



HAL
open science

Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et leur érodabilité – Etude macroscopique et locale du comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles

Keang Sè Pouv

► **To cite this version:**

Keang Sè Pouv. Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et leur érodabilité – Etude macroscopique et locale du comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Caen, 2011. Français. NNT: . tel-00626301

HAL Id: tel-00626301

<https://theses.hal.science/tel-00626301v1>

Submitted on 25 Sep 2011

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.

T H E S E

Présentée par

M. Keang Sè POUV

Et soutenue

Le 13 juillet 2011

En vue de l’obtention du

DOCTORAT de l’UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Mécanique des milieux fluides

(Arrêté du 07 août 2006)

**Vers un lien entre propriétés mécaniques de sédiments cohésifs et
leur érodabilité — Etude macroscopique et locale du
comportement en rhéométrie et en érosion de matériaux modèles**

JURY :

M. Daniel BONN	Directeur de Recherche CNRS à l’ENS de Paris Professeur à l’Université d’Amsterdam	Rapporteur
M. Christophe LANOS	Professeur à l’IUT de Rennes	Rapporteur
M. Jérôme BROSSARD	Professeur à l’Université du Havre	Examineur
M. Pierre LE HIR	Docteur-Ingénieur, Chercheur à l’IFREMER de Brest	Examineur
M. Daniel LEVACHER	Professeur à l’Université de Caen	Examineur
M. Anthony BESQ	Maître de Conférences à l’Université de Caen	Examineur
M. Sylvain GUILLOU	Maître de Conférences (HDR) à l’Université de Caen	Directeur de thèse

A mes parents.

*“What we observe is not
nature itself, but nature exposed
to our method of questioning.”*

*Werner Karl Heisenberg
(German Physicist, 1901-1976)*

Remerciements

Ce travail a été réalisé grâce à la participation financière du Ministère de la Recherche de la France (allocation MESR, contrat n° 27492 - 2007). Pendant mes trois premières années de thèse, l'Université de Caen m'a permis d'être un moniteur d'initiation à l'enseignement supérieur (MIES) à l'ESIX Normandie.

Octobre 2007 – Juin 2011, c'est la période où j'ai été intégré au sein du groupe Mécanique des Fluides et Rhéologie du LUSAC (Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg) pour réaliser ce travail de recherche qui fut une histoire passionnante et mémorable dans ma vie. Je ne saurais pas ainsi présenter ce travail sans exprimer ma profonde reconnaissance à toutes les personnes sans lesquelles cette thèse n'aurait pu être ce qu'elle est aujourd'hui.

En premier lieu, je tiens à remercier sincèrement mes directeur de thèse et encadrant, M. Sylvain Guillou, Maître de Conférences et HDR à l'ESIX Normandie, et M. Anthony Besq, Maître de Conférences à l'ESIX Normandie, pour leurs constants soutiens et conseils. Je remercie tout particulièrement M. Anthony Besq pour m'avoir consacré ce temps précieux et pour avoir partagé ses larges connaissances expérimentales et en rhéologie. Je te remercie également de m'avoir fait confiance et je me sens très heureux d'avoir travaillé avec toi, Anthony.

J'exprime ici ma profonde gratitude envers M. Daniel Bonn, Directeur de recherche CNRS à l'ENS de Paris et Professeur à l'Université d'Amsterdam, et M. Christophe Lanos, Professeur à l'IUT de Rennes, pour avoir accepté la lourde tâche de rapporter sur cette thèse.

Mes plus vifs remerciements vont également à M. Jérôme Brossard, Professeur à l'Université du Havre, M. Pierre Le Hir, Docteur-Ingénieur et Chercheur à l'IFREMER de Brest, et M. Daniel Levacher, Professeur à l'Université de Caen, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury.

Je me sens aussi redevable envers M. Bertrand Boudard, Professeur à l'Université de Caen et Directeur du LUSAC, de m'avoir accueilli dans son laboratoire, ainsi que M. Rachid Makhloufi, Professeur à l'Université de Caen, qui fut mon directeur de thèse pendant la première année avant qu'il ne parte vers un autre horizon avec de nouvelles responsabilités.

Ma reconnaissance chaleureuse s'adresse aussi à toutes les personnes du LUSAC et de l'ESIX Normandie, en particulier, Alina, Claude, Tanguy, Stéphanie, Marion, Bruno, Pascal, Bertrand, Hammou et les autres, pour leur sympathie et leur bonne humeur. Merci à Claude d'avoir été le pilier de tout le développement technique et de la fabrication des éléments expérimentaux (les géométries de mesure et le mini-canal annulaire). Je n'oublie

pas, bien sûr, mes collègues doctorants et de Master, et surtout, Ferhat, Hau, Romuald, Lan, Alexis, Tri, Mohamed, Régis et les autres, qui ont contribué à leur manière, à créer une ambiance de travail agréable.

Je tiens à remercier profondément de tout mon cœur mes parents, mes frères et sœurs, sans eux je ne pourrais pas être là où j'en suis ce jour. Les fruits de ce travail sont également les leurs. Je me souviens bien évidemment de mes amis cambodgiens, ici en France comme ailleurs (Kokleang, Kolneath, Nut, Savuth, Serey, Vathana, Manitou, Sam Ol, Puthik, Bun Eang, Seng, ...), d'avoir partagé de moments de joie mais aussi de "stress".

Enfin, j'aimerais offrir mes égards et bénédictions à vous tous.

Keang Sè POUV

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	7
1 Problématique de l'érosion dans le cadre du transport de matériaux cohésifs	11
1.1 Conditions générales d'un environnement marin naturel	11
1.1.1 Caractéristiques des sédiments	11
1.1.2 Caractéristiques des forçages hydrodynamiques	12
1.1.3 Profils de concentration et de vitesse	13
1.2 Processus du transport et de l'érosion	14
1.2.1 Modes de transport	14
1.2.2 Modes d'érosion	15
1.2.3 Facteurs influents sur la stabilité de sédiments cohésifs	16
1.3 Approches expérimentales de l'érosion	20
1.3.1 Principes technologiques des instruments	20
1.3.2 Nature et mise en œuvre des échantillons	23
1.3.3 Séquences de sollicitation mécanique	26
1.3.4 Paramètres d'analyse de l'érosion	27
1.4 Rhéométrie des sédiments cohésifs	29
1.4.1 Principe des essais rhéométriques	29
1.4.2 Caractères complexes de la contrainte seuil et de la thixotropie	33
1.4.3 Connaissances des propriétés rhéologiques des sédiments cohésifs	40
1.5 Bilan et objectifs de la thèse	43
2 Techniques expérimentales pour la caractérisation mécanique macroscopique et locale	47
2.1 Matériels utilisés	47
2.1.1 RheoScope1	47
2.1.2 Mini canal annulaire implanté sur le rhéoscope1	49
2.1.3 Banc de Vélocimétrie par Images de Particules	53
2.2 Géométries de mesure	53
2.2.1 Présentation des géométries	53
2.2.2 Calibration des géométries rugueuses	55
2.3 Etapes de conditionnement des fluides	57

2.3.1	Essais rhéométriques	57
2.3.2	Essais en canal d'érosion	58
2.4	Protocole de sollicitation mécanique	58
2.4.1	Essais rhéométriques	58
2.4.2	Essais en canal d'érosion	59
2.5	Microvélocimétrie par suivi particulaire (μ PTV)	59
2.5.1	Principe	59
2.5.2	Cartographie des points d'observation	61
2.5.3	Détection et suivi des particules	61
2.6	Etalonnage spatial du dispositif optique de rhéoscope1	63
2.6.1	Etalonnage de la distance focale	63
2.6.2	Etalonnages de la position radiale	64
2.6.3	Traitements statistiques spatio-temporels	67
2.6.4	Choix de la méthode d'étalonnage par une qualification avec la géométrie <i>PP28 Al</i>	71
2.7	Caractérisation des géométries rugueuses par μ PTV	72
2.7.1	Géométrie <i>PP28 Al/PMMA rugueux</i>	72
2.7.2	Géométrie <i>PP28 dentés</i>	74
2.8	Techniques d'analyse du suivi particulaire pour une longue période d'observation en un point fixe	74
2.8.1	Principe	75
2.8.2	Vérification de l'hypothèse de similitude des déplacements	77
2.9	Mise en œuvre du canal	79
2.9.1	Configuration expérimentale du banc de PIV	79
2.9.2	Calcul des champs de vitesse en PIV	81
2.9.3	Localisation de la zone d'observation des déformations de substrat fluide	85
2.10	Conclusion	85
3	Matériaux modèles comme simulants des sédiments cohésifs	87
3.1	Systèmes coincés comme systèmes modèles	87
3.1.1	Aspects généraux	87
3.1.2	Propriétés recherchées et choix des systèmes de l'étude	88
3.2	Matériaux utilisés	89
3.2.1	Carbopol	89
3.2.2	Laponite	90
3.2.3	Traceurs particuliers	91
3.2.4	Particules solides de PMMA	92
3.3	Caractéristiques connues des suspensions de carbopol et de laponite	92
3.3.1	Suspensions de carbopol	92
3.3.2	Suspensions de laponite	93
3.4	Préparation des sédiments modèles	95
3.4.1	Suspensions de carbopol à 0,3 %	95
3.4.2	Suspensions de laponite-carbopol	96
3.5	Etude rhéométrique sommaire des sédiments modèles	97

3.5.1	Comportement en écoulement	97
3.5.2	Reproductibilité de préparation et vieillissement des fluides	99
3.5.3	Influence de la charge en particules de PMMA	100
3.5.4	Influence du taux de forçage externe	101
3.5.5	Influence de l'état structurel initial	104
3.6	Conclusion	107
4	Comportement des sédiments modèles sollicités mécaniquement en configuration viscosimétrique	109
4.1	Caractérisation du champ de vitesses	109
4.1.1	Cas d'une contrainte imposée proche du seuil de contrainte	111
4.1.2	Cas de contraintes imposées supérieures au seuil de contrainte	117
4.1.3	Synthèse	123
4.2	Dynamique de recouvrance	125
4.2.1	Influence de l'intensité du précisaillement	125
4.2.2	Cas de différents matériaux viscoplastiques	128
4.3	Dynamique de transition pour une marche de contrainte	131
4.3.1	Etude macroscopique	131
4.3.2	Etude locale	134
4.4	Dynamique de transition pour une rampe de contrainte	145
4.4.1	Etude macroscopique	145
4.4.2	Etude locale	151
4.5	Conclusion	159
5	Comportement des sédiments modèles soumis à une contrainte de frottement hydrodynamique	161
5.1	Champ hydrodynamique au sein du canal annulaire	161
5.1.1	Caractérisation de la vitesse du plateau d'entraînement	161
5.1.2	Champs d'écoulement à proximité du fond	163
5.2	Processus d'érosion/déformation avec immiscibilité entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement	174
5.2.1	Description macroscopique de la transition solide/liquide	174
5.2.2	Dynamique particulière sous sollicitation et en recouvrance	178
5.3	Processus d'érosion/déformation avec miscibilité entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement	187
5.3.1	Suivi macroscopique dimensionnel de l'érosion	187
5.3.2	Analyse locale des processus physiques de l'érosion	189
5.4	Conclusion	192
	Conclusion générale et perspectives	195
	Bibliographie	199
	Table des figures	209
	Liste des tableaux	221

Nomenclature	223
A Dynamique particulaire en oscillation – cas d’un fluide Newtonien	227
B Champs hydrodynamiques au sein du canal annulaire	229
B.1 Substrat rigide	229
B.2 Substrat carbopol de section S100	230
B.3 Substrat laponite-carbopol de section S100	231
B.4 Substrat carbopol de section S1.33	233

Introduction

Les espaces littoraux comme les estuaires et les ports sont des espaces privilégiés pour un grand nombre d'activités humaines. Une des préoccupations environnementales majeures de ces espaces concerne le déplacement et le dépôt de sédiments marins cohésifs (vases), composés principalement des particules argileuses et minérales inertes ainsi que de matières organiques, sous l'effet d'événements naturels (i.e. marées et tempêtes) et de certaines activités humaines (i.e. navigation et rejet des déchets). L'accumulation du dépôt de sédiments fins (envasement) dans une zone d'estuaire peut éventuellement affecter la circulation maritime, la qualité de l'eau, l'habitat aquatique, ... La pollution parfois importante contenue dans les vases estuariennes soulève des problématiques d'écotoxicité qui conditionnent fortement les procédures de dragages et qui interrogent en termes de contamination et de santé publique.

La compréhension et la modélisation de l'ensemble des processus clés dans la gestion naturelle ou artificielle de ce que certains appellent des boues polluées et d'autres des sédiments cohésifs sont un sujet dont l'importance est croissante depuis que les préoccupations environnementales et économiques ont été rapprochées.

Les thématiques des Journées Scientifiques et Techniques 2010 du CETMEF¹, inscrites dans les Grenelles de l'Environnement et de la Mer, en témoignent : stratégie de gestion durable du trait de côte, gestion environnementale des sédiments de dragage, adaptation des structures côtière au changement climatique, ... On peut également citer l'établissement public territorial de bassin de la région Poitou-Charente qui est confronté à des problématiques de désenvasement du fleuve Charente².

La maîtrise de la gestion de ces environnements nécessite ainsi de mieux comprendre les dynamiques complexes au niveau des couches de sédiments marins qui sont, par essence, variées dans le temps et dans l'espace.

Pendant ces dernières décennies, de nombreuses approches expérimentales (in-situ et en laboratoire) et numériques ont été réalisées et développées continuellement pour l'étude de stabilité et de transport des sédiments cohésifs.

Si les modèles turbulents gèrent correctement le transport et le mélange de grandeurs comme la quantité de mouvement, la salinité, les concentrations chimiques et des matières en suspension (vase ou sable), à l'intérieur de leurs domaines, les flux aux interfaces dépendent fortement de paramétrisations empiriques qui sont la source de grandes incertitudes. C'est le cas des flux de sédiments au fond, en particulier pour les processus de mise en suspension et d'érosion.

1. Voir le site web www.jst-2010.fr/.

2. Rapport d'étude du LUSAC pour le projet de désenvasement du barrage de Saint Savinien.

De nombreuses études expérimentales visant à mieux définir ces processus, ou plus précisément cette transition entre la couche sédimentaire solide formant un tout et la couche arrachée et/ou remise en suspension, soulignent la difficulté de cette tâche et donnent des résultats qui ne sont pas universels de par les choix des techniques expérimentales et des modèles mathématiques.

L'utilisation de sédiments cohésifs naturels complexifie notablement le travail et la capacité à dégager des lois générales de leur comportement mécanique. Si ces matériaux sont remaniés, on peut alors les considérer comme homogènes. In-situ, on a affaire à un matériau présentant un gradient de propriétés selon la profondeur de la couche sédimentaire car le processus de formation "sédimentation/consolidation" conduit à une augmentation de la concentration en matière solide.

Du point de vue rhéologique, "la contrainte seuil et la thixotropie" sont les deux caractéristiques principales des sédiments cohésifs. La conséquence pratique déjà présentée est que ces matériaux sont capables d'opérer une transition réversible entre l'état solide et l'état fluide avec des temps caractéristiques bien spécifiques. La caractérisation d'une telle transition, pour un matériau homogène, est expérimentalement très délicate car le mode opératoire retenu et l'échelle de temps d'observation jouent un rôle important. Que ce soient des tests d'érosion ou des essais rhéométriques, il faut être en mesure de détecter et de décider de l'occurrence d'un écoulement et de suivre son établissement. Il faut donc être capable de caractériser finement la dynamique du comportement mécanique sur un domaine important de déformations.

La rhéométrie peut répondre à ces exigences dans le cadre de sollicitations mécaniques en cisaillement simple obtenues en confinant le matériau entre des outils. Mais cela reste insuffisant, car cette configuration reste différente de celle de l'érosion pour laquelle le fond sédimentaire est perméable vis-à-vis du fluide de surface en écoulement (eau de mer) et est soumis à une contrainte de frottement hydrodynamique. Ces deux configurations de test doivent être abordées conjointement si l'on veut savoir dans quelle mesure les données rhéométriques sont exploitables pour établir des modèles de transition nécessaires aux codes de calculs.

Plusieurs études pour différents systèmes à seuil, thixotropes ou non, ont montré l'importance de travailler à une échelle locale du fait du développement d'inhomogénéités au cours de la transition entre les deux états, solide et liquide, de ces matériaux. Cette approche locale est réalisable à l'aide de techniques plus ou moins lourdes et coûteuses (RMN, imagerie de particules (PIV ou PTV) et vélocimétrie Doppler (ondes sonores ou laser)). La conséquence immédiate du choix de techniques basées sur l'imagerie optique est la nécessité d'utiliser un matériau modèle transparent. Cela est à la fois contraignant mais aussi avantageux car on est alors en mesure de disposer de matériaux avec des propriétés de seuil et de thixotropie ajustées, homogènes et stables dans le temps.

L'emploi de techniques rhéo-optiques, pour étudier macroscopiquement et localement les comportements mécaniques de deux matériaux modèles simulant les sédiments cohésifs naturels, fait l'objet principal de ce travail de thèse. Deux dispositifs expérimentaux, un rhéomètre équipé d'un microscope et un mini-canal annulaire à érosion s'accouplant au même rhéomètre, sont ainsi mis en œuvre en exploitant parallèlement des techniques de vélocimétrie par suivi particulaire (PTV) et par images de particules (PIV).

Ce mémoire de thèse se décompose en cinq chapitres.

Le premier chapitre, posant le cadre de notre étude, est consacré à la description générale de la problématique du transport, des différentes approches expérimentales de l'érosion, du principe technique de la rhéométrie et des comportements rhéologiques de sédiments cohésifs naturels.

Le second chapitre concerne la description des dispositifs expérimentaux (rhéomètre, géométries de mesure et mini-canal annulaire) et des différentes méthodes associées (vélocimétrie par suivi de particules et vélocimétrie par images de particules), utilisés dans ce travail. Les étalonnages et les qualifications de ces outils seront également exposés.

Le troisième chapitre est dédié particulièrement à la mise au point de deux types de matériaux modèles transparents à seuil (gel de carbopol et gel mixte laponite-carbopol) simulant les sédiments cohésifs naturels. Les protocoles de fabrication et une étude rhéométrique sommaire de ces matériaux seront rapportés.

Le quatrième chapitre est axé sur l'étude du comportement des sédiments modèles pour différentes conditions de sollicitation mécanique en rhéométrie. L'analyse, macroscopique et locale, de la transition solide/liquide sera effectuée. L'influence de l'état de surface des géométries sera par ailleurs examinée.

Dans le dernier chapitre, on présentera l'étude de la stabilité des sédiments cohésifs modèles déposés au fond du mini-canal annulaire transparent et soumis à un entraînement par un fluide. Le champ hydrodynamique du fluide d'entraînement et les processus physiques locaux de déformation et d'érosion des sédiments modèles seront caractérisés. Une attention particulière sera portée à l'influence de la section soumise à l'entraînement et de la perméabilité de la couche sédimentaire vis-à-vis du fluide d'entraînement.

Enfin, la conclusion générale et les perspectives de ce mémoire permettront de faire une synthèse de nos résultats et d'introduire d'autres points importants à examiner ultérieurement.

Chapitre 1

Problématique de l'érosion dans le cadre du transport de matériaux cohésifs

En mécanique des fluides, le transport sédimentaire correspond à la mise en mouvement de particules solides dans un écoulement.

Ce premier chapitre est consacré à une étude bibliographique nécessaire pour comprendre le comportement d'un matériau en érosion et faire un parallèle avec celui observé en rhéométrie lors de la mise en écoulement. Les descriptions générales d'un sédiment cohésif et des conditions hydrodynamiques en milieu marin seront d'abord rappelées. Nous détaillerons également les différents modes de transport et d'érosion ainsi que leurs facteurs influents. Ensuite, une synthèse des diverses approches expérimentales de l'érosion existantes sera présentée. Quelques principes rhéométriques et comportements rhéologiques des sédiments cohésifs, et plus généralement des matériaux de comportement similaire, seront également décrits. Enfin, ces éléments permettront de définir une approche expérimentale pour une étude couplée rhéologie/érosion.

