue, l'année du renouvellement du GDR, en 2010, a d'ailleurs été assez dépayssante. Le renouvellement au 1er janvier 2010 a été connu au mois d'avril. Pour autant, il n'était pas prévu, m'a-t-on dit, que des crédits soient accordés. Des crédits ont finalement été versés en juillet-août mais nous l'avons appris mi-septembre et par hasard. Il va sans dire que toutes les dépenses devaient être effectuées pour fin novembre.

La communauté des mousses et des émulsions est très présente et très vivante en France. Il y règne un bon esprit coopératif. Preuve du dynamisme du domaine, de nouveaux thèmes sont apparus au GDR depuis sa création en 2006 : acoustique des mousses, mousses et tissus, mousses et émulsions complexes (notamment stabilisées par des particules plutôt que par des tensio-actifs), mousses et émulsions complexes (dont la phase continue est elle-même un fluide complexe, par exemple une émulsion ou un gel). C'est donc avec beaucoup de plaisir que je participe à cette communauté.