1.1 Conditions générales d'un environnement marin naturel

1.1.1 Caractéristiques des sédiments

Il existe une variété importante de sédiments dans la nature. Très souvent, les sédiments sont caractérisés par la distribution de la taille des grains (spectre granulométrique) comme celle proposée par Wentworth en 1922 [143]. Concernant la problématique du transport, les sédiments sont seulement distingués par deux grandes classes : les sédiments non-cohésifs et les sédiments cohésifs.

Les sédiments non-cohésifs contiennent des particules grossières de tailles supérieures à $63 \mu\text{m}$ (i.e. les sables, les graviers et les galets). Généralement, il n'y a pas d'interactions physico-chimiques entre ces particules grossières. En revanche, les sédiments cohésifs sont constitués principalement d'argiles de taille inférieure à $2 \mu\text{m}$ (telles que les espèces kao-

linite, illite, smectite et chlorite) et des silts de taille comprise entre 2 μm et 63 μm . Les propriétés clés des minéraux argileux incluent : la taille, la forme et la surface particulaire, la composition chimique, les charges particulières et la capacité d'échange de cations (ces deux dernières sont dépendantes du pH) [19]. La nature cohésive des sédiments résulte des forces attractives entre les particules fines qui tendent à s'assembler et développer un réseau structurel. Ceci constitue ainsi une différence majeure par rapport au cas des sédiments grossiers.

En milieux côtiers et estuariens, les sédiments cohésifs se rapportent généralement à des vases. En effet, une vase est un mélange très complexe de plusieurs éléments, notamment : l'eau (salée ou saumâtre), des particules argileuses, diverses matières organiques (les bactéries ainsi que les détritiques végétaux et animaux), et souvent, une petite quantité de sables et de silts [9]. Parmi ces différents constituants, la présence des particules argileuses conditionne directement le comportement mécanique de la vase (i.e. l'existence d'un seuil de contrainte et le phénomène de thixotropie) [97]. Compte tenu du phénomène d'auto-consolidation dans le temps, la densité des sédiments cohésifs augmente (diminution de la teneur en eau) en fonction de la profondeur au sein du lit sédimentaire. Les vases fraîchement consolidées ont, souvent, des densités inférieures à 1300 kg/m^3 [113]. Les vases naturelles sont globalement appelées selon leur origine géographique ; par exemple, les vases de la baie du Mont St-Michel, les vases de l'estuaire de la Gironde, etc.

1.1.2 Caractéristiques des forçages hydrodynamiques

Les espaces maritimes sont caractérisés par le changement rapide de la profondeur d'eau (surcote et décote) dans le temps et dans l'espace. Ces fortes variations de niveau induisent une hydrodynamique spécifique qui conditionne le déroulement du processus sédimentaire (i.e. l'évolution de la morphologie du rivage). Les forçages hydrodynamiques (courants et vagues) peuvent, par ailleurs, induire une contrainte de cisaillement au fond pouvant produire l'érosion et/ou le dépôt de sédiments [16, 47, 65, 109, 126, 141]. Les conditions hydrodynamiques locales sont principalement liées aux forçages, mais, également à la topographie considérée.

La *marée* est un mouvement naturel pseudo-périodique de fluctuation du niveau de la mer qui est dû aux effets de l'attraction gravitationnelle de la lune et du soleil, ainsi que de la rotation de la terre sur son orbite. Celle-ci est un processus très important puisqu'elle définit l'existence des estrans (dits encore, par anglicisme, zones intertidales). Les courants de marée (mouvement horizontal) peuvent être décomposés selon deux directions qui sont parallèle et perpendiculaire à la côte. Le courant parallèle à la côte est principalement relatif aux processus de grande échelle et est généralement plus puissant que le courant perpendiculaire à la côte.

Les *événements météorologiques*, outre la marée, agissent sur le système d'eau à travers les vents et les gradients de pression atmosphérique. Le vent est un facteur moteur des courants côtiers qui est capable d'entraîner de grandes variations du niveau d'eau. Le flux d'eau peut être en relation avec la direction relative du vent par rapport à la côte. Pour la période de vent de mer, un afflux d'eau de la surface libre vers le rivage est compensé par un courant à proximité du fond (dû à la pente de la côte) dirigé vers le large qui peut être responsable de l'érosion des fonds sédimentaires [16, 47].

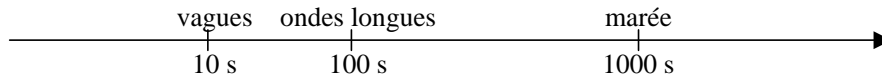


FIGURE 1.1: *Echelle des temps hydrodynamiques en milieu littoral (d'après [16]).*

Les ondes ou les perturbations de la surface libre (interface eau/atmosphère) sont d'origines diverses, tels que la marée, les vents, les tempêtes, les bateaux, etc. D'après Brière [16], ces ondes de surface libre, y compris, les vagues (ondes de gravité), les ondes longues (ondes infragravitaires) et la marée, peuvent être caractérisées par des périodes distinctes suivant l'échelle des temps hydrodynamiques (figure 1.1).

1.1.3 Profils de concentration et de vitesse

La figure 1.2 illustre les profils verticaux de vitesse et de concentration de la matière pour un écoulement à surface libre comme dans le cas des environnements maritimes ou estuariens. Typiquement, la vitesse d'écoulement diminue en fonction de la profondeur. L'écoulement est généralement turbulent près du fond rugueux où les divers événements sont présents.

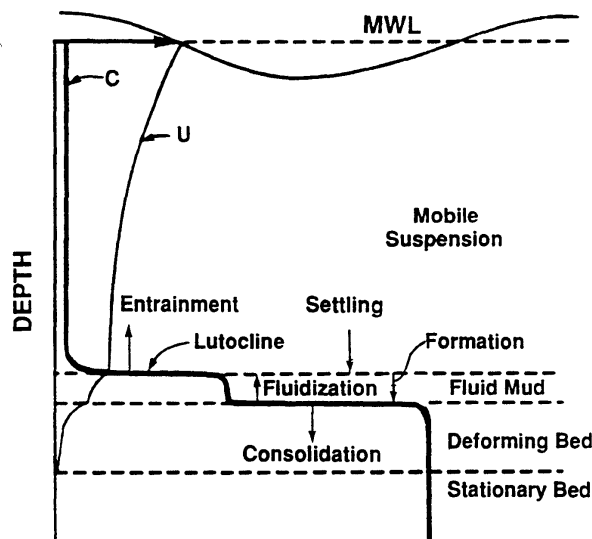


FIGURE 1.2: *Profils verticaux de concentration et de vitesse instantanée en milieu marin (d'après [53]).*

Les sédiments cohésifs peuvent subir des cycles répétés de dépôt et de resuspension dépendants de leur composition, des propriétés chimiques de l'eau (douce à saline) et des conditions hydrodynamiques. La zone supérieure de la colonne d'eau contient les particules en très faible concentration. Ces suspensions diluées ont un comportement de fluides Newtoniens (la viscosité est indépendante de la contrainte de cisaillement) et sont donc très mobiles. La séparation entre la zone de suspension mobile et la zone de la crème de vase est caractérisée par une forte augmentation de la concentration particulaire. La

crème de vase représente une stratification en concentration de sédiments. Typiquement, la concentration moyenne est aux alentours de 200 g/l. La crème de vase est soumise à des cycles d'accumulation-érosion liés aux effets hydrodynamiques. Cette crème de vase est capable de migrer spatialement. La couche déformable du lit cohésif résulte de la consolidation des éléments de la crème de vase [129]. Cette couche mécaniquement résistante peut être érodée, si les conditions hydrodynamiques sont suffisantes, sur une certaine épaisseur. Pour des profondeurs plus importantes, on est en présence de la couche stationnaire qui n'est pas affectée par les efforts hydrodynamiques car elle présente, naturellement, une résistance mécanique très élevée.

1.2 Processus du transport et de l'érosion

1.2.1 Modes de transport

En 1943, Bagnold (cité par [79]) a initié une étude de l'interaction entre la matière solide et un écoulement de fluide en régime turbulent. Ces travaux expérimentaux lui ont permis de décrire le cycle de mouvement de particules de sable qui se divise en quatre processus : l'envol, le transport, le dépôt et le ré-entraînement. Ces différents processus dépendent du type de sédiments (i.e. la taille et la cohésion) et des conditions hydrodynamiques. Le transport apparaît lorsque la contrainte de cisaillement au fond, qui résulte d'un effet combiné des interactions non-linéaires entre la vitesse d'écoulement moyenne et les vagues [47, 122], dépasse une valeur critique. En 1964, Owen (cité par [79]) a observé trois modes de transport sédimentaire incluant : la reptation ou le charriage, la saltation et la suspension.

- *Transport par charriage*

Le charriage concerne le transport sur le fond de particules grossières de sédiments non-cohésifs, typiquement, de taille supérieure à 0,5 mm (i.e. les sables grossiers et les graviers). Sous l'effet des forces hydrodynamiques, les particules se déplacent sur la surface du lit en roulant ou en glissant jusqu'à une position d'équilibre. En général, leur vitesse de déplacement est nettement inférieure à celle de l'écoulement du fluide, et ne dépasse pas 1 m/h.

- *Transport par saltation*

Pour ce mode de transport, la contrainte de cisaillement au fond est suffisamment élevée pour produire une force de portance capable de détacher les particules solides du lit. Les particules sautent au-dessus du fond en suivant une trajectoire plus ou moins balistique sur une faible hauteur de l'ordre de grandeur de la taille des particules. Les grains réagissent généralement peu au caractère turbulent de l'écoulement.

- *Transport par suspension*

Les sédiments susceptibles de se déplacer en suspension sont essentiellement de petite taille comme les sables, les silts et les argiles. Ce genre de transport apparaît lorsque le gradient de vitesse est suffisamment fort pour maintenir en suspension les particules sans que celles-ci ne se redéposent. Les particules sont souvent transportées sur de longues

distances. Contrairement au cas du transport par saltation, les trajectoires de particules en suspension sont désordonnées selon les structures et les intensités de la turbulence.

Pour les sédiments grossiers non-cohésifs, les trois modes de transport peuvent parfois s'effectuer séquentiellement. En ce qui concerne les sédiments cohésifs, ceux-ci sont principalement transportés par suspension. L'état d'érodabilité (érosion) est atteint d'autant plus facilement que la vase (sédiment cohésif) est fraîchement déposée et donc peu consolidée. En outre, il y a un écart entre le seuil pour éroder et celui pour maintenir en suspension.

1.2.2 Modes d'érosion

En première approche, l'érosion est une conséquence d'un non-équilibre entre la force externe s'exerçant au fond (interface sédiment/eau) et les forces internes du lit sédimentaire qui assurent sa cohésion et qui résistent [122].

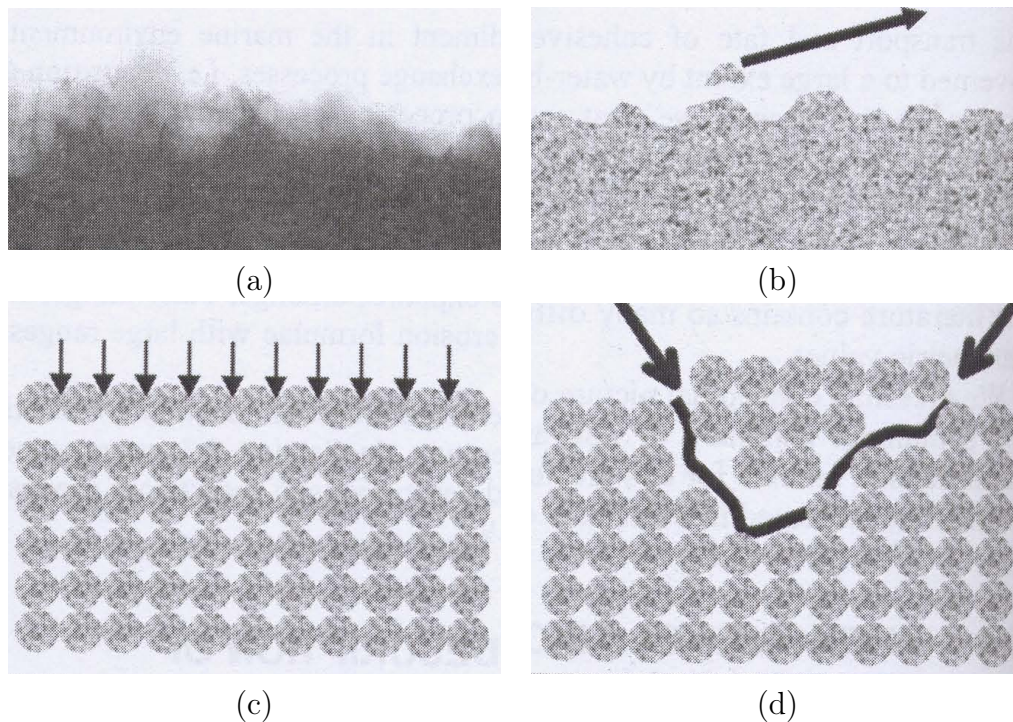


FIGURE 1.3: Modes d'érosion proposés par Winterwerp et van Kesteren [149] : (a) entraînement, (b) érosion en flocculation, (c) érosion en surface, et (d) érosion en masse.

Winterwerp et van Kesteren [149] ont distingué quatre modes d'érosion : l'entraînement, l'érosion en flocculation, l'érosion en surface et l'érosion en masse (figure 1.3). L'entraînement se produit lorsque la vase fluide est entraînée par un écoulement turbulent. L'érosion en flocculation désigne le fait que des floccs à la surface du lit sont individuellement détachés du fond par le courant d'eau. Ce phénomène peut apparaître lorsque la contrainte de cisaillement au fond dépasse la résistance des floccs ou l'adhésion des floccs au lit sédimentaire. La résistance et l'adhésion du flocc peuvent diminuer dans le temps sous l'effet cyclique de contrainte hydrodynamique. L'érosion en surface est un processus de défaillance drainée

(pas de gradients de pression interstitielle) qui apparaît lorsque la contrainte de cisaillement moyenne au fond est au-delà du seuil d'érosion moyen. Dans ce cas, les sables et les petits agrégats sont érodés simultanément et continuellement de la couche surfacique du lit sédimentaire ; ce qui contraste avec le caractère aléatoire spatio-temporelle observé pour l'érosion en flocc. Enfin, l'érosion en masse est un processus non drainé, pour lequel, les morceaux de la matière sont arrachés lorsque les contraintes exercées par le fluide d'entraînement sont largement supérieures à la résistance du lit cohésif ainsi que la résistance résultante des gradients de pression interstitielle. Très récemment, Jacobs et al. [54] ont utilisé cette classification pour étudier l'érosion de sédiments mixtes sables-vases.

Dans la littérature, on parle souvent de deux modes d'érosion en surface (Type I) et en masse (Type II) [1, 49, 118, 131, 150].

1.2.3 Facteurs influents sur la stabilité de sédiments cohésifs

Généralement, les propriétés et la stabilité de sédiments cohésifs varient dans l'espace et dans le temps. Le comportement en érosion peut dépendre de quatre facteurs principaux : les propriétés physico-chimiques de la vase, les propriétés chimiques de fluide d'entraînement, les caractéristiques d'écoulement et la structure du lit cohésif [53]. Par ailleurs, plusieurs auteurs ont montré que les activités biologiques pouvaient également affecter la résistance du lit cohésif, soit en le stabilisant, soit en le déstabilisant [6, 62, 69, 98, 144].

1.2.3.1 Propriétés physico-chimiques des vases

- *Densité et teneur en eau*

Fukuda et Lick [40] ont suggéré que l'augmentation linéaire de la teneur en eau (ou diminution de la densité) correspond à une augmentation logarithmique du taux d'érosion. Jepsen et al. [56] ont également trouvé des résultats similaires. Les faibles valeurs de taux d'érosion pour les densités élevées peuvent être expliquées par une valeur de la contrainte critique d'érosion plus grande [9].

- *Fraction argileuse*

Avec l'accroissement de la fraction argileuse, les vases deviennent plus plastiques (haut indice de plasticité), et peuvent ainsi mieux résister à l'érosion (contrainte critique d'érosion plus importante) [57, 97, 113].

- *Mélange vase/sable*

La composition du mélange vase/sable joue un rôle important sur la capacité érosive [1, 49, 78, 95]. Mitchener et Torfs [78] ont trouvé que la valeur de contrainte seuil d'érosion augmente d'un facteur allant jusqu'à 10 si l'on ajoute seulement 30 % (en concentration massique) de vase à du sable. En plus, cette contrainte peut atteindre une valeur maximale pour une teneur en sable comprise entre 50 % et 70 %, et dépend non seulement de la taille des sables mais aussi des propriétés cohésives de la vase pour des mélanges à plus de 70 % de sable.

- *pH*

En général, le niveau du pH a un effet sur les orientations des particules argileuses ainsi que sur les forces inter-particulaires de sédiments fins. Chaque type d'orientation de particules (face-face, bord-bord ou face-bord) a une répercussion sur le seuil d'érosion. Les pH faibles augmentent les forces attractives inter-particulaires (attraction entre les charges positives sur les bords et négatives sur les faces), ce qui conduit à l'augmentation de la contrainte d'érosion [113, 114]. A l'inverse, pour les pH élevés, les forces de répulsion électrostatique (associations face-face) dominant et la contrainte d'érosion est faible [113].

1.2.3.2 Propriétés chimiques du fluide d'entraînement

- *Teneur en sel*

L'ajout du sel dans l'eau interstielle conduit à la réduction de l'épaisseur de double couche autour des particules, et par conséquent, à la réduction des forces répulsives entre les particules [113]. Ce phénomène favorise l'augmentation de la résistance mécanique de sédiments cohésifs à l'érosion. D'après les travaux d'Aberle et al. [1], le taux d'érosion trouvé dans les sites en eau salée est jusqu'à 5 fois inférieur à celui obtenu dans les sites en eau douce.

- *Température*

En général, le taux d'érosion des sédiments augmente en fonction de la température de l'eau bien que la contrainte de cisaillement au voisinage du fond décroisse par diminution de la viscosité [97, 113]. Selon Partheniades [97], le taux d'érosion à 35°C est égal à environ deux fois le taux d'érosion à 20°C.

1.2.3.3 Caractéristiques d'écoulement

- *Vagues*

Les régimes de vagues peuvent être très différents d'un site à un autre. Bien que les vagues dans les estuaires soient souvent plus petites que celles dans les côtes ouvertes, elles peuvent avoir une influence importante sur les processus de transport et d'érosion, car dans l'eau peu profonde, la contrainte induite par les vagues du vent local est comparable à celle associée au courant de marée [47].

- *Pluviosité*

La pluie a éventuellement un court effet sur la déstabilisation des sédiments [98]. En faisant des observations visuelles sur les sites, Tolhurst et al. [133] indiquent que la présence des averses pendant la marée basse correspond à un épisode de réduction du seuil de contrainte d'érosion des sédiments cohésifs. Les sédiments vaseux s'érodent plus rapidement après le début de la pluie, alors que le taux d'érosion des sédiments sableux semble être inchangé.

1.2.3.4 Structure du lit cohésif

- *Homogénéité des propriétés*

La structure du lit cohésif peut être classée en deux groupes : lits avec les propriétés relativement uniformes (i.e. la densité) sur toute leur épaisseur, et lits déposés ou stratifiés, pour lesquels, les propriétés varient en fonction de la profondeur au sein de la couche [32, 97]. Pour le premier cas, le taux d'érosion est indépendant de la concentration de sédiments sous l'effet des contraintes de cisaillement constantes. Pour le second cas, la contrainte d'érosion augmente à mesure que la couche est érodée.

- *Histoire du dépôt*

L'influence des conditions antérieures de formation du dépôt sur l'érodabilité des sédiments a été envisagée dans certaines études [35, 61, 123]. Les expériences de Lau et Droppo [61] ont montré que la contrainte critique d'érosion du lit sédimentaire déposé en conditions d'écoulement (ou cisaillement) peut être jusqu'à 8 fois plus grande que celle du lit sédimentaire déposé en condition statique. La première configuration est celle souvent rencontrée dans les milieux naturels [35].

- *Consolidation*

Lorsque les contraintes de cisaillement sont faibles par rapport à la valeur critique, les sédiments en suspension tendent à se déposer. Deux étapes de consolidation sont généralement observées [150]. Lors de la première phase, le poids propre des sédiments déposés tend à expulser l'eau interstitielle et à forcer les particules fines à se rapprocher (phase de compaction). La deuxième phase est caractérisée par la déformation plastique du lit sous une surcharge constante (phase de tassement). Comme la consolidation progresse dans le temps, la structure interne du sédiment est parallèlement modifiée. La densité ainsi que la résistance à l'érosion augmentent par conséquent [9]. Le *vieillissement* d'un échantillon de sédiment cohésif, qui se caractérise par le temps écoulé après la compaction, a donc un effet sur le taux (ou contrainte) d'érosion [97].

- *Liquéfaction*

En zones côtières et estuariennes, le mouvement oscillatoire des vagues peut pénétrer à l'intérieur du lit cohésif et engendrer des déformations élastiques voire même la liquéfaction (augmentation de la pression interstitielle) [36, 53]. Ce phénomène de liquéfaction affaiblit la résistance mécanique initiale du sédiment cohésif et favorise le mode d'érosion en masse (Type II) [53].

1.2.3.5 Activités biologiques

- *Communauté biologique*

La communauté biologique inclut les micro-organismes (i.e. les microalgues et les champignons), et les méiobenthos (organismes aquatiques de taille comprise entre 63 μm et 1 mm) et les macrobenthos (organismes comme les vers, les moules, les escargots et les crustacés qui ont une taille supérieure à 1 mm) [101]. En général, ces genres d'organismes peuvent avoir deux types d'influence sur la stabilité du lit cohésif. L'effet positif est décrit comme la stabilisation biogénique ou la biostabilisation ; c'est-à-dire que l'érodabilité

du sédiment, sous l'effet direct ou indirect des activités biologiques, est diminuée. L'effet négatif désigne la déstabilisation du sédiment causée par les activités biologiques qui maintiennent la porosité et empêchent la compaction.

L'influence des activités macrobenthiques sur la stabilité de sédiments est très complexe car elles peuvent avoir un effet stabilisant ou déstabilisant [6, 101]. Selon Pender [101], certaines espèces comme la *Transenella tantilla* qui se déplace sur la surface du lit cohésif peut perturber ou même manger les films microbiologiques existants. Les études de Nowell et al. [88] ont montré que ce type d'espèces peut réduire la contrainte d'érosion des sédiments jusqu'à 20 %.

L'effet net de macrofaune peut désigner la déstabilisation de sédiments. Selon l'étude de Deckere et al. [33], la réduction en densité de méiofaune de 34 % et de macrofaune de 48 % peut conduire à une augmentation de la contrainte critique d'érosion du sédiment de plus de 300 %.

- *EPS (Substance Extracellulaire Polymérique)*

EPS est un terme générique pour désigner les substances sécrétées par une grande variété d'organismes benthiques, incluant les bactéries et les microphytobenthos. Ces substances sont impliquées dans la biostabilisation des sédiments naturels [99, 102, 134]. Ce sont des polysaccharides qui peuvent être formés d'un seul type de sucre (i.e. le dextrane) ou de plusieurs, et qui présentent différents états de charge (cationique, anionique ou neutre). La masse moléculaire élevée de ces polymères fait que ceux-ci présentent des niveaux d'organisation complexes. Tolhurst et al. [134] ont montré que l'addition d'EPS, même à de très faibles quantités, peut augmenter la contrainte d'érosion et alors diminuer le taux d'érosion des sédiments cohésifs. Souvent, les sédiments biostabilisés ont une haute stabilité mais une faible masse volumique.

- *Plantes aquatiques*

Les plantes aquatiques peuvent modifier le régime d'érosion au-dessus du lit sédimentaire. Les espèces comme *Zostera* et *Thalassia* provoquent des conditions d'écoulement moins turbulentes au sein de leurs feuillages qui favorisent la sédimentation [37].

- *Lumière*

D'après Lundkvist et al. [69], la lumière est considérée comme un facteur participant à la biostabilisation de sédiments cohésifs naturels. Leurs expériences ont montré que la contrainte critique d'érosion est apparemment plus grande pour les sédiments subissant des cycles d'exposition à la lumière que pour ceux laissés dans l'obscurité. Ce résultat est cohérent avec celui de Friend et al. [39]. Les travaux de Friend et al., en 2003 [38], ont suggéré que le lit de sédiments non-cohésifs est, par contre, plus stable en l'absence de luminosité, par rapport au cas des sédiments cohésifs. Cette sensibilité des sédiments à l'exposition du rayonnement lumineux serait probablement due à la présence de diatomées qui produisent par photosynthèse un biofilm protecteur à l'interface du lit sédimentaire et de l'eau [39, 135].

1.3 Approches expérimentales de l'érosion

1.3.1 Principes technologiques des instruments

L'intérêt porté à la résistance mécanique des sédiments fait que de nombreux instruments sont régulièrement développés pour les essais en laboratoire, sur site et *in situ*¹. Ces dispositifs se différencient par la configuration, la taille², la géométrie d'écoulement, le mécanisme de génération de l'écoulement et la méthodologie de mesure. Les dispositifs sont souvent désignés à l'aide d'un terme générique relatif à l'érosion et/ou de termes caractéristiques clés (canal droit, annulaire, ...) combiné éventuellement avec le sigle du laboratoire à l'origine du dispositif. Les caractéristiques de chaque dispositif sont conçues de manière à répondre à trois objectifs. Le premier est de générer une contrainte de cisaillement au fond induite par écoulement (souvent unidirectionnel) qui doit être similaire aux conditions hydrodynamiques naturelles (surtout, dans la zone au voisinage du fond). Le deuxième concerne la mise en place des échantillons (i.e. les sédiments cohésifs ou non cohésifs qu'ils soient naturels ou modèles) et leur taux d'occupation au sein du dispositif. Le dernier concerne la mesure permettant de caractériser le comportement en érosion.

Mitchener et Torfs [78] ont fait une synthèse des différents types de canaux adaptés pour les essais d'érosion en laboratoire. Widdows et al. [146] ont également décrit cinq dispositifs *in situ* pour les mesures de l'érodabilité de sédiments intertidaux. Black et Paterson, en 1997 (cité par [32]), ont présenté les technologies d'une série d'instruments utilisés pour induire la contrainte et pour mesurer l'érosion de sédiments cohésifs en conditions naturelles. Ces mêmes auteurs ont classé les dispositifs en deux grandes familles : les canaux benthiques et les canaux divers (voir les exemples illustrés sur la figure 1.4) ; sans que l'on sache exactement la nature du critère retenu. Nous proposons de retenir que les dispositifs dits benthiques présentent une direction principale d'écoulement unique (quel que soit son sens au cours du temps) et parallèle au plan à éroder. La famille des canaux benthiques peut être subdivisée en celle des canaux à écoulement circulaire et celle des canaux à écoulement droit selon la géométrie de la zone d'essai au niveau du sédiment. La longueur d'un canal rectiligne n'est généralement pas suffisante pour garantir une couche limite bien établie [150]. Ceci n'est pas un problème pour les canaux annulaires du fait de leur longueur d'écoulement "infinie" [12]. Par ailleurs, le système d'entraînement des canaux annulaires n'altère pas fortement la structure de la MES (contrairement au cas où une pompe est utilisée) ; ce qui permet de réaliser des phases de dépôts et caractériser le comportement en érosion résultant.

1. Il convient de faire un distinguo entre ces deux termes. Un instrument portatif qui peut être amené sur site utilise un sédiment qui a été prélevé en un lieu donné du site. Un instrument qui permet de faire des mesures *in situ* est déployé directement sur le fond sédimentaire.

2. L'unité retenue habituellement est le mètre.

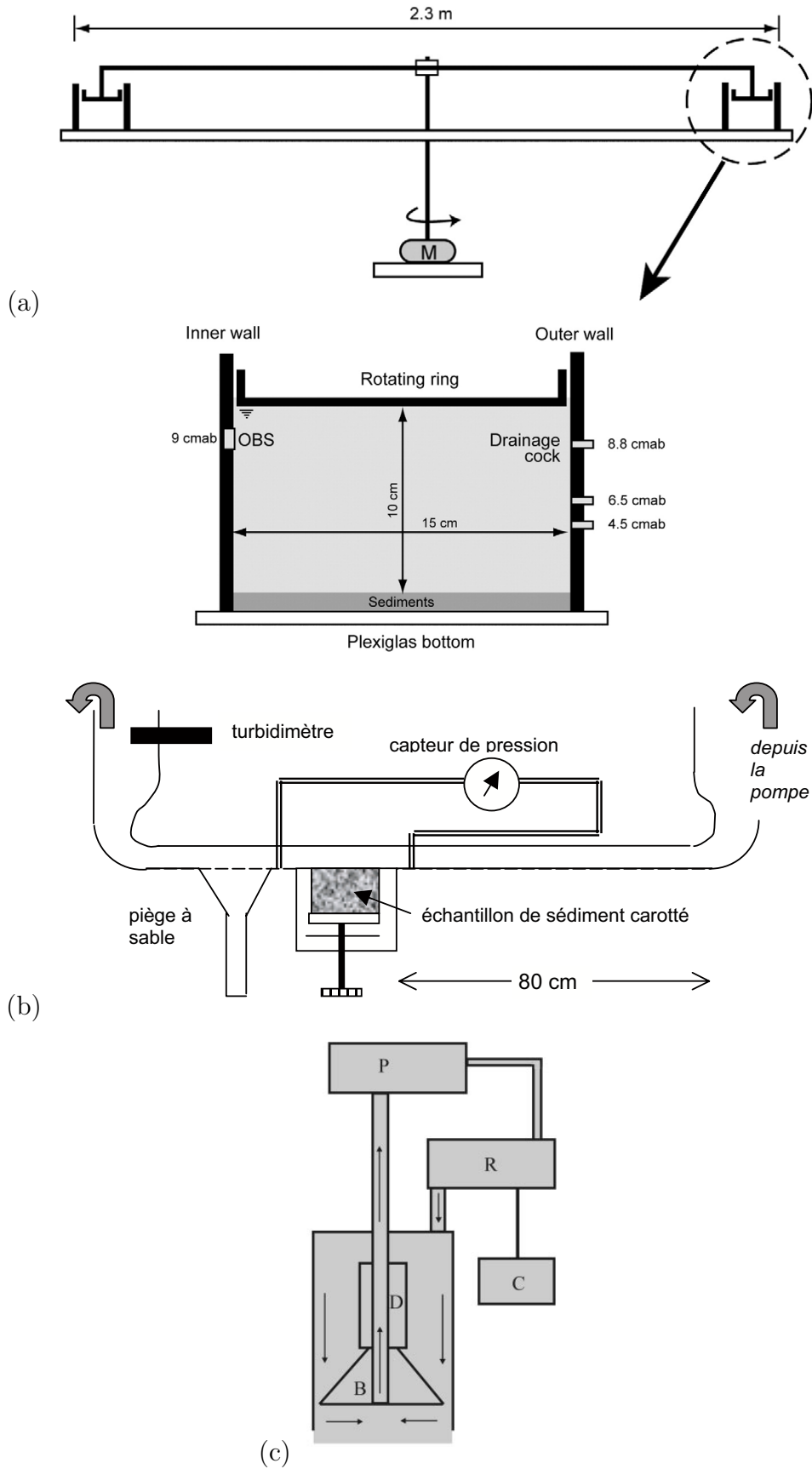


FIGURE 1.4: Différentes familles des canaux d'érosion : (a) canal annulaire VIMS [44], (b) canal rectiligne Erodimètre [45], et (c) système SedErode [131].

Pour la première sous famille des canaux benthiques, on trouve :

- *VIMS* (mesures en laboratoire) [44, 70] est un canal annulaire de diamètre intérieur de 2,0 m et de diamètre extérieur de 2,3 m. Le taux de couverture du sédiment est de 100 % (autrement dit, la section d'essai est continue). L'écoulement est généré par un couvercle rotatif attaché à un moteur électrique dont on maîtrise la vitesse de rotation. La concentration en matière en suspension (MES) est mesurée à l'aide d'une sonde OBS (Optical Backscatter Sensors)³.
- *Sea Carousel* (mesures *in situ*) [3] est un canal annulaire benthique, semblable au précédent, de rayon de 1 m et de largeur d'écoulement de 0,15 m (rugosité de la paroi de 0,6 mm).
- *PML AF* (mesures sur site et en laboratoire) [145, 146] est un canal acrylique annulaire de diamètre intérieur de 0,44 m et de diamètre extérieur de 0,64 m. Le taux de couverture du sédiment est de 100 % (surface de 0,17 m²). L'écoulement est induit par un plateau rotatif équipé de 4 pales et attaché à un ensemble moteur/boîte de vitesse pilotable. Une sonde OBS est utilisée pour suivre la concentration en MES.
- *PML MAF* est un canal développé par le laboratoire (PML) qui est aussi à l'origine du dispositif précédent. Ce canal présente le même principe de fonctionnement avec une adaptation en taille. Il permet d'effectuer exclusivement des essais *in situ*.
- *Mini-canal annulaire attaché à un rhéomètre* (mesures en laboratoire) est un nouveau dispositif d'érosion présenté dans la thèse de Da Coasta Araújo [32]. Les diamètres intérieur et extérieur du canal sont de 0,062 m et de 0,1246 m, respectivement. Le taux de couverture du sédiment est de 100 % (surface de 0,00917 m²). Le lit sédimentaire est rendu rugueux par un moule en gypse. L'écoulement est généré par un plateau supérieur rotatif, à fond plat ou ondulé, connecté à la tête motorisée d'un rhéomètre. La forme ondulée permet de simuler le gradient de pression induit par les vagues dans la nature. Les mesures consistent en la détermination des profils de vitesses au sein du canal à l'aide de la technique LDA (Anémomètre Doppler Laser).

Les canaux à écoulement droit sont des canaux comportant une veine d'essai rectiligne.

On peut citer :

- *ISEF in situ Erosion Flume* (mesures *in situ*) [50, 131] est une boucle de circulation fermée qui tient dans un plan vertical. La partie inférieure comporte une veine d'essai parallélépipédique ouverte au fond qui se positionne sur le lit sédimentaire. La surface de l'échantillon est alors de 0,9 m × 0,2 m (soit 0,18 m²). L'écoulement est généré à partir d'un propulseur installé dans la section supérieure du canal et connecté à un système de pression d'huile. La vitesse débitante au sein du canal est mesurée avec un débitmètre électromagnétique. La concentration en MES est mesurée à l'aide d'un détecteur optique de turbidité (fabricant MEX).
- *Sedflume* (mesures sur site) [56] est un canal linéaire transparent de longueur de 1,35 m avec une section transversale de 0,1 m × 0,02 m (largeur × hauteur). La carotte de sédiments à éroder a une section de 0,1 m × 0,15 m (soit 0,015 m²) et une hauteur

3. Un étalonnage doit être fait pour pouvoir relier le signal délivré à la concentration des espèces en suspension. L'étalonnage doit être reconduit pour chaque nouvelle composition du sédiment.

de 1 m. On déplace verticalement la carotte au fur et à mesure que celle-ci s'érode. L'écoulement unidirectionnel est produit par une pompe. Cette configuration spécifique permet de produire une contrainte de cisaillement importante sur la surface de l'échantillon. On enregistre le débit et le taux d'érosion au cours des essais.

- *Erodimètre* (mesures sur site) [45, 54] est un canal linéaire transparent (facilement transportable) de longueur de 1,2 m, de largeur de 0,08 m et de hauteur de 0,02 m. Au fond du canal, le sédiment à éroder est une carotte de 0,09 m de diamètre et de 0,1 m de hauteur. Selon les auteurs, la longueur de 0,80 m qui précède l'échantillon est suffisante pour que le régime d'écoulement soit établi. L'écoulement unidirectionnel est généré par une pompe et la vitesse est contrôlée au moyen d'un débitmètre.
- *Canal droit* (mesures en laboratoire) [14] est de 3 m de longueur et de 0,4 m de hauteur. Un trou au fond du canal donne la possibilité d'insérer une petite carotte sédimentaire de 0,1 m de diamètre. L'écoulement est généré par un propulseur connecté à un moteur électrique de fréquence ajustable. La vitesse d'écoulement est mesurée par Vélocimétrie Doppler Acoustique.
- *SEAWOLF* (mesures sur site et en laboratoire) est un canal de 2 m de long où l'on érode une carotte de 0,1 m de diamètre [55]. Sa particularité est de pouvoir générer un écoulement oscillatoire au moyen de deux pistons.

Les autres dispositifs utilisés pour l'étude de l'érosion de sédiments qui n'appartiennent pas à la famille des canaux benthiques sont ceux qui utilisent les techniques suivantes :

- génération d'un jet d'eau vertical pour éroder la surface de sédiments (i.e. le système *Cohesive Strength Meter (CSM)* pour les mesures *in situ*, avec un diamètre intérieur de 0,029 m, un diamètre extérieur de 0,056 m et une surface de l'échantillon de 0,00066 m²) [132];
- génération de structures turbulentes par un ensemble hélice/défecteurs placé au-dessus de la surface du lit sédimentaire (i.e. le système *EROMES* pour les mesures *in situ*, avec un diamètre de 0,1 m et une surface de l'échantillon de 0,0079 m²) [121];
- génération d'un flux d'eau par aspiration à travers un système en forme d'entonnoir inversé, placé à 5,8 mm au-dessus de la surface du lit sédimentaire (i.e. le système *SedErode* pour les mesures *in situ*) [131].

La surface de mesure de ces derniers instruments est relativement petite ($< 0,01$ m²), et donc les résultats peuvent dépendre fortement des irrégularités à petite échelle du lit sédimentaire. Sur ce point, Houwing et van Rijn [50] décrivent que la distribution de contrainte de cisaillement à proximité du fond n'est pas tout à fait régulière dans le temps et dans l'espace.

1.3.2 Nature et mise en œuvre des échantillons

Quel que soit le principe technologique du dispositif d'érosion utilisé, la réponse observée dépend des caractéristiques mécaniques de l'échantillon analysé. Les facteurs intrinsèques influant sur ces caractéristiques ont été décrits précédemment. Dans le cadre de la mise en œuvre des échantillons, c'est l'organisation de la structure, dépendante du

“type de lit sédimentaire” et des constituants du sédiment, qui joue un rôle majeur et qui conditionne le point d'érosion. Selon Mitchener et Torfs [78], les types de lit sédimentaire sont les lits d'échantillons naturels non perturbés et les lits de mélanges artificiels qui sont homogènes ou déposés. Les constituants rencontrés pour élaborer ces lits sont très variés et sont obtenus à partir de matériaux “modèles” et de sédiments naturels.

1.3.2.1 Echantillons naturels non perturbés

Cette catégorie inclut les échantillons naturels utilisés directement *in situ* ou transportés pour les essais déportés (en laboratoire ou sur site). On considère que les efforts mécaniques externes n'ont pas (ou très peu) modifié les interactions structurelles existantes au sein des sédiments [78].

Cela concerne soit les effets de mise en position du dispositif dans le lit sédimentaire, soit les efforts inhérents au carottage et à la mise en place de la carotte [32, 45, 55, 146]. La carotte présente une section qui correspond à celle réservée dans le dispositif à érosion ou en partie (il faut alors assembler plusieurs carottes [146]). On considère que l'impact de la mise en place du sédiment est plus grand que celui du carottage [146] surtout si la surface de mesure est très petite.

Un autre aspect perturbateur à considérer est celui du remplissage du dispositif avec un liquide (eau de mer). Il faut minimiser l'endommagement des floes et de la surface du sédiment (consolidé ou non). Widdows et al. [146] proposent dans ce cas de placer un film plastifié à bulles sur la surface de sédiments qui va flotter et s'éloigner graduellement du fond à mesure que le fluide est versé.

En ce qui concerne les perturbations induites pendant le transport et le stockage des carottes, Tolhurst et al. [131] indiquent que les sites d'échantillonnage ne doivent pas être immergés car le poids de la colonne d'eau peut affecter la surface de sédiments, et qu'il faut aussi minimiser les secousses pendant le transport. Dans ces conditions, il est conseillé de respecter une période de repos (1 à 18 h) après la mise en place du sédiment. Tolhurst et al. [131] précisent que, dans le cas d'expériences avec des carottes ramenées d'un même endroit avec différents temps de repos, il n'y a pas d'impact significatif sur la contrainte d'érosion dû à la consolidation plus longue ou à la biostabilisation.

Il est à noter que Houwing et van Rijn [50] ont argumenté que les mesures de la résistance d'érosion de sédiments cohésifs doivent être effectuées exclusivement *in situ* car le transport et le stockage dans les conditions de laboratoire peuvent modifier les propriétés des échantillons ; ce qui donne lieu à une plus grande valeur de résistance que celle obtenue dans les conditions naturelles.

1.3.2.2 Echantillons de mélanges artificiels

D'après Mitchener et Torfs [78], ce groupe d'échantillons contient les sédiments naturels qui sont remaniés pour former des lits sédimentaires soit homogènes, soit déposés. Le traitement de sédiments au laboratoire peut être effectué par différentes façons selon le but des études. Cela dit, le besoin spécifique des études a conduit à réaliser des mélanges à partir de matériaux modèles d'origine naturelle ou industrielle.

- *Mélanges homogènes*

Torfs [138] a trouvé que la contrainte critique d'érosion d'un lit sableux augmente en ajoutant du sédiment fin cohésif, et que le taux d'accroissement varie selon le type de sédiment fin utilisé (i.e. la kaolinite et la montmorillonite). La transition du comportement non cohésif à celui cohésif, est obtenue pour une gamme de concentration du sédiment cohésif comprise typiquement entre 3 % et 15 % en poids. Williamson et Ockenden [148] ont étudié la transition inverse en ajoutant du sable de King's Lynn dans les vases de Usk Estuary UK. Ils ont montré que la densité et la contrainte critique d'érosion du lit augmentent avec la quantité du sable ajoutée (domaine de concentration en sable entre 0 % et 50 %).

Jepsen et al. [56] ont reconstitué des échantillons de vases naturelles par dilution avec de l'eau puis sédimentation et consolidation en colonne pour étudier les effets de la densité du matériau sur le taux d'érosion. Leurs essais ont montré que la densité augmente avec le temps de sédimentation/consolidation et en fonction de la profondeur au sein du dépôt car de l'eau interstielle est expulsée vers la surface. Par ailleurs, le taux d'érosion diminue lorsque la densité augmente.

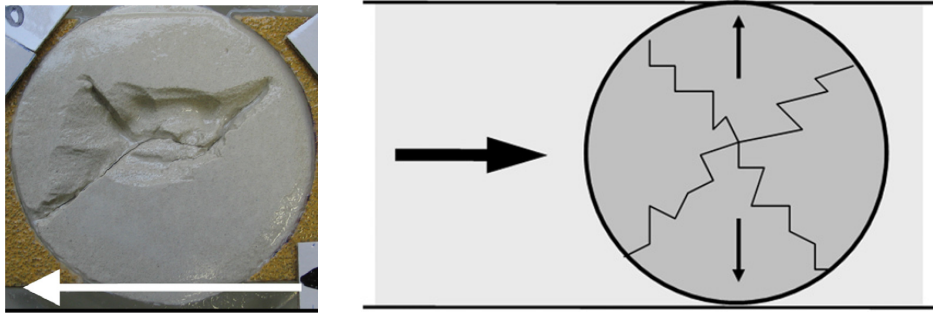


FIGURE 1.5: Craquelures des matériaux argileux (d'après [54]).

Très récemment, Jacobs et al. [54] ont préparé plusieurs mélanges sable-silt-argile-eau pour étudier leur contrainte seuil d'érosion (dispositif *Erodimètre*) selon que l'on cherche à obtenir une structure dominante de type squelette granulaire non cohésif ou une matrice argileuse. Une procédure spécifique a été mise au point pour hydrater à 100 % les matériaux (utilisation d'un dessiccateur sous atmosphère de CO_2). Deux types de minéraux argileux, la kaolinite (principalement) et la bentonite (argile de type montmorillonite), ont été utilisés. Des érosions en floc et en surface sont observées au cours de ces essais où l'on applique une contrainte au fond par paliers croissants. Deux comportements spécifiques se déroulent parallèlement à l'érosion en surface. L'un concerne les matériaux à dominante sableuse pour lesquels une vague de sable se développe. L'autre se rapporte à l'apparition de craquelures (majoritairement radiales sur la surface circulaire du sédiment) pour les matériaux argileux qui aboutissent à l'arrachement de matière (figure 1.5). Les auteurs indiquent que le second comportement ne correspond pas à de l'érosion en masse car les valeurs de contrainte sont trop faibles en regard de celles provoquant le processus de rupture non drainé. Il doit être vraisemblablement lié à des distorsions du matériau dans sa zone centrale et à un effet de marche (le sédiment n'affleure pas exactement le fond). En ce qui concerne la contrainte seuil d'érosion en surface, les auteurs obtiennent une

dépendance en loi de puissance avec l'indice de plasticité⁴ qui caractérise la cohésivité du matériau (dépendante de la teneur en eau et la nature de l'argile ainsi que de la porosité de structure "rigide"). Ce type de relation est également obtenu dans les travaux de Smerdon et Beasley (1959) rapportés par Winterwerp et van Kesteren [149].

- *Lits déposés*

Pour cette configuration, les mélanges sont effectués directement au sein du dispositif expérimental. Un lit sédimentaire obtenu par dépôt de matières en suspension est généralement non-uniforme, et la densité augmente en fonction de la profondeur [89]. Lorsqu'il y a la présence de matières non cohésives, le lit sédimentaire peut être stratifié du fait de la ségrégation des matières plus compactes ou plus denses (qui s'arrangent plus rapidement) [9, 139]. Il est à noter que le dépôt peut être réalisé en condition statique ou lors d'un faible écoulement [35, 44, 123], et que le temps d'attente permet d'obtenir des caractéristiques mécaniques liées au déroulement du processus de consolidation.

Droppo et al. [35] ont montré que les sédiments (kaolinite et sédiments de Hamilton Harbour) érodés sous l'effet d'un cisaillement donné sont capables de former des floes en suspension qui possèdent une résistance suffisamment forte et qui peuvent ensuite se redéposer sous la même condition hydrodynamique. Dès lors, il faut augmenter le niveau de contrainte appliqué pour pouvoir provoquer l'érosion du nouveau lit déposé. L'histoire de formation du dépôt joue ainsi un rôle important sur le niveau du cisaillement nécessaire pour initier l'érosion du sédiment étudié.

Pour les travaux de Ha et Maa [44], le lit sédimentaire est formé à partir de dépôt (pendant 24 h) du sédiment de concentration connue qui a été mélangé directement au sein du canal annulaire *VIMS* à l'aide du plateau d'entraînement tournant à une vitesse élevée (pendant 24 h). Les auteurs ont également fixé le niveau de salinité de l'eau par ajout de sel de mer. L'objectif principal est d'étudier les effets de cycles de contrainte (succession de rampes par valeurs croissantes et décroissantes de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement), qui simulent la marée, où la valeur maximale appliquée provoque l'érosion. Les résultats obtenus à partir du deuxième cycle de contrainte ont montré qu'il existe un temps de latence d'environ 0,9 h avant que l'augmentation de la contrainte hydrodynamique soit suffisante pour remettre de la matière en suspension. Les auteurs ont expliqué que ce retard est dû au fait que la MES continue à se déposer dans la zone près de la paroi intérieure du canal annulaire. Cela dit, les auteurs ne prennent pas en compte les temps d'établissement hydrodynamiques à proximité du lit sédimentaire lorsque l'on impose la vitesse au plateau sachant que les dimensions du canal conduisent à une inertie importante.

1.3.3 Séquences de sollicitation mécanique

Les conditions de sollicitation mécanique sont fonction des objectifs expérimentaux, des possibilités techniques des dispositifs d'essais, de la nature du matériau étudié, etc.

Partant d'un fond sédimentaire dans un état de structure donné, la plupart des expériences d'érosion montrent que l'amplitude de la contrainte de cisaillement induite par

4. C'est la différence entre les limites liquide (Wl) et plastique (Wp) d'Atterberg.

l'écoulement est généralement augmentée incrémentalement. Selon les cas, on peut maintenir la sollicitation jusqu'à ce qu'un état de quasi équilibre soit atteint en terme de concentration de MES, ou alors tout simplement fixer la durée du palier. L'amplitude des sauts en contrainte imposée peut être constante ou non, et le changement de consigne peut être brutal [1, 20, 54] ou progressif (étape d'accroissement linéaire [44]). Selon Tolhurst et al. [131], le taux d'accroissement de la contrainte contrôlée par le dispositif est un paramètre pouvant influencer la capacité à identifier le seuil d'érosion des sédiments. Aucune information n'est donnée, par contre, sur l'influence éventuelle de ce paramètre sur le processus d'érosion en tant que tel.

Dans les cas spécifiques d'étude de la reformation du dépôt sédimentaire, les protocoles de sollicitation mécanique diffèrent par l'ajout de paliers en contrainte par valeurs décroissantes [44].

1.3.4 Paramètres d'analyse de l'érosion

Les causes et les mécanismes de l'érosion de sédiments cohésifs sont particulièrement compliqués. Il existe un accord général sur le fait que les forces hydrodynamiques (courants et vagues) qui induisent la contrainte de cisaillement à proximité du fond (τ_b) sont les forces dominantes pouvant causer l'érosion, et que les caractéristiques du sédiment (i.e. la teneur en eau, le pH, la taille et la densité de particules, l'organisation structurale adoptée et la rugosité) contrôlent la contrainte critique d'érosion (τ_{ce}) [50, 118]. Par conséquent, il est seulement nécessaire de connaître les intensités et les variations en profondeur des deux paramètres τ_b et τ_{ce} pour quantifier la capacité d'échange du lit cohésif. Cet échange se caractérise à partir du flux d'érosion E ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) (appelé aussi taux d'érosion) qui est obtenu expérimentalement par suivi de la concentration de matière accumulée en suspension dans le fluide d'entraînement, soit directement par extraction et filtration d'échantillon d'eau, soit indirectement au moyen de détecteurs de turbidité. Bloesch [13] a présenté plusieurs techniques acoustiques et optiques utilisées pour quantifier cette variable. L'instrument le plus usuel est un détecteur optique nommé OBS (*Optical Backscatter Sensor*). Pour tenir compte des différentes configurations des dispositifs expérimentaux, Tolhurst et al. [131] soulignent que le suivi de MES doit être présenté en terme de masse cumulée de matière en suspension rapportée à la section de l'interface afin de permettre des comparaisons. Le flux d'érosion se détermine alors simplement par dérivation temporelle de cette grandeur.

La difficulté expérimentale principale réside dans la détermination fiable de la contrainte de cisaillement à proximité du fond induite par le frottement du fluide en mouvement. La mesure peut s'établir de manière directe à partir de mesures du profil de vitesse au voisinage du fond, ou indirecte à partir d'étalonnage exploitant des mesures de contrainte avec des capteurs en parois, de l'énergie fournie pour engendrer l'écoulement, de la vitesse débitante [9, 45, 54], etc. Dans le cas de la vitesse débitante, l'étalonnage s'effectue, par exemple, au moyen de particules monodisperses non cohésives, pour lesquelles, on identifie la mise en mouvement, et à l'aide du diagramme de Shields [54]. Pour leur canal annulaire de 2,3 m de diamètre, Ha et Maa [44] ont déterminé la contrainte de cisaillement τ_b directement à partir de la vitesse de rotation (Ω) du plateau d'entraînement :

$$\tau_b = 0,0114\Omega^{1,693} \quad (1.1)$$

La difficulté principale ne tient pas seulement à la question de la mesure mais aussi à la manière dont on conduit les essais. En effet, le déroulement du processus d'érosion se couple à l'hydrodynamique locale. La modification de la morphologie de l'interface (localisation et forme) et la présence de particules en suspension affectent en retour l'écoulement et donc les conditions du forçage mécanique.

L'utilisation de lois d'érosion à seuil, faisant le lien entre les conditions hydrauliques (τ_b) et le flux d'érosion associé (E), permet de remonter au paramètre de tension critique d'érosion (τ_{ce}), au delà de sa valeur seuil, l'érosion se produit. Ces lois prennent différentes formes. On rencontre la loi exponentielle [2, 20, 32, 49, 116, 118] :

$$E = E_f e^{[\alpha(\tau_b - \tau_{ce}(\zeta))^\beta]} \quad (1.2)$$

avec, E_f le taux d'érosion en flocc empirique, α et β des constantes empiriques et ζ (m) la profondeur d'érosion. Cette expression (eq. 1.2) est souvent employée pour l'érosion en surface (Type I) [118]. Dans ce cas, τ_{ce} augmente avec la profondeur de sédiments et limite l'étendue de l'érosion. D'autres études [1, 46, 56, 70, 116, 118, 150] optent pour une relation en loi de puissance :

$$E = M(\zeta) (\tau_b - \tau_{ce}(\zeta))^n \quad (1.3)$$

où M et n sont, respectivement, un paramètre d'érosion et un exposant empiriques. La formulation la plus souvent rencontrée dans la littérature est une relation linéaire simple entre le taux d'érosion et la contrainte de cisaillement au fond [4, 32, 54, 78, 96, 118, 149, 150] si la situation est telle que $\tau_b > \tau_{ce}$:

$$E = M \left(\frac{\tau_b}{\tau_{ce}} - 1 \right) \quad (1.4)$$

Selon Winterwerp et Van Kesteren [149], M est fonction de la masse volumique sèche ρ_{dry} (kg.m^{-3}), de la fraction volumique $\phi_{s,0}$, du diamètre médian des particules d_{50} (m) et des paramètres mécaniques de sédiment incluant c_u (Pa) et c_v ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$). τ_{ce} est une valeur constante dans toute épaisseur de sédiments. L'équation 1.4, connue comme l'équation de Ariathuai-Partheniades, est fréquemment utilisée pour modéliser l'érosion de Type II [118].

D'après Sanford [117], les écarts de méthodologie de réalisation des essais et d'analyses des données sont les facteurs majeurs qui contribuent à la variabilité de l'estimation de l'érodabilité (ou la stabilité) des sédiments. Ainsi, la variabilité des valeurs de contrainte critique d'érosion due à la section de l'interface sédimentaire au fond a été soulignée par Tolhurst et al. [136]. On peut citer également l'adoption de multiples formulations pour interpréter les données et pour modéliser l'érosion, ainsi que les différentes approches pour estimer la contrainte critique. La contrainte critique est souvent définie comme la contrainte, pour laquelle, un accroissement significatif en concentration en MES est observé pour la première fois. Cette définition pose immédiatement la question du seuil à

s'imposer pour quantifier la notion de "significatif" [131]. Sandford [117] rapporte que certains auteurs déterminent la contrainte critique à partir du point d'intersection avec l'axe des abscisses de la droite de régression donnant le taux d'érosion en fonction de la contrainte. D'autres n'utilisent pas ce paramètre pour rapporter les résultats du taux d'érosion des sédiments [56]. La différence conceptuelle importante et courante est que la contrainte critique est souvent définie comme une seule valeur, pour laquelle, l'érosion du sédiment en surface débute ; ce qui contraste avec le schéma d'une contrainte critique qui augmente avec la profondeur de la couche du lit sédimentaire [117].

Parmi les nombreuses études effectuées, on trouve aussi des corrélations entre les paramètres d'érosion et ceux caractéristiques des propriétés mécaniques des sédiments. On s'attache davantage à faire ressortir la tendance lorsque les paramètres varient dans un domaine. Le cas des propriétés rhéologiques sera détaillé à la fin de ce chapitre. Le cas de l'indice de plasticité a déjà été évoqué précédemment.

1.4 Rhéométrie des sédiments cohésifs

1.4.1 Principe des essais rhéométriques

1.4.1.1 Lois constitutives en cisaillement simple

Le comportement rhéologique d'un matériau donné est généralement défini par la relation entre la contrainte externe imposée et le taux de déformation qui en résulte. Ces variables caractérisent un champ de distribution et sont donc définies par des tenseurs. La relation entre ces derniers est appelée "loi de comportement" ou "équation constitutive". Dans le cas simple des écoulements d'un fluide visqueux linéaire (viscosité dynamique η constante à pression et température données), la loi de comportement s'écrit :

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} \quad (\text{pour } i \neq j) \quad (1.5)$$

avec, σ_{ij} est le tenseur des extra-contraintes et $\dot{\epsilon}_{ij}$ le tenseur des gradients de déformation. La forme tensorielle de la loi de comportement, même limitée à cette simple relation, reste trop "générale" pour que l'on puisse la caractériser expérimentalement. La rhéométrie consiste à solliciter le matériau dans des conditions simples de manière à simplifier mathématiquement la forme de ces tenseurs. On utilise le plus souvent la configuration de cisaillement simple. Dans ce cas, il existe une base qui permet de définir les tenseurs seulement à partir de données scalaires. L'équation 1.5 devient alors :

$$\tau = \eta\dot{\gamma} \quad (1.6)$$

où, τ ($\tau = \sigma_{12} = \sigma_{21}$) est la contrainte tangentielle de cisaillement, et $\dot{\gamma}$ ($\dot{\gamma} = 2\dot{\epsilon}_{12} = 2\dot{\epsilon}_{21}$) représente le gradient de vitesse ou la vitesse de cisaillement.

L'équation linéaire (eq. 1.6), qui exprime que la viscosité est une valeur constante, est connue comme la loi de comportement d'un fluide Newtonien (i.e. l'eau). Toutefois, de nombreux matériaux ne possèdent pas ce caractère simple, c'est-à-dire, la viscosité η devient une variable dépendante des efforts externes imposés. Dans ce cas, ils sont appelés fluides non-Newtoniens et le rapport $\frac{\tau}{\dot{\gamma}}$ définit la viscosité apparente. Les courbes qui

décrivent la relation entre les scalaires τ et $\dot{\gamma}$ sont appelées “rhéogrammes” ou “courbes d'écoulement” (figure 1.6). En se basant sur le comportement de la fonction $\eta(\dot{\gamma})$, il est d'usage de subdiviser les fluides non-Newtoniens en trois catégories. On distingue les fluides pseudo-plastiques ou rhéofluidifiants (la viscosité diminue en fonction de la vitesse de cisaillement) ; les fluides dilatants ou rhéoépaississants (la viscosité augmente en fonction de la vitesse de cisaillement) ; et les fluides viscoplastiques qui se caractérisent par le fait qu'ils ne s'écoulent pas tant que la contrainte de cisaillement qu'on leur applique reste inférieure à une valeur critique τ_c appelé “contrainte seuil”⁵.

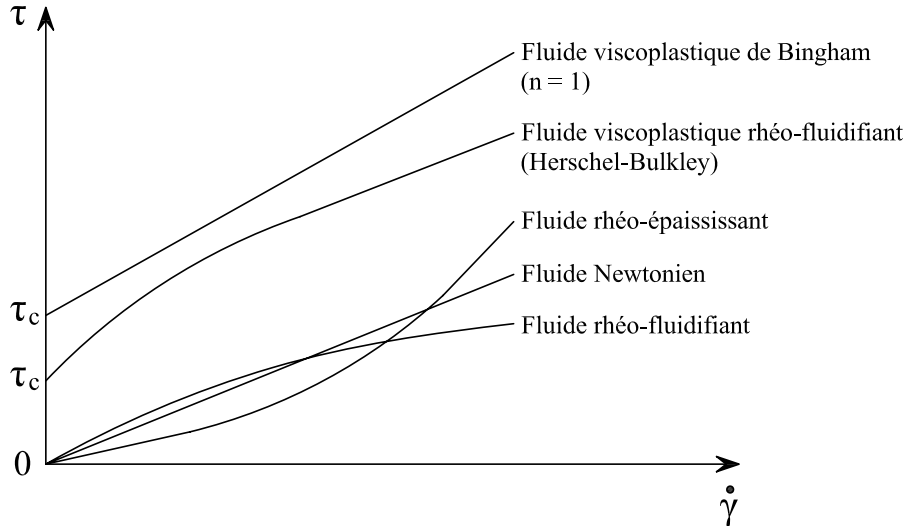


FIGURE 1.6: Rhéogrammes des fluides (lois de comportement rhéologiques élémentaires).

Le modèle mathématique permettant de décrire ces comportements sont la loi de puissance ou loi d'Ostwald (eq. 1.7) et la loi d'Herschel-Bulkley (eq. 1.8) :

$$\tau = k\dot{\gamma}^n \quad (1.7)$$

$$\tau = \tau_c + k\dot{\gamma}^n \quad (\text{pour } \tau > \tau_c) \quad (1.8)$$

où, k et n sont, respectivement, la consistance et l'indice du fluide. Selon que n est inférieur ou supérieur à 1, on a respectivement un comportement rhéofluidifiant ou rhéoépaississant. Il est à noter que l'on peut définir d'autres modèles mathématiques selon les comportements rencontrés. Ils font intervenir d'autant plus de paramètres que le comportement est complexe et ceux-ci n'ont le plus souvent aucune origine physique permettant de comprendre les évolutions observées.

1.4.1.2 Natures des essais rhéométriques

Le principe général des essais rhéométriques mis en œuvre avec les rhéomètres commerciaux est que le matériau est confiné entre deux outils que l'on appelle “géométrie”, dont l'un est mobile (mouvement de rotation) et l'autre fixe. En général, ces outils de mesure peuvent être de type plateau/plateau (disques en parallèles), cône/plateau ou deux

5. Ce paramètre est appelé rigidité initiale dans le domaine de la mécanique des sols.

cylindres coaxiaux (géométries de Couette). Coussot [25] présente les critères (avantages, inconvénients, effets perturbateurs, ...) à prendre en compte pour le choix des géométries. Les équations permettant le calcul des grandeurs de contrainte et de vitesse de cisaillement à partir des grandeurs instrumentales (couple, position angulaire et vitesse de rotation) pour chaque géométrie sont données en détail dans l'ouvrage de Macosko [71].

La caractérisation des propriétés du matériau s'effectue à l'aide d'essais rhéométriques de différentes natures. Cette nécessité vient du fait que la réponse mécanique d'un matériau, ayant une structure complexe, à une sollicitation est dépendante des échelles du temps de mesure [92] et de l'intensité de la sollicitation. Le comportement élastique est présent au temps court tandis que le comportement visqueux se manifeste pour des temps plus longs, et ce même si le matériau ne possède pas de contrainte critique (fluide viscoélastique). Lorsque l'on est en présence d'un matériau avec une contrainte critique, l'intensité de la sollicitation fait que l'on va examiner son comportement soit dans le régime de solide viscoélastique, soit dans le régime fluide en observant éventuellement la transition entre les deux états (fluides viscoélastoplastiques).

On distingue les essais transitoires de fluage et de relaxation, les essais d'écoulement et les essais dynamiques en oscillation. Sur ce point, il convient de signaler qu'un rhéomètre commercial se distingue des viscosimètres commerciaux (quel que soit leur degré de technicité) par la nature même des essais que l'on peut réaliser. Dans les deux cas, on est dans le cadre de la rhéométrie, mais le viscosimètre ne permet de conduire que des essais d'écoulement unidirectionnel.

- *Fluage*

Un essai de fluage est un essai effectué pour caractériser l'évolution temporelle de la déformation $\gamma(t)$ d'un matériau soumis à une contrainte de cisaillement constante τ_0 . Pour ce faire, on utilise la fonction complaisance $J(t) = \frac{\gamma(t)}{\tau_0}$ (figure 1.7).

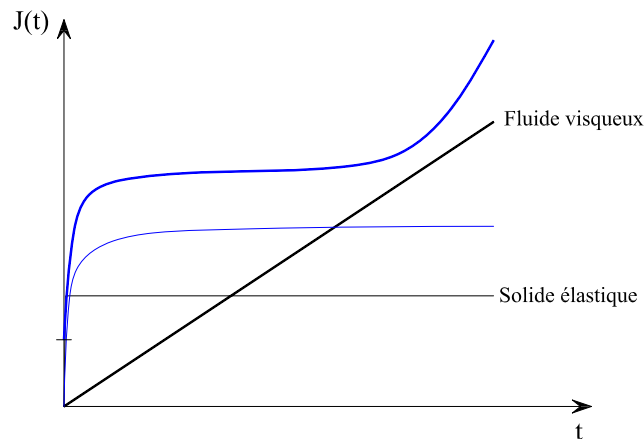


FIGURE 1.7: Comportements des fluides en fluage.

Pour un fluide purement visqueux (viscosité η), la déformation créée est une fonction linéaire du temps (elle croît avec un taux stable) de pente de $\frac{\tau_0}{\eta}$. Pour un solide purement élastique, la déformation augmente immédiatement jusqu'à atteindre à un niveau défini

puis reste constante. En revanche, il existe beaucoup d'autres matériaux (i.e. les fluides viscoélastiques et viscoplastiques) qui présentent des réponses plus complexes. Souvent, des essais de fluage successifs sont utilisés pour estimer le seuil de contrainte d'un matériau viscoplastique. On considère que le régime de réponse du matériau n'est plus celui d'un solide à partir du moment où la valeur de la contrainte appliquée engendre, sur la période d'observation, une bifurcation de déformation (accroissement plus ou moins rapide).

L'essai de *recouvrance* est un cas particulier qui caractérise l'état de déformation du matériau après l'arrêt de la sollicitation mécanique appliquée. Ce temps de repos permet de suivre les mécanismes de relaxation de la structure qui cherche à rejoindre un "état d'équilibre" [73].

- *Relaxation*

Dans le cas où l'on impose non plus la contrainte mais la déformation γ_0 ou la vitesse de cisaillement $\dot{\gamma}_0$, et que l'on enregistre en retour l'état de contrainte résultant, on réalise un essai de relaxation [28]. La fonction mesurée est alors le module de relaxation $G(t) = \frac{\tau(t)}{\gamma_0}$ ou la viscosité apparente $\eta(t) = \frac{\tau(t)}{\dot{\gamma}_0}$.

- *Ecoulement*

Afin d'établir les rhéogrammes décrivant les lois de comportement ($\tau(\dot{\gamma})$ ou $\eta(\dot{\gamma})$) d'un matériau, on effectue des essais d'écoulement. En toute rigueur, il faut appliquer une série d'essais de fluage (ou de relaxation) par valeurs croissantes puis décroissantes (afin d'examiner le caractère réversible du comportement) en s'assurant qu'un état d'équilibre est atteint pour chaque sollicitation. Dans la pratique, l'augmentation ou la diminution de la sollicitation mécanique se fait selon une rampe ou selon des paliers de durée fixe. Il est à noter que dans le cas des matériaux viscoplastiques (fluides à contrainte seuil), le choix du mode de sollicitation (contrainte imposée ou vitesse de cisaillement imposée) conditionne la réponse et donc l'allure du rhéogramme.

- *Oscillation*

Ce type d'expérience consiste à étudier les propriétés viscoélastiques du matériau de façon *dynamique*, en lui imposant une contrainte d'amplitude τ_0 qui varie sinusoidalement au cours du temps à une fréquence donnée. La mesure de la réponse en déformation d'amplitude γ_0 et du déphasage δ entre celle-ci et la sollicitation d'excitation permet d'établir les paramètres caractéristiques que sont le module élastique (ou module de conservation) $G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \cos \delta$ et le module visqueux (ou module de perte) $G'' = \frac{\tau_0}{\gamma_0} \sin \delta$.

Les essais d'oscillation sont parfois réalisés pour estimer la contrainte critique du matériau à partir de l'évolution des courbes $G'(\tau_0)$ et $G''(\tau_0)$ pour des contraintes sinusoidales d'amplitude τ_0 croissante (figure 1.8). La transition du comportement entre l'état solide et l'état liquide peut être définie par le point de croisement des deux courbes, la valeur du pic éventuel pour la courbe de $G''(\tau_0)$ ou encore le moment où la courbe $G'(\tau_0)$ s'écarte de la tendance observée initialement pour les faibles valeurs de contraintes.

La transition du comportement liée à la teneur d'un constituant (i.e. l'argile) peut également être mise en évidence à partir des paramètres G' et G'' mesurés avec une contrainte sinusoidale d'amplitude et fréquence constantes [86].

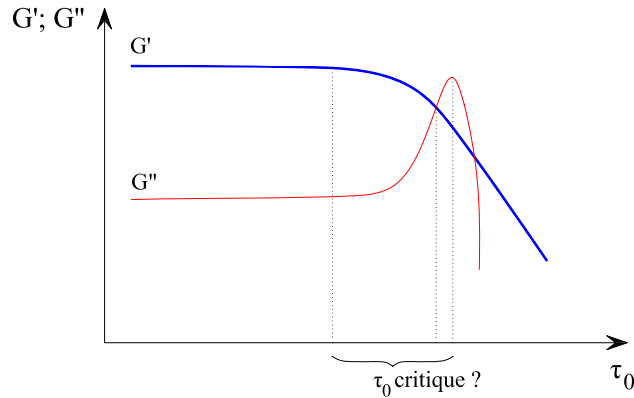


FIGURE 1.8: Modules de conservation et de perte en fonction de la contrainte.

1.4.2 Caractères complexes de la contrainte seuil et de la thixotropie

Le fluide à seuil emprunte son comportement à celui d'un solide et celui d'un liquide. Ce concept de la rhéologie, posé très tôt par Bingham, est pratique et nécessite d'être utilisé et quantifié pour un bon nombre d'applications industrielles [30, 80]. Sur le plan scientifique, l'existence même de cette valeur critique, en deçà de laquelle, il ne peut y avoir d'écoulement, fait encore débat.

La controverse n'existe qu'au travers des expériences réalisées et de l'interprétation que l'on en fait. Le point important caractéristique de ces matériaux est qu'ils sont constitués d'éléments susceptibles de former un arrangement désordonné bloqué, et donc d'apparence solide dans certaines conditions, et de se trouver dans un état liquide toujours désordonné lorsque l'on fournit au système suffisamment d'énergie pour le débloquent. Ces matériaux qui sont généralement des "systèmes coincés" (*jammed materials*), des "solides mous", opèrent donc une transition réversible entre le régime solide et le régime liquide. C'est cette transition qui donne lieu à de multiples difficultés expérimentales [30, 42, 80, 103, 110, 112, 140]. La première est que pour détecter l'écoulement correspondant au premier état liquide, juste au delà de la contrainte seuil, il faut être en mesure d'enregistrer un mouvement d'un fluide de "viscosité infinie", ce qui nécessite un temps lui-même infini. Dès lors, la procédure expérimentale mise en jeu et sa durée (à une échelle de temps humaine), permettant d'observer l'écoulement ou l'arrêt du fluide, jouent un rôle clé sur la valeur de contrainte seuil qui en sera déduite [80, 103].

Classiquement, ce sont les essais de relaxation ou de fluage avec un matériau initialement au repos, les essais de fluage avec une situation initiale d'écoulement et les essais d'écoulement qui sont utilisés pour mettre en évidence des différences de réponses strictes selon le régime (solide ou liquide) (figure 1.9). Dans tous les cas, le problème de l'échelle de temps d'observation reste entier car la dynamique de réponse est dépendante des conditions de forçage de la matière.

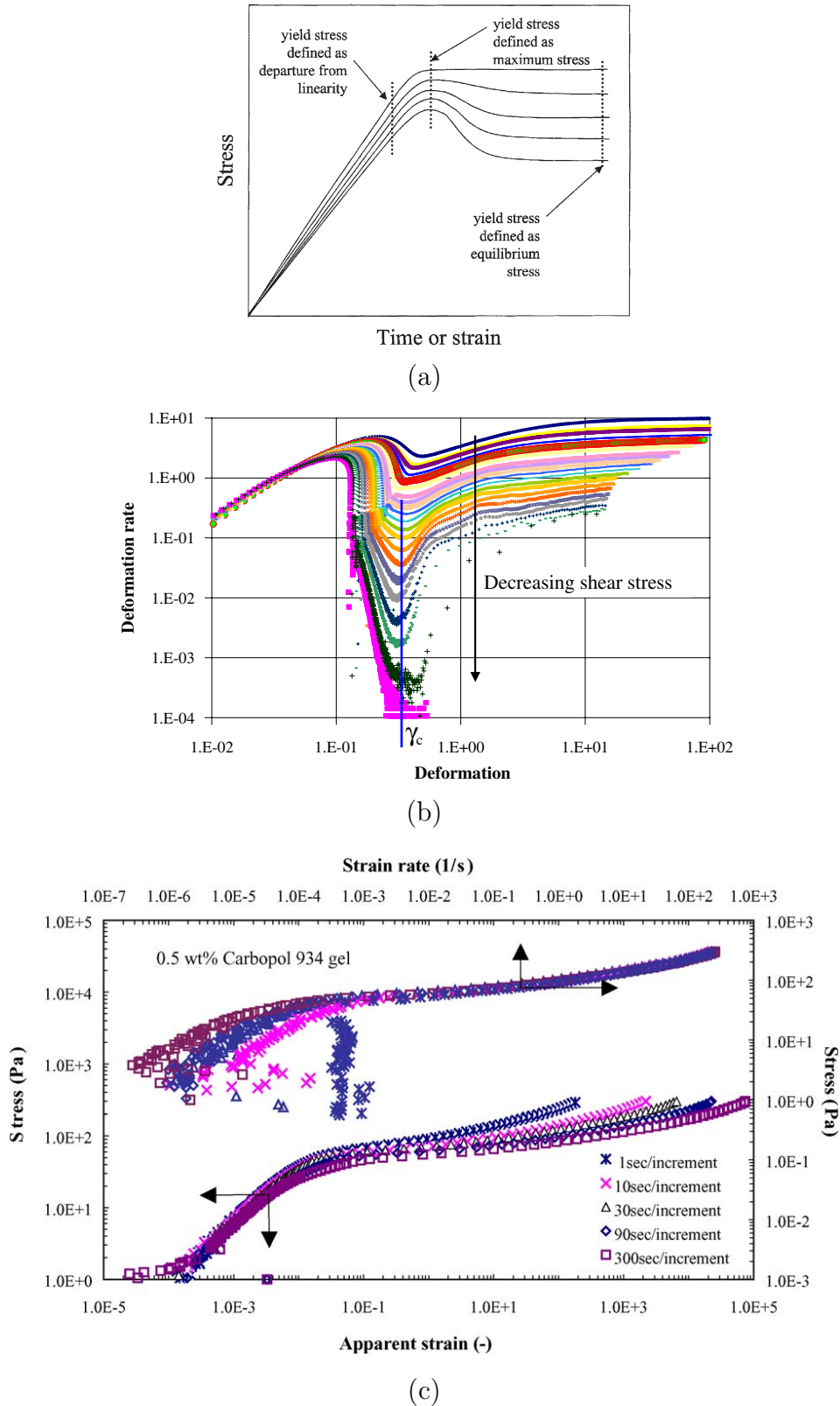


FIGURE 1.9: (a) Evolution de la contrainte en fonction du temps ou de la déformation obtenue avec différents niveaux de taux de cisaillement imposé (d'après [80]). (b) Evolution du taux de cisaillement en fonction de la déformation obtenue avec différents niveaux de contrainte imposée (d'après [18]). (c) Courbes d'écoulement obtenues avec différents taux d'accroissement de contrainte (d'après [140]).

Dans le cas où on utilise un matériau avec un état initial solide parfaitement maîtrisé, l'évolution du paramètre contrainte en fonction de la déformation permet d'associer la fin du régime solide à une déformation limite supportable par le matériau [18, 26, 80, 110]. La contrainte seuil serait alors la contrainte minimum permettant d'atteindre cette déformation limite. Dans le cas d'essais d'écoulement, le taux d'accroissement de la contrainte conditionne l'allure de la courbe d'écoulement puisque l'on définit un temps caractéristique d'observation/sollicitation par rapport à ceux de la matière. L'analyse des travaux de Putz et al. [110] avec des suspensions de carbopol révèle qu'il existe bien une déformation limite correspondant à la fin du régime élastique linéaire, et que sur le domaine de contraintes correspondant, la réponse est indépendante des conditions de forçage. Ils font l'hypothèse que les premières ruptures qui peuvent apparaître se font à petite échelle. Le même constat est fait par Uhlherr et al. [140] pour différents matériaux pour des essais de même nature. Toutefois, le caractère unique de la déformation limite ne semble pas exister pour certaines suspensions (i.e. la kaolinite et le TiO_2) car une dépendance avec le niveau de la sollicitation est observée lors d'essais de fluage, et ce, malgré un protocole de mise dans un état de référence du fluide.

A partir d'essais de fluage avec des contraintes de différents niveaux, Caton et Baravian [18] ont montré que l'on peut définir un temps de transition pour atteindre une déformation limite et que la dynamique associée (vitesse de cisaillement en fonction du temps) caractérise un fluage dans le régime solide analogue au fluage primaire apporté par Andrade [31] dans le cas des métaux. Ils obtiennent une dépendance de ce temps, avec la contrainte τ appliquée, de la forme $e^{1/\tau}$ qui suggère une dynamique de fracture ou de dislocation. Il est à noter que dans le cas des faibles valeurs de contrainte, le temps d'expérimentation ne permet pas d'aboutir à une transition. Sachant que ce temps est beaucoup plus grand⁶ que celui prédit par la loi précédente, on ne peut certes pas prouver que la transition n'aura pas lieu, mais on peut penser qu'une bifurcation vers les temps infinis existe. Ce concept de bifurcation [94] est utilisé pour décrire la réponse en fluage d'un matériau qui est au départ en situation d'écoulement en régime établi. Pour une contrainte suffisamment faible (en dessous du seuil), la vitesse de cisaillement décroît progressivement puis s'annule brutalement. La viscosité possède alors une valeur finie juste avant que la transition liquide/solide n'ait lieu. C'est donc une fonction discontinue de la contrainte.

Si au lieu de réaliser des essais de fluage, on applique une rampe en contrainte par valeurs décroissantes comme dans le cas typique des essais en écoulement, alors l'identification de la valeur de contrainte conduisant à la bifurcation dépendra directement du taux de décroissance de la sollicitation. Ce constat a été fait par Putz et al. [110]. Il est à noter que l'on utilise classiquement une procédure de régression de type moindres carrés pour identifier les paramètres du modèle d'Herschel-Bulkley relatifs à cette courbe de descente, et donc entre autre celui du seuil de contrainte. Putz et al. [110] soulignent que cette manière de procéder conduit alors à des incertitudes de l'ordre de 20 %.

6. Il importe de souligner que des expérimentations longues sont souvent affectées par des artefacts de mesure tels que le séchage, le glissement aux parois, le creusement de la périphérie du fluide, etc. Des techniques existent pour les limiter ou les observer mais elles ont des limites [26, 103].

On voit donc que l'on peut définir deux valeurs de contrainte selon que l'on examine la transition solide/liquide ou liquide/solide. Des niveaux similaires (aux incertitudes expérimentales près) sont obtenus dans le cas de matériaux non thixotropes ou très faiblement thixotropes. Une différence notable apparaît dans le cas des matériaux thixotropes, ce qui conduit à définir deux contraintes seuils, l'une dite statique pour le cas où le matériau est initialement au repos, et l'autre dite dynamique lorsque l'on fixe initialement un régime d'écoulement établi [26]. Plus que le caractère contradictoire avec la définition même de la contrainte seuil, cette manière d'opérer souligne le rôle important de la thixotropie. La thixotropie est une propriété rhéologique qui définit la capacité d'un matériau à se fluidifier lorsque l'on exerce une sollicitation mécanique constante, et ce, sur une échelle de temps "importante" jusqu'à atteindre un état d'équilibre ; et conjointement à retrouver ses caractéristiques initiales lorsque l'on impose une période de repos suffisante. Cette propriété est toujours prise en compte de manière isolée. Il est pourtant étonnant de voir que la propriété de thixotropie va souvent de paire avec celle de contrainte seuil [80], et par ailleurs, ces propriétés semblent avoir une "même origine physique" qui est celle de l'organisation de la microstructure (indépendamment de la nature des interactions qui la sous-tendent) et des temps caractéristiques mis en jeu.

Une observation concrète de l'interdépendance du seuil de contrainte et de la thixotropie est le phénomène de reprise de structure qui a lieu lorsque l'on laisse le matériau au repos, phénomène que l'on appelle aussi "vieillessement". La structure de type solide qui se construit au cours du temps donne lieu à des caractéristiques mécaniques intrinsèques qui évoluent. La qualification expérimentale la plus pratique est celle du module élastique du matériau à partir d'essais d'oscillation ou de fluage. On constate, pour les durées d'observation qui sont à l'échelle de la dizaine d'heures, que celui-ci croît rapidement selon une loi de puissance du temps de repos t_w (où l'exposant est appelé exposant de vieillissement). Cette loi permet ainsi de montrer la similitude des réponses observées et donc de construire une courbe maîtresse (figure 1.10).

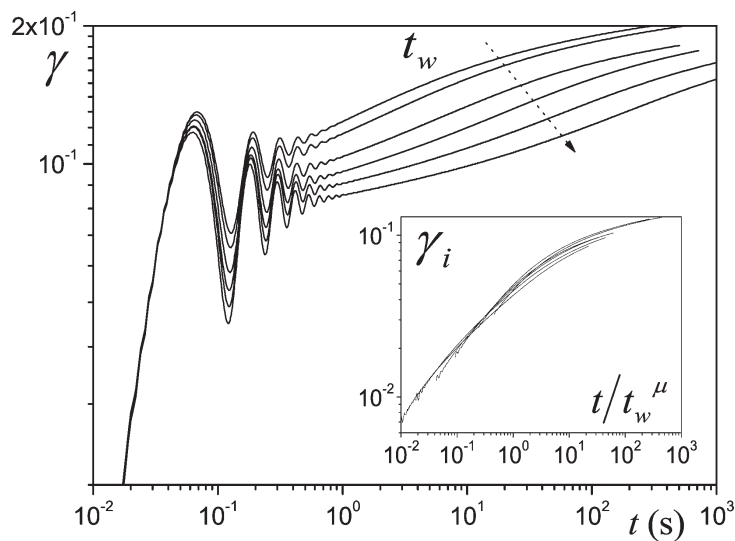


FIGURE 1.10: Evolution temporelle de la déformation obtenue pendant les essais de fluage à différents temps de repos (d'après [26]).

Le seuil de contrainte du matériau évolue alors dans le même sens et est donc fonction de l'histoire mécanique de l'échantillon et du temps de repos. Cette évolution temporelle complique la détermination du seuil car il n'est pas possible de geler le processus de reprise de structure au cours d'essais qui requièrent des temps suffisant pour faire la différence entre le régime solide et le régime liquide. La valeur du seuil peut alors dépendre également de ce temps d'expérimentation.

Un autre point important relatif aux fluides à seuil concerne le phénomène de localisation du cisaillement. Dans la mesure où la distribution de contrainte n'est pas parfaitement homogène dans l'entrefer⁷, il est logique d'avoir, lorsque la contrainte apparente s'approche du seuil, la coexistence de zones solides (zones où la contrainte est en dessous du seuil) et de zones liquides [29, 94].

Du point de vue de la mécanique des solides, ces effets de localisation ne sont pas inattendus. Au delà d'une contrainte critique, un matériau fragile se rompt, un solide plastique lui se déforme le long d'une surface spécifique du fait de dislocations. Dans les deux cas, la déformation se localise dans une fine région où la vitesse de déformation est discontinue à l'échelle d'observation usuelle [94]. Il ne serait alors pas anormal d'être confronté à ce type de phénomène pour des matériaux qui présentent un état intermédiaire entre les fluides et les solides. Un distinguo doit être fait entre la situation de coexistence de zones solides et liquides (du fait de la non homogénéité de la distribution de contrainte) et celle du cisaillement en bandes où l'on est en présence de zones cisillées à différentes valeurs finies (l'une pouvant être nulle) qui traduisent un passage discontinu entre l'état fluide et l'état liquide. Il faut également ajouter que l'on suppose dans tous ces cas de figure qu'il n'y a pas de phénomène de glissement à l'interface fluide/géométrie qui implique évidemment une discontinuité de vitesse. La distribution de la localisation peut s'établir selon la direction du gradient de vitesse ou selon la direction de vortacité [74].

Ces considérations insistent donc à étudier le champ de vitesse au sein des fluides à seuil en cours d'écoulement et notamment à l'approche du seuil d'écoulement pour mieux apprécier l'importance des effets de localisation. Cette orientation a été suivie au cours de ces dernières années grâce au développement de nouvelles techniques permettant des observations avec des matériaux transparents ou non [74] telles que les outils rhéo-optiques, les techniques de diffusion et la vélocimétrie ultrasonore ou par résonance magnétique.

La constatation faite pour différentes suspensions colloïdales, où les interactions sont majoritairement attractives (ciment, argile naturelle ou de synthèse type laponite, gel de silice, mousse, ...), est que l'on n'observe aucun écoulement stable en dessous d'un gradient de vitesse critique. Celui-ci se définit à partir de la rupture de la pente du profil de vitesse qui existe à l'interface solide/liquide dans le cas d'un écoulement avec une géométrie de Couette (figure 1.11) [26, 29]. La conséquence particulière de ce comportement est que si l'on applique un gradient de vitesse inférieur à cette valeur critique, alors le système développe des bandes de cisaillement où l'on a $\dot{\gamma} \approx \dot{\gamma}_c$ dans certaines régions et $\dot{\gamma} = 0$ partout ailleurs. L'état d'écoulement à l'équilibre que l'on obtient est alors un état

7. C'est le cas pour une géométrie Couette où la contrainte varie de manière importante mais contrôlée en $1/\Omega$. Cela reste vrai aussi pour une géométrie cône/plan même si la variation est typiquement inférieure à 1 % [80]. Un autre aspect important pour la géométrie Couette est que l'on ignore ou on ne présente pas d'information sur le comportement en bout, seule la zone médiane cylindrique est étudiée.

apparent car il correspond à un écoulement hétérogène. Lorsque l'on modifie la valeur de la vitesse apparente de cisaillement (tout en ayant $\dot{\gamma} < \dot{\gamma}_c$), c'est l'étendue des zones cisillées qui se trouve modifiée et non pas la valeur de la vitesse de cisaillement locale. Ceci a été vérifié en géométries Couette et cône/plan [94].

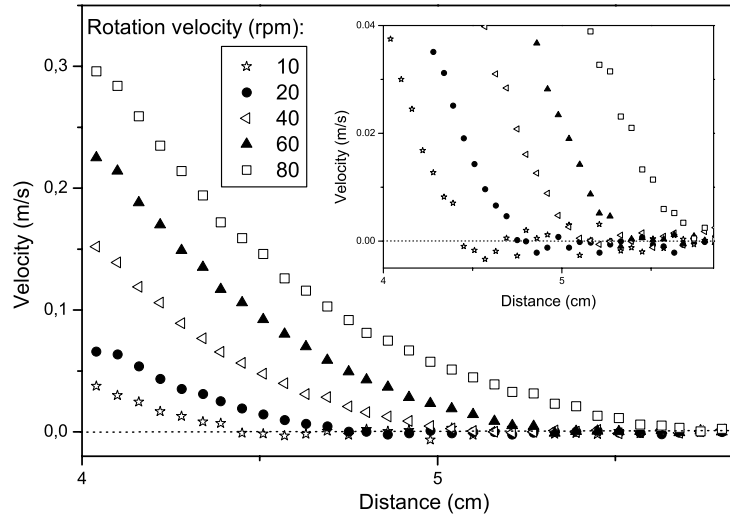


FIGURE 1.11: Profils de vitesse dans une géométrie Couette, pour une mousse, à différentes vitesses de rotation (d'après [26]).

Dans le cas où l'on réalise des essais à contrainte imposée, la recherche d'un état stable fait qu'en régime permanent, le matériau passe du régime solide à un régime liquide à un gradient relativement élevé (typiquement supérieur à 1 s^{-1}). La courbe d'écoulement présente alors typiquement un quasi-plateau en contrainte pour des valeurs très légèrement supérieures au seuil. Uhlherr et al. [140] ont analysé la valeur de la pente de ce quasi-plateau en fonction de l'intensité des interactions (contrôlées via le plateau ou la concentration). Les travaux décrivent le passage d'un comportement type ductile à celui d'un matériau fragile. Les auteurs ont indiqué que la valeur de la pente traduit l'uniformité de l'intensité des liens mais ils ne semblent pas intégrer dans leur réflexion les problématiques de localisation du cisaillement et de modification des temps caractéristiques de la thixotropie.

Le cas de la transition liquide/solide, décrite précédemment à l'aide du concept de bifurcation, correspond au passage de la viscosité apparente d'une valeur finie ($\tau_c/\dot{\gamma}_c$) à une valeur infinie. Cette transition présente une dynamique avec des temps caractéristiques propres. Pour un essai de fluage, on va observer un arrêt brutal de la géométrie après un temps d'induction plus ou moins long selon les conditions expérimentales. Le suivi des profils de vitesses lors d'un essai de relaxation, mené avec une géométrie Couette et une émulsion chargée avec de l'argile, fortement cisillée initialement, a permis à Ragouilliaux et al. [112] d'obtenir les évolutions temporelles de la vitesse de cisaillement locale. Lorsque la condition de transition est vérifiée ($\tau < \tau_c$), on obtient des évolutions décroissantes qui se superposent si l'on utilise un temps caractéristique θ pour adimensionner le temps. Les auteurs ont montré que θ est fonction de l'écart de contrainte entre celle appliquée et celle du seuil ($\theta \approx (\tau - \tau_c)^{-1}$). Ce temps caractéristique est directement lié à la propriété de la

thixotropie qui traduit la capacité du matériau à reformer des liens.

Un autre regard doit être porté pour les systèmes où les interactions sont plutôt répulsives (i.e. les gels de carbopol, les émulsions simples et les suspensions de latex). Le comportement serait celui d'un fluide à seuil simple dans le sens où le modèle d'H-B décrit parfaitement son comportement, c'est-à-dire, que la vitesse de cisaillement va décroître continuellement vers 0 à mesure que l'on s'approche (par excès) du seuil de contrainte [30]. Cela dit, des doutes demeurent quant à l'existence d'une vitesse de cisaillement critique. Elle semble plus difficilement indentifiable à partir des profils de vitesse [94] compte tenu des limites de précision de mesure. Cette valeur serait faible, de l'ordre de 10^{-2} s^{-1} (voire 10^{-1} s^{-1}), mais aucune preuve directe de localisation du cisaillement n'est établie pour ces travaux. On peut néanmoins rapporter l'un des tous premiers travaux pour cette problématique, celui de Magnin et Piau [72] pour lequel une instabilité de cisaillement en bandes a été observée pour des écoulements avec du gel de carbopol à des contraintes très proches du seuil de contrainte.

Ces phénomènes d'organisation particulière ont été présentés indépendamment des phénomènes physiques qui interviennent à l'échelle microscopique. Ovarlez et al. [94] présentent des origines physiques selon la famille du matériau considéré. On retrouve entre autre la description "classique" où les éléments étant dans un puits de potentiel peuvent en être extraits et entraîner leurs voisins ou alors tomber dans un nouveau puits. Nous ne détaillerons pas ces aspects dans ce mémoire.

Le point fondamental, qu'il convient de retenir concernant l'aspect de la transition solide/liquide ou liquide/solide, est que la réponse du matériau va dépendre du mode de sollicitation (contrainte ou vitesse de cisaillement imposée) au voisinage du seuil de contrainte ; ce qui ne sera plus le cas si l'on est dans un régime totalement liquide au sein de l'entrefer. Par ailleurs, le jeu des temps caractéristiques de sollicitation et ceux de la thixotropie va conditionner la dynamique de réponse du matériau.

Un autre aspect important qu'il convient de souligner concerne les conditions aux limites fixées pour confiner le matériau. Les deux critères clés qui doivent être considérés sont ceux de l'état de rugosité des parois et la dimension du confinement. Gibaud et al. [42] et Divoux et al. [34] ont montré l'influence des géométries lisses pour des essais de relaxation avec des fluides à seuil (simple et thixotrope) initialement au repos. Au delà de la présence du phénomène de glissement, ils ont montré que le régime transitoire vers l'état liquide, où le fluide est cisailé dans tout l'entrefer avec une adhérence parfaite aux parois, correspond à un écoulement non homogène. Que l'on ait une fluidification dans le cas d'un fluide à seuil simple (carbopol) ou une fragmentation/érosion dans le cas d'un fluide à seuil thixotrope (laponite), la durée de ce régime transitoire Δt (10 à 10^5 s) répond à une loi de puissance de la vitesse de cisaillement appliqué $\Delta t \approx \dot{\gamma}^{-\alpha}$ ou $(\dot{\gamma} - \dot{\gamma}^*)^{-\alpha}$. Le paramètre $\dot{\gamma}^*$ est une valeur critique en deça de laquelle le phénomène de fluidification ne se déclenche pas (cas des fluides thixotropes). Le cas des écoulements fortement confinés (micro-canaux) ont été examinés récemment par Goyon et al. [43]. Une fois encore, le phénomène de localisation du cisaillement apparaît même dans le cas de fluides à seuil simple.

1.4.3 Connaissances des propriétés rhéologiques des sédiments cohésifs

Comme il a été souligné précédemment, les sédiments cohésifs sont des matériaux complexes de par leur composition. Leur caractérisation est nécessaire pour pouvoir effectuer des comparaisons au cours du temps ou entre différents systèmes vaseux ; ou bien établir une modélisation de leur comportement à partir de paramètres physiques à des fins de simulation prédictives.

Berlamont et al. [9] ont rappelé les différents aspects complémentaires à étudier (granulométrie, minéralogie, sédimentation/consolidation, rhéologie, ...) ainsi que les difficultés associées. Il est bien identifié que les sédiments cohésifs sont des matériaux rhéofluidifiants qui présente un caractère seuil si la concentration en matière solide ("finie") est suffisante. Le caractère thixotrope est également connu, mais comme l'ont souligné Berlamont et al. [9], la détermination de la contrainte seuil a reçu beaucoup plus d'attention que la détermination des temps caractéristiques de thixotropie. Ces mêmes auteurs ont également rappelé que celle-ci va affecter les résultats des valeurs de seuil compte tenu des évolutions temporelles. Ce point semble quelque peu oublié dans les études se focalisant exclusivement sur la contrainte seuil. Dans cette recherche, Berlamont et al. [9] abordent la problématique des techniques expérimentales et pointent du doigt l'importance de considérer des courbes d'écoulement à l'équilibre, de maîtriser les conditions initiales des fluides et de disposer d'instruments de mesure appropriés (typiquement, les rhéomètres à contrainte imposée) pour obtenir un domaine de cisaillement important surtout pour des très faibles valeurs qui ne sont pas accessibles aux viscosimètres comme celui de type Brookfield très largement utilisé au départ [77].

C'est bien le domaine de mesure, le protocole expérimental et la nature de la mobilisation du comportement de fluide à seuil qui vont conduire à une valeur du paramètre seuil (τ_c) pouvant varier dans des proportions importantes (figure 1.12). On peut se contenter de réaliser des régressions (sur la courbe de montée ou de descente) avec le modèle de Bingham aux bas gradients de vitesse [93] ou aux forts gradients [77, 93] ou avec celui d'Herschel-Bulkley qui peut prendre en compte un domaine plus large [58].

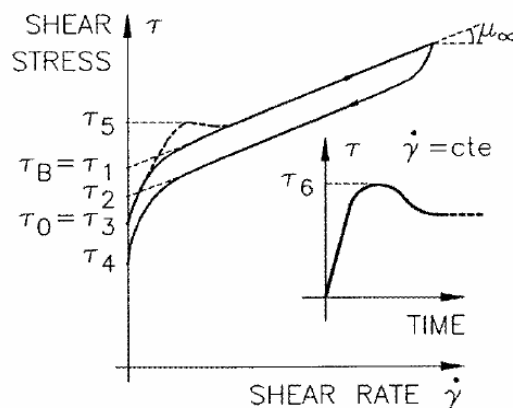


FIGURE 1.12: Courbe d'écoulement typique des vases avec différentes définitions possibles du seuil de contrainte ($\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_6$) (d'après [9]).

Lorsque l'on obtient des courbes d'écoulement plus complexes, on peut recourir à des lois mathématiques avec de multiples paramètres (i.e. les lois de Worrall-Tuliani et de Bingham Dual [51]) pour décrire le comportement sur l'ensemble du domaine de mesure. Des interrogations demeurent toutefois sur ce type de pratique et la signification des résultats obtenus si on exploite des mesures où il n'y a pas d'homogénéité du cisaillement au sein de l'entrefer. Cela permet tout du moins d'effectuer des comparaisons lors d'études paramétriques. Pouv et al. [108] ont en effet montré dans le cas de sédiments naturels (dont la partie inférieure à $125\ \mu\text{m}$ a été conservée par tamisage) que la courbe d'écoulement dépendait du mode d'application de la sollicitation (contrainte imposée CI ou vitesse imposée VI) (figure 1.13). Une dépendance forte est observée lors des courbes de montée alors que pour les courbes de descente, il y a concordance tant que les valeurs de vitesse de cisaillement restent plus grandes que celle de la vitesse de cisaillement critique qui conditionne l'homogénéité du champ de cisaillement.

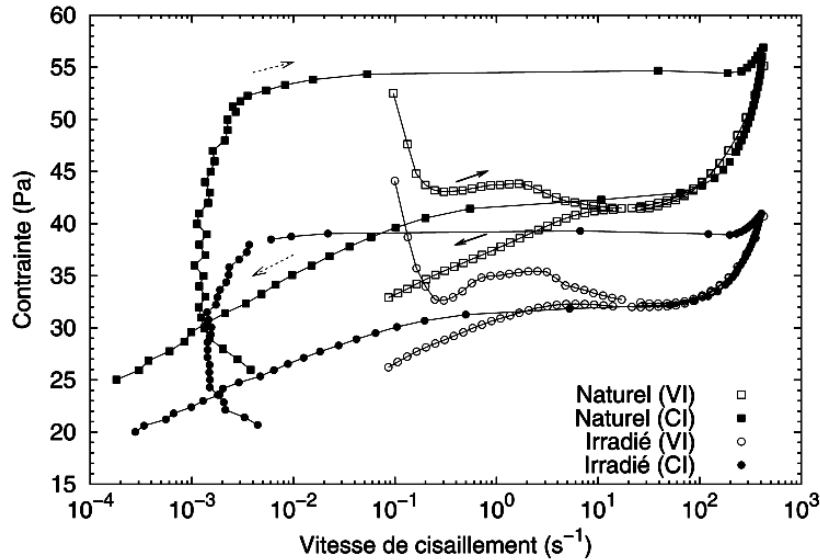


FIGURE 1.13: Courbes d'écoulement pour le sédiment naturel (carré) et irradié (cercle) en fonction du mode d'imposition (CI ou VI) des sollicitations mécaniques (d'après [108]).

Pham Van Bang et al. [8], Huang et al. [51], Kervella [58] et Qi [111] ont également travaillé avec des systèmes naturels, pour lesquels, il ressort des courbes d'écoulement un peu particulières car on y identifie, à notre avis, deux vitesses de cisaillement critiques : l'une aux alentours de $1\ \text{s}^{-1}$ (valeur "usuelle" associée au problème de stabilité d'écoulement) et l'autre aux alentours de $10\ \text{s}^{-1}$. Il peut être intéressant de souligner que des observations similaires peuvent être faites pour des systèmes boueux à base de bentonite, dans le cadre des travaux de Besq [10] et de Paumier et al. [100], et pour lesquels, il n'y a pas de particules "grossières". Cela suggère qu'un effet type "migration particulaire" n'est pas seul responsable. Pour ces cas particuliers en vitesse de cisaillement imposée, et indépendamment de la géométrie utilisée (plans parallèles rugueux, géométrie de Couette lisse, croisillon), il conviendrait de s'intéresser à l'organisation de l'écoulement au sein de l'entrefer.

Si des essais d'érosion sont réalisés conjointement à ceux rhéométriques, il est alors possible de comparer les valeurs de seuil τ_c (qui peut aller jusqu'à 50 Pa ou plus pour les vases naturelles de concentration allant jusqu'à 40 %) à la contrainte critique d'érosion τ_{ce} (souvent inférieure à 5 Pa pour les vases naturelles pour le domaine de concentration voisin). On obtient classiquement une relation en loi de puissance. La loi de début d'érosion des vases plastiques proposée par Migniot [77] peut être mise sous la forme $\tau_{ce} = 0,081\tau_c$.

Les essais menés par Otsubo et Muraoka [93] avec différents systèmes vaseux naturels et modèles montrent que le seuil obtenu, à partir de la loi de Bingham ajustée aux points de mesure aux bas gradients de vitesse, présente une bonne corrélation avec le seuil d'érosion. Une même loi se dégage pour tous les systèmes ($\tau_{ce} = 0,78\tau_c^{0,94}$) si on considère comme critère de définition du seuil d'érosion le moment où le lit vaseux est endommagé. Cela n'est pas le cas (plusieurs lois de puissance nécessaires) si on considère que la contrainte conduisant à l'arrachement de particules du fond vaseux est celle définissant le seuil d'érosion.

Les études rhéologiques réalisées avec les sédiments cohésifs ont principalement permis de quantifier l'effet de la concentration en matière solide et de classer les comportements selon la proportion des classes granulométriques (argile, silt et sable) [5, 51, 58, 111] et éventuellement leur minéralogie. Elles exploitent majoritairement des essais en écoulement [58] et parfois en oscillation [5, 11, 51] qui mettent tous en évidence le phénomène de transition solide/liquide.

Pour le cas spécifique des essais en oscillation, Qi [111] a montré que l'état de rugosité des géométries modifiait la réponse lors de la transition solide/liquide. La valeur de déformation critique conduisant à la "liquéfaction" du matériau augmente avec la taille des rugosités. Il ressort des essais qu'une évolution en loi de puissance ou exponentielle est utilisée pour décrire l'augmentation du seuil (τ_c) ou du module de conservation dans le domaine solide (G'_0) en fonction de la concentration ou de la fraction volumique solide. Il est à noter que les études systématiques des mélanges sable-vase (variation de la concentration des espèces et de la minéralogie des argiles) ont été abordées, à notre connaissance, seulement à partir d'essais en érosion [54, 78]. Kervella [58] présente une classification en 5 catégories de ses échantillons selon la teneur en sable. Une évolution en loi de puissance du seuil selon la fraction volumique totale est observée pour chaque catégorie avec une hiérarchisation selon la teneur en sable. Si l'on raisonne en termes de fraction volumique des fines (argile et silt), alors on obtient une loi "unique" de même nature. Il valide également l'approche de Coussot et Ancey [27] où le seuil τ_c d'un mélange sable/vase, où du sable est ajouté dans un fluide interstitiel de seuil τ_{c0} (teneur en eau ou concentration fixée), varie selon la relation $\tau_c = \tau_{c0}(1 - \frac{\phi_s}{\phi_m})^{-m}$ avec ϕ_s la fraction solide de grains, ϕ_m la fraction d'entassement maximale des sables et m un coefficient positif.

Pouv et al. [108] se sont intéressés aux temps caractéristiques d'évolution d'un sédiment naturel (fraction infra 125 μm et concentration massique de 36 %) au cours du repos (reprise de structure) et au cours de la transition solide/liquide. L'évaluation de l'impact de la composante biologique a été également faite en soumettant une partie des échantillons à un rayonnement gamma (dose 35 kGy en périphérie). Les résultats soulignent que les échantillons irradiés présentent un niveau de résistance mécanique plus faible mais que la réponse, quel que soit le test, est similaire à celle obtenue pour les échantillons naturels

(figure 1.13). Ces observations vont donc dans le sens d'une biostabilisation. Les auteurs montrent également qu'il est possible, comme cela a été décrit pour d'autres matériaux, de définir un exposant de vieillissement μ (valant 1,43) permettant de construire une courbe maîtresse de réponse en fluage à partir du temps de repos t_w (t/t_w^μ). Concernant l'influence de l'intensité de la contrainte sur la transition solide/liquide, on retrouve le concept de temps de transition défini par Caton et al. [18] qui dépend de manière exponentielle avec l'inverse de la contrainte (figure 1.14). Une évolution selon les mêmes proportions semble exister pour les échantillons naturels et irradiés.

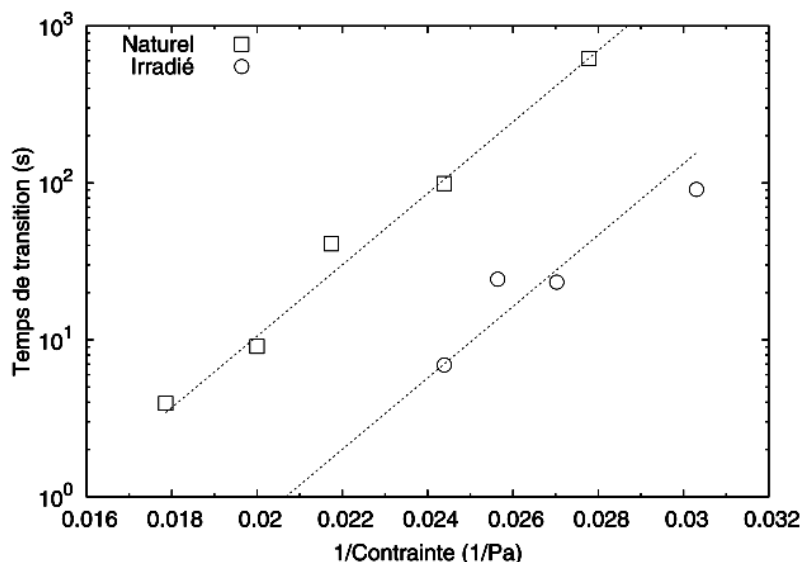


FIGURE 1.14: Evolution de la position temporelle du minimum du taux de déformation pour les sédiments naturel et irradié (d'après [108]).

1.5 Bilan et objectifs de la thèse

Les sédiments cohésifs sont des matériaux complexes de par la nature des constituants qui sont de l'ordre de la minéralogie et de la biologie. On est ainsi en présence d'un matériau qui développe une organisation structurale liée aux forces interagissantes entre les particules et qui est perturbée (dans le sens positif ou négatif) par l'activité biologique. Ces matériaux naturels se caractérisent alors par une grande variabilité de comportement et par une évolutivité temporelle. Si ces matériaux sont remaniés alors on peut les considérer comme homogènes. *In situ*, on a affaire à un matériau présentant un gradient de propriétés selon la profondeur de la couche sédimentaire car le processus de formation (sédimentation/consolidation) conduit à une augmentation de la concentration en matière solide et à une orientation particulière.

Du point de vue mécanique, la contrainte seuil et la thixotropie sont les deux caractéristiques principales de ces matériaux. La conséquence pratique est que ce matériau est capable d'opérer une transition réversible entre l'état solide et l'état fluide. La caractérisation d'une telle transition est expérimentalement très délicate car le mode opératoire retenu et l'échelle de temps d'observation jouent un rôle important. Que ce soient des

tests d'érosion ou des essais rhéométriques, il faut être en mesure de détecter et décider de l'occurrence d'un écoulement, et de suivre son établissement. Cela va sans dire qu'il faut connaître conjointement l'intensité de la sollicitation appliquée au cours de l'essai. Un certain nombre de difficultés et limites expérimentales existent pour cette problématique.

Les phénomènes de localisation du cisaillement, qui sont de nos jours mieux identifiés comme on a pu le montrer, peuvent se développer au sein des sédiments cohésifs. Une observation locale semble donc incontournable pour pouvoir interpréter les mesures. On dispose d'un retour d'expérience en matière dans le domaine de la rhéométrie ce qui n'est pas le cas pour les tests en érosion. En effet, seules des observations en surface sont faites et on quantifie la transition solide/liquide dans sa phase finale (arrachement de matière) et non pas sur un domaine de déformations et taux de déformation très faibles correspondant aux tous premiers instants de cette transition. Ce souhait de caractériser le matériau au cours de ce laps de temps suppose que l'on traite d'un essai où seul le paramètre de sollicitation mécanique entre en jeu. C'est principalement le cas en rhéométrie mais pour les essais d'érosion, la perméabilité du sédiment vis-à-vis du fluide en écoulement fait que l'on modifie localement les propriétés rhéologiques du matériau. Ce processus d'échange (qui est plus ou moins prononcé) explique le besoin de fixer une valeur seuil pour décider du "réel" démarrage de l'érosion.

Les conditions aux limites, comme indiqué précédemment, conditionnent la dynamique de transition entre l'état solide et l'état fluide. Les états lisses et rugueux sont les deux cas typiquement considérés, le deuxième étant le garant qu'il n'y aura pas de glissement lors des essais rhéométriques. Différentes configurations de rugosité sont utilisées mais il ne semble pas y avoir de remarques particulières sur l'influence de la forme et taille des rugosités. Ce problème expérimental de non respect de l'adhérence du sédiment aux parois doit être intégré dans le cas des essais d'érosion. Il est à noter que pour les tests d'érosion, la rugosité est prise en compte dans un autre contexte car il s'agit d'avoir des conditions de rugosité homogènes de toute la section d'essai au niveau de l'interface fluide/sédiment afin que le champ d'écoulement ne soit pas perturbé au passage de la zone où le sédiment est disposé.

Les artefacts de mesure inhérents aux effets de bord ou de bout induits par la mise en œuvre d'une géométrie de mesure sont connus du point macroscopique mais il ne semble pas exister d'informations dans le cadre de la transition solide/liquide de fluides à seuil simples ou thixotropes. Le niveau de confinement du fluide est une contrainte expérimentale forte en rhéométrie car celui-ci étant faible, on est souvent obligé de traiter les sédiments naturels pour ne retenir que les fines particules. Ce même paramètre a plus récemment été identifié comme un facteur influent de l'homogénéité du cisaillement lors de la transition solide/liquide. Cette remarque peut interpeller quant à la manière dont le sédiment est confiné dans un test d'érosion. Outre l'impact de la section d'érosion sur le taux d'érosion, c'est l'épaisseur et le confinement latéral (il n'existe pas si le sédiment occupe toute la section d'essai ; il est circulaire ou rectangulaire dans les autres cas où un espace a été aménagé) qui sont des paramètres potentiellement influents bien que cela n'a jamais été rapporté à notre connaissance.

La gestion à long terme des espaces portuaires et estuariens nécessite d'être capable de modéliser le comportement en érosion et en transport des sédiments qui sont le plus souvent cohésifs. Décrire ces propriétés d'érosion, plus précisément la transition solide/liquide,

requiert une phase expérimentale. Deux voies principales ont été présentées. Il s'agit de la rhéométrie et des essais hydrodynamiques. La technologie employée par les rhéomètres fait que l'on est capable d'imposer des contraintes sur un domaine large. En ce qui concerne la contrainte hydrodynamique s'exerçant sur le fond sédimentaire, celle-ci ne peut être connue précisément qu'à partir du champ de vitesse de l'écoulement turbulent. Pour des raisons pratiques, elle est souvent déterminée à partir d'un étalonnage sur la base d'une donnée macroscopique d'entraînement (débit, vitesse d'entraînement). Lorsque les deux voies sont utilisées conjointement pour les mêmes matériaux, on constate une différence entre les niveaux de contrainte conduisant à la transition solide/liquide, toutefois une corrélation existe. Compte tenu de la différence de la nature de la sollicitation mécanique en érosion et en rhéométrie, il est légitime de s'interroger sur le lien permettant de prévoir le comportement en érosion à partir de "simples" essais rhéométriques? Est ce simplement une problématique de mode opératoire, de définition du critère d'occurrence de la transition solide-liquide?

La littérature fait apparaître la nécessité de caractériser différents matériaux (modèles ou non) pour évaluer l'impact de leur comportement mécanique qui résulte des interactions entre leurs constituants. Le seuil de contrainte demeure le paramètre exclusif dans cette démarche même si le caractère thixotrope de ces matériaux est connu. Pourtant, la thixotropie impose de prendre en compte l'état initial du fluide pour tout essai mécanique. Cette remarque va dans le sens de la question précédente concernant le mode opératoire. Quand bien même cet aspect serait maîtrisé, il semble raisonnable de croire que les temps caractéristiques associés à la thixotropie vont conditionner la dynamique de transition du matériau (il suffit d'imaginer le cas de deux fluides ayant la même contrainte seuil dont un seul possède un caractère thixotrope). Les paramètres temps d'observation et conditions de forçage (amplitude et durée des paliers des sollicitations mécaniques) définis dans le mode opératoire sont alors clés dans la caractérisation de la transition solide/liquide. Cela incite également à être en mesure de suivre finement la transition solide/liquide si on veut disposer d'un critère d'occurrence approprié.

Fort de ces constatations et interrogations, deux objectifs ont été définis dans le cadre de ce travail de thèse.

Le premier est de mener des essais d'érosion et de caractériser le processus de transition solide/liquide du fond sédimentaire en examinant localement sa réponse à une sollicitation mécanique constante et en évaluant les changements lorsque les phénomènes d'échange à l'interface du fond sédimentaire sont présents ou non, ou lorsque l'on modifie les conditions de confinement. Les techniques "classiques" de RMN, d'imagerie de particules (suivi particulaire ou corrélation pour identifier le déplacement statistique le plus probable), de vélocimétrie Doppler (ondes sonores ou laser) peuvent répondre à ce besoin. Elles se différencient par leur caractère potentiellement intrusif (ajout ou non de traceurs), leur résolution spatiale et temporelle ainsi que leur exigence de certaines propriétés du fluide (transparence optique et homogénéité).

Le second objectif est de disposer de sédiments homogènes avec des propriétés rhéologiques stables sur une période suffisante par rapport aux temps d'expérimentation mis en jeu, et également ajustées pour pouvoir juger de l'importance de la propriété de thixotropie alors que le niveau de contrainte seuil reste inchangé. Bien évidemment, puisque

l'on parle de propriétés rhéologiques, il faudra procéder au préalable à une caractérisation rhéométrique de ces fluides en détaillant spécifiquement la transition solide/liquide. L'étude locale sera adoptée puisqu'il coexistera des zones fluides et solides. Cela donnera des informations précieuses pour interpréter les grandeurs rhéométriques macroscopiques usuelles.

Pour répondre à ces objectifs, la technique de caractérisation locale retenue est celle basée sur le suivi de traceurs particuliers microniques ensemencés dans le fluide. Cette technique permettra de comparer les déplacements particuliers dans le cas des essais rhéométriques et les essais d'érosion. Le choix de cette technique optique impose d'utiliser des fluides transparents avec des propriétés rhéologiques analogues à celles des sédiments cohésifs naturels. Le cas des mélanges sable-vase ayant fait l'objet d'une attention particulière, il faudra intégrer, lors de la phase d'élaboration de ces fluides, le fait que des études complémentaires devront être menées en ajoutant des particules transparentes. La contrainte d'adaptation en indice de réfraction sera donc à prendre en compte.

Chapitre 2

Techniques expérimentales pour la caractérisation mécanique macroscopique et locale

Ce chapitre vise à la description des matériels expérimentaux et des différentes méthodes associées. Nous détaillerons un outil de Micro Vélocimétrie par Suivi Particulaire (μ PTV) et sa qualification dans le cas d'un matériau soumis à une sollicitation mécanique d'entraînement (écoulement viscosimétrique obtenu à l'aide d'un rhéomètre). L'influence de l'état de surface de la géométrie de mesure sera abordée. En parallèle, l'implantation d'un canal circulaire sur le dispositif précédent et l'utilisation de l'outil de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), permettant d'aborder la problématique de l'érosion des sédiments modèles sous sollicitation mécanique de frottement, seront également présentées.

2.1 Matériels utilisés

Avant de présenter en détails les matériels utilisés, il importe de préciser que la température des essais sera “contrôlée” grâce à la centrale de climatisation du local où sont installés les matériels. Une température comprise entre 17 et 19°C sera fixée pour l'ensemble des essais sauf cas particuliers qui seront spécifiquement précisés.

2.1.1 RheoScope1

L'instrument principal utilisé dans ce travail est le RheoScope1 développé par la société Thermo Fisher Scientifique (figure 2.1). Il s'agit d'un rhéomètre à contrainte imposée équipé d'un système optique motorisé.

Tout comme les autres dispositifs rhéométriques, le rhéomètre rhéoscope1 est capable d'effectuer les différents essais permettant de caractériser les propriétés rhéologiques de la matière. Ci-après, on donne quelques spécifications techniques de l'instrument :

- Couple (M) : 0,001 – 100 mN.m,
- Vitesse de rotation (Ω) : 0,025 – 1200 tr/min,
- Fréquence (f) : 0,0001 – 100 Hz,
- Température (T) : 5 – 95°C (si connecté à un bain thermostat externe).

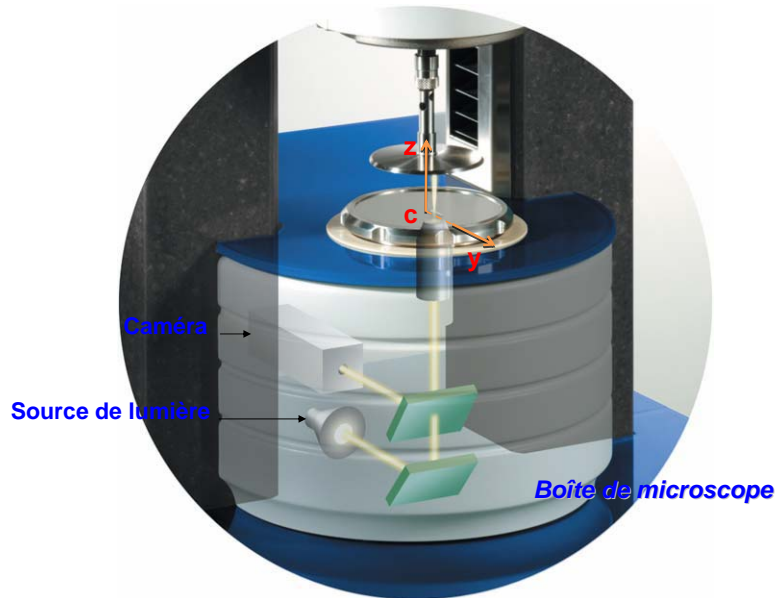


FIGURE 2.1: *RheoScope1* : rhéomètre et système microscopique.

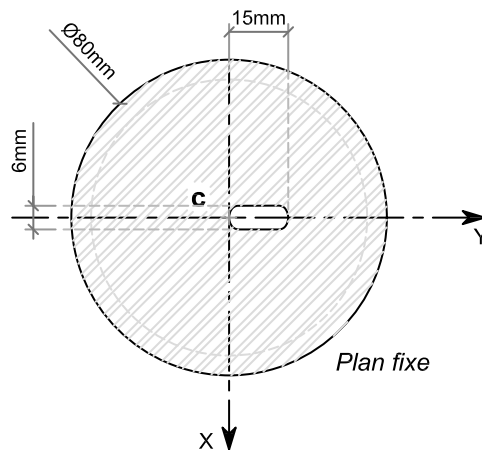


FIGURE 2.2: *Plan du support pour fixer la géométrie inférieure (vue de dessus).*

Le système optique est composé d'un microscope (grossissement standard de 20x ou optionnel de 5x), d'une caméra CCD (640 px \times 480 px) et d'une source lumineuse filtrée dans l'infrarouge. Le plan en inox servant de support pour fixer la géométrie inférieure contient une ouverture rectangulaire (figure 2.2). Via cette fenêtre d'observation, la lumière sortant de l'objectif du microscope traverse le plan inférieur transparent et converge en un seul point voulu dans l'entrefer. C'est la réflexion de la lumière par la géométrie métallique qui permet l'observation de l'échantillon. La caméra CCD permet pratiquement une acquisition maximale de 7 à 8 images par seconde. Le microscope de l'instrument est piloté par un ensemble de deux moteurs. Pour focaliser un point d'étude voulu dans l'espace de l'entrefer, il suffit d'ajuster simplement, à partir du logiciel dédié, les valeurs

de deux paramètres “ f_0 ” et “ Y_0 ” qui représentent respectivement la distance focale (précision de réglage de $10 \mu\text{m}$) et la position radiale (précision de réglage de $10 \mu\text{m}$). Le déplacement horizontal du système microscopique, qui s’opère approximativement le long d’un rayon de la géométrie, permet de couvrir un domaine long de 15 mm à partir du centre de rotation de la géométrie. La valeur maximale de distance focale f_0 est de 4 mm (valeur fixée par le logiciel).

Dans notre cas d’étude, on dispose de deux objectifs ayant deux facteurs de grossissement différents : $20\times$ pour les essais rhéométriques avec les géométries plan/plan et $5\times$ pour les essais d’érosion en canal implanté sur le rhéoscope1. L’objectif $20\times$ permet d’observer un volume d’échantillon ($\approx 231 \mu\text{m} \times 173 \mu\text{m} \times f_0$ de $100 \mu\text{m}$) plus petit que celui de l’objectif $5\times$ ($\approx 764 \mu\text{m} \times 573 \mu\text{m} \times f_0$ de $130 \mu\text{m}$). Ces valeurs ne sont pas celles des constructeurs. Elles ont été obtenues en utilisant une mire microscopique calibrée (taille de $100 \mu\text{m}$) et en effectuant différents essais de focalisation sur des traceurs particulières.

Pour l’étude locale avec la μPTV , les échantillons (matériaux transparents) sont ensemencés avec des traceurs particulières qui sont des micro particules fluorescentes de Rhodamine B de diamètre de $2,81 \pm 0,14 \mu\text{m}$.

2.1.2 Mini canal annulaire implanté sur le rhéoscope1

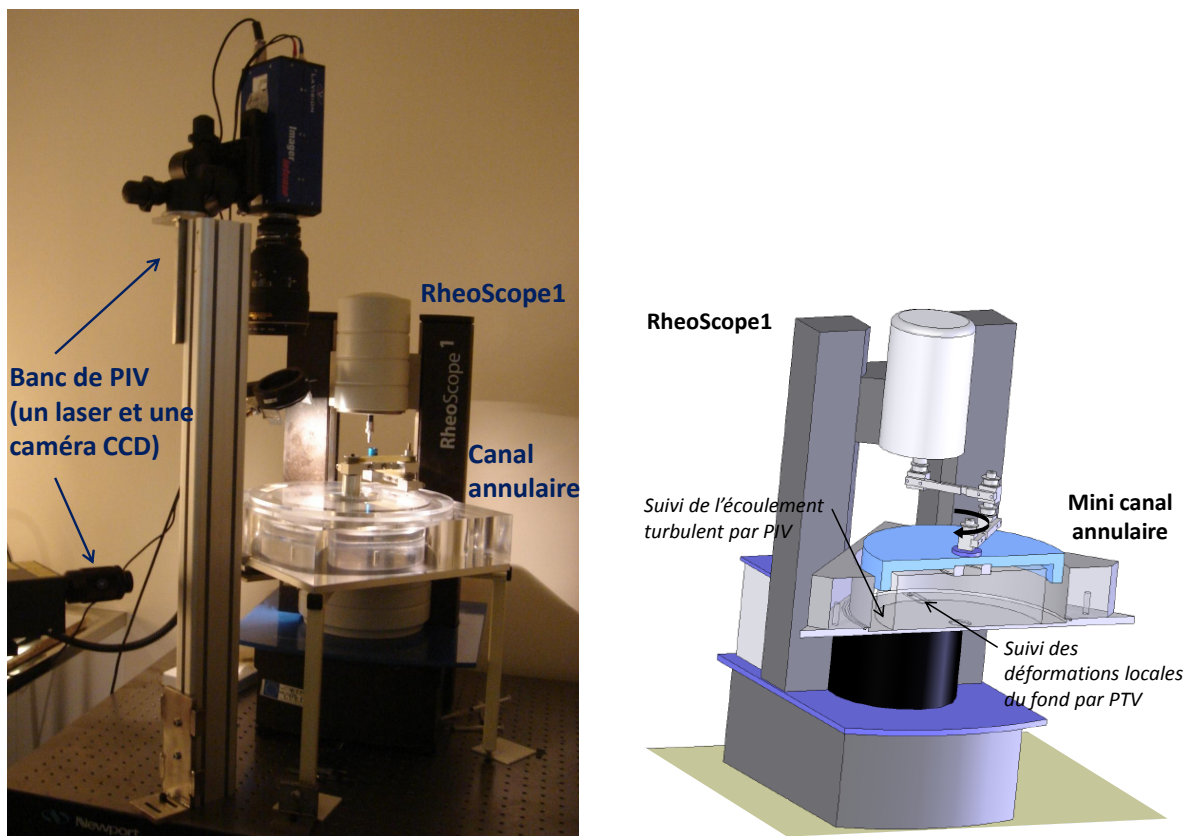


FIGURE 2.3: Photo et schéma de principe du canal annulaire implanté sur le rhéoscope1.

Le second moyen d'étude expérimentale de ce travail est composé principalement du rhéoscope1 (rhéomètre et microscope), d'un mini canal circulaire et d'un banc de PIV (Vélocimétrie par Images des Particules) (figure 2.3).

Le rhéoscope1 est un élément important non seulement pour contrôler la vitesse d'entraînement du fluide dans le canal mais aussi pour pratiquer la technique de PTV dans l'étude des processus des déformations locales du fond modèle cohésif transparent. Le banc de PIV est utilisé pour la caractérisation des champs d'écoulement turbulent du fluide au sein du canal.

2.1.2.1 Description du canal d'érosion

Les schémas détaillés du mini canal circulaire transparent en PMMA sont illustrés sur la figure 2.4. Basiquement, il est constitué d'un cylindre solide (diamètre 229 mm) fixé verticalement à l'intérieur d'un parallélépipède évidé cylindriquement (diamètre 299 mm), d'un plateau d'entraînement conique et d'un plan du support (qui est en aluminium). Le canal a ainsi une largeur d'écoulement constante de 35 mm et la plus grande distance allant du fond du canal au plateau d'entraînement est de 62,5 mm. Da Costa Araújo [32] rapporte que les canaux de cette taille sont largement utilisés dans la mesure des contraintes critiques d'érosion de couches sédimentaires en fournissant une bonne reproductibilité des structures de l'écoulement principal dans la région près du fond. Bien évidemment, de plus grands canaux annulaires sont également utilisés. D'ailleurs, Pourahmadi et Humphrey [106] considèrent qu'un canal présente une forte courbure s'il obéit à la condition $R_c/D \leq 20$, où R_c est le rayon de courbure moyen du canal et D la largeur du canal. Dans notre cas, le rapport de R_c/D vaut 3,77; le canal annulaire développé est ainsi considéré comme un canal avec une très forte courbure.

Le plateau d'entraînement est mis en mouvement par le rhéomètre au moyen d'un bras articulé comportant des ensembles poulies-courroie crantées. Un jeu de "1 mm" existe entre chaque bord du plateau et ceux cylindriques du canal. L'interface du plateau en contact avec le fluide d'entraînement est conique avec un angle de 22,68°C par rapport au plan horizontal. Cette inclinaison de la paroi est choisie pour obtenir une vitesse d'entraînement homogène. L'altitude de mise en position du plateau est telle que la pointe fictive du cône est localisée au niveau du fond du canal. Cette inclinaison de la paroi permet ainsi d'obtenir une vitesse de cisaillement constante du fluide d'entraînement.

Le plan support est évidé annulairement sur une profondeur de 2 mm de manière à accueillir le substrat qui sera soumis à l'écoulement du fluide d'entraînement (surface totale de 307 cm²). Ce substrat peut être un solide rigide ou un fluide modèle dont la surface sera lissée. Dans le cas de l'utilisation d'un substrat fluide, on collera au préalable du papier de verre au fond du canal avant d'effectuer le dépôt. Il s'agit une nouvelle fois de limiter le glissement. Afin de quantifier, l'influence de l'étendue de la zone sédimentaire, il est possible de remplir totalement ou partiellement le support avec le substrat fluide. Dans ce dernier cas, le support comporte un solide rigide dont une partie est évidée circulairement avec un diamètre de 22,14 mm (surface 3,85 cm²). Le taux de couverture du substrat fluide représente alors 1,33 % de la surface totale. Par la suite, les deux types d'étendue du substrat fluide seront appelés "S100" (100 %) et "S1.33" (1,33 %). L'avantage du remplissage partiel avec le substrat fluide est que celui-ci est plus aisé et que le substrat

fluide est mécaniquement moins perturbé lors de la mise en place du fluide d'entraînement qui coule le long des parois verticales du cylindre intérieur directement sur la partie du substrat rigide. Concernant cette mise en place du fluide d'entraînement, il faut indiquer qu'il s'opère dans une région éloignée des deux zones de visualisation (figure 2.4).

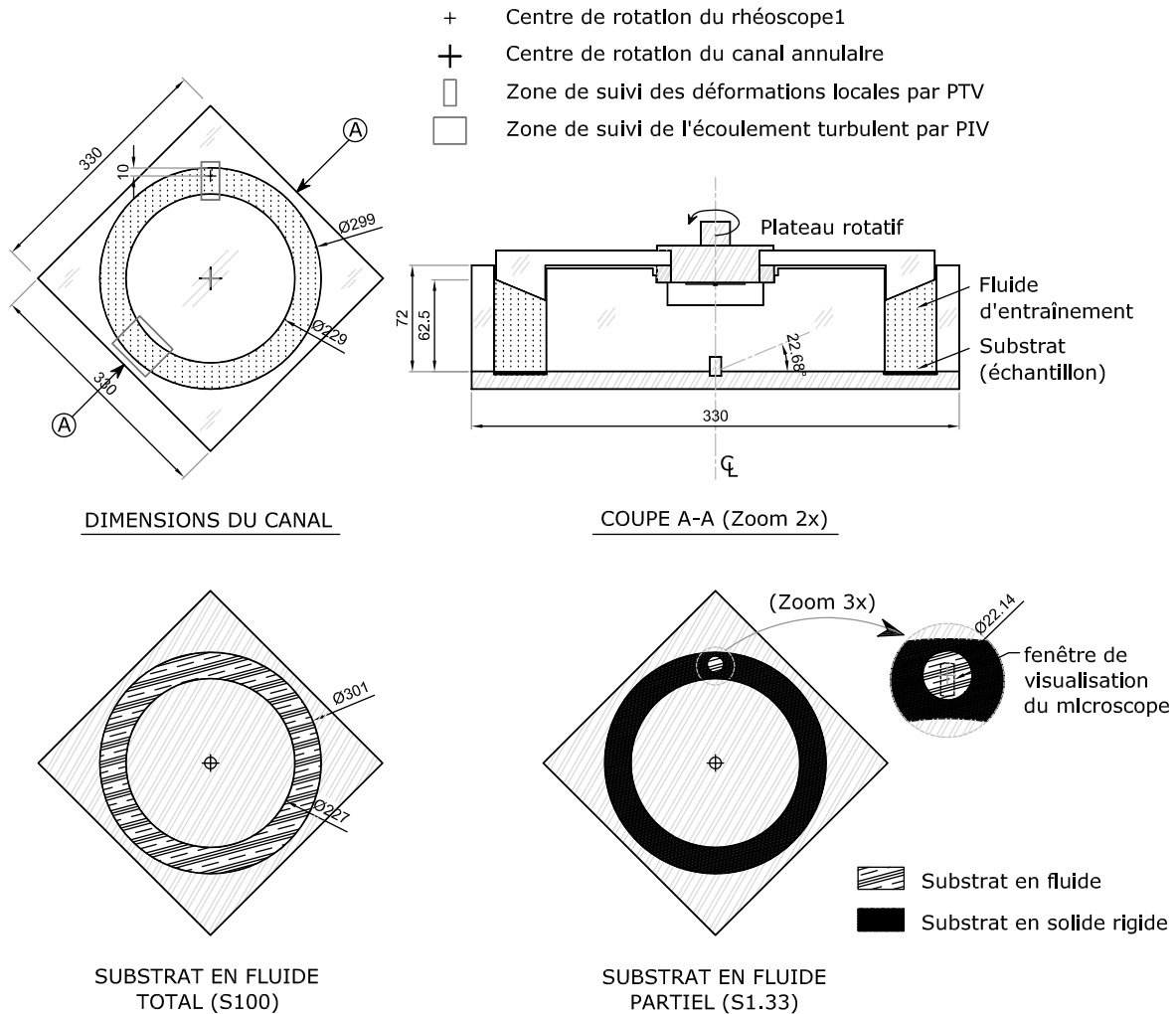


FIGURE 2.4: Schémas détaillés du canal annulaire (cotes en mm).

L'observation du fond sédimentaire s'effectue à travers une fenêtre d'observation pratiquée dans le support du canal. Cette fenêtre en verre (large de 10 mm) couvre toute la largeur du canal et n'induit pas de discontinuités dans le fond du canal. Le positionnement du support du canal sur le rhéoscope1 permet d'obtenir un recouvrement entre la zone d'observation du rhéoscope (longueur de 14 mm) et celle du canal. Après réglage du support, on ne peut alors établir une cartographie des déplacements des particules placées dans le substrat fluide que sur une longueur de 14 mm. On utilisera, pour ces observations, un objectif 5x qui présente une distance focale compatible avec les dimensions du dispositif implanté. Dans la mesure où il n'y a plus la présence de la géométrie supérieure, l'éclairage utilisé dans le cadre des essais rhéométriques n'est plus utilisable car les particules ensemencées ne seront jamais rétro-éclairées. On connecte alors la source de lumière

à diffuseur circulaire en fibre optique qui permet d'éclairer la fenêtre de visualisation en se plaçant au dessus du plateau d'entraînement à la verticale de la fenêtre. On rappelle une nouvelle fois que ce dispositif d'éclairage présente l'avantage de ne pas dégager de chaleur à l'extrémité de la fibre optique.

2.1.2.2 Fluides d'entraînement

Compte tenu de la configuration du canal, un volume de fluide d'entraînement de 1,602 l est nécessaire pour chaque expérience. Le fluide utilisé doit être, par ailleurs,ensemencé par les particules réfléchissantes (particules de verre creuses¹de diamètre de 10 μm) pour pouvoir obtenir les champs d'écoulement en PIV. La concentration des traceurs à mélanger est de 0,044 g/l.

Dans ce travail, on utilise trois types de fluide d'entraînement qui sont Newtoniens : le white spirit², le mélange white spirit-huile de paraffine³(50 % – 50 % en volume) et le mélange eau-glycérol⁴(87,5 % – 12,5 % en masse). Les abréviations retenues pour ces fluides sont respectivement WS, WSP et EG. Il est à noter que ces fluides sont compatibles chimiquement avec le PMMA et que l'eau utilisée pour le mélange EG est de l'eau du robinet. Le tableau 2.1 indique les valeurs de viscosité cinématique (ν) des fluides utilisés, à 18°C et 19°C (températures dans la salle d'expérience). Les fluides EG et WS possèdent les valeurs de viscosité voisines qui sont environ 5 fois plus faibles que celles du WSP. Un même niveau de viscosité induira, pour une même configuration d'écoulement, des niveaux de contrainte de frottement similaires ; et plus celle-ci sera importante, plus l'effort de frottement augmentera. La différence essentielle entre le fluide EG et les systèmes à base de white spirit est que seul le premier est miscible avec des systèmes aqueux, et que des phénomènes d'échange peuvent ainsi se produire entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement.

Noms	EG		WS		WSP	
T (°C)	18	19	18	19	18	19
ν (mm ² /s)	1,587	1,542	1,513	1,496	7,709	7,491

TABLE 2.1: Viscosités cinématiques des fluides d'entraînement.

A titre de remarque, on peut préciser que nous n'avons pas cherché à adapter l'indice optique des fluides d'entraînement afin de limiter les dioptries entre les parties en PMMA et le fluide d'entraînement.

1. Hollow Glass Spheres, Dantec Dynamics
 2. White Spirit Sans Odeur, Notilia
 3. Paraffin Oil viscid, purris, Sigma Aldrich
 4. Glycérol, VWR International

On rappelle que les nombres de Reynolds (Re) et de Taylor (Ta) sont déterminés, respectivement, par les deux relations ci-dessous :

$$Re = \frac{d_h U_{max}}{\nu} \quad (2.1)$$

$$Ta = \frac{u_i w_g}{\nu} \sqrt{\frac{w_g}{R_i}} \quad (2.2)$$

Dans les équations 2.1 et 2.2, d_h représente le diamètre hydraulique, U_{max} la vitesse maximale, ν la viscosité cinématique du fluide, u_i la vitesse à la périphérie du cylindre intérieur, w_g la largeur du canal annulaire et R_i le rayon du cylindre intérieur. On considère que l'écoulement est instable (avec des structures tourbillonnaires) si $Ta \geq 41,3$ [32].

Dans notre cas, la gamme du couple limitée par le rhéoscope1 permet d'obtenir des vitesses de rotation résultantes qui vont de 7,5 rad/s à 19 rad/s, approximativement. Cependant, les nombres de Re ainsi que les nombres de Ta correspondant sont différents selon la viscosité et la densité de chaque fluide. En utilisant les valeurs de viscosité à 19 °C, on obtient : $5700 < Re < 16400$ et $1980 < Ta < 5660$ pour le WSP, $28700 < Re < 82100$ et $9930 < Ta < 28360$ pour le WS, et $27900 < Re < 79600$ et $9630 < Ta < 27510$ pour l'EG. Ces valeurs de Re (> 4000) et de Ta ($> 41,3$) assurent que les situations d'écoulement dans le canal seront toujours en régime turbulent. Ce régime présentera vraisemblablement une organisation complexe compte tenu des résultats des travaux de Da Costa Araújo [32] qui exploitent un même type de canal avec des dimensions similaires.

2.1.3 Banc de Vélocimétrie par Images de Particules

Le banc de PIV de la société LaVision est composé des éléments principaux suivants : un système d'éclairage (un laser pulsé Nd : YAG 532 nm et le système optique générateur de nappe), un système de prise de vue (une caméra Image Intense 1376×1040 px² munie d'un objectif Nikon Nikkor 28x70mm 1 :2,8D), un processeur et une interface de validation et de post-traitement. Le principe expérimental est d'utiliser la nappe laser pour illuminer les plans d'écoulement d'un fluide contenant des particules réfléchissantes, et d'utiliser la caméra CCD synchronisée au laser pour enregistrer les plans images à chaque pulsation espacée de $\delta(t)$. Les paires d'images sont ensuite utilisées pour calculer les champs de vitesse en utilisant la technique de l'inter-corrélation exploitant des fenêtres d'interrogation. La thèse de Santa Cruz [119] donne de nombreux détails sur ce sujet. La figure 2.4 précise la localisation des plans images.

2.2 Géométries de mesure

2.2.1 Présentation des géométries

La conception du rhéomètre rhéoscope1 fait que les géométries de type plateau/plateau ou de type cône/plateau sont plus adaptées. Pour que le système optique soit utile, quelques particularités de la géométrie sont exigées. Le plan fixe inférieur, et plus particulièrement, la zone de visualisation, doit être transparent pour que la lumière émise puisse

la traverser perpendiculairement. La surface du plan mobile supérieur doit permettre une réflexion suffisante de la lumière nécessaire à l'observation des particules dans l'entrefer. De plus, le plan mobile doit être aussi léger que possible pour limiter les effets d'inertie. L'état de surface de la géométrie (lisse ou rugueux) est un autre paramètre important, souvent adapté, pour limiter le phénomène de glissement à la paroi⁵ surtout dans la condition de faibles vitesses de cisaillement.

Dans ce travail, le choix s'est porté sur les géométries de type plan/plan qui présente l'avantage de pouvoir ajuster facilement les conditions aux parois tout en maîtrisant les caractéristiques géométriques. L'inconvénient principal concerne le champ de contrainte qui est hétérogène et induira donc une localisation du cisaillement lors des essais avec les fluides à seuil. Cela dit, ce phénomène de localisation existe même dans le cas des géométries cône/plan, pour lesquelles, le champ de contrainte est quasiment homogène [81].

La figure 2.5 illustre les géométries employées dans cette étude dont les caractéristiques sont présentées ci-après :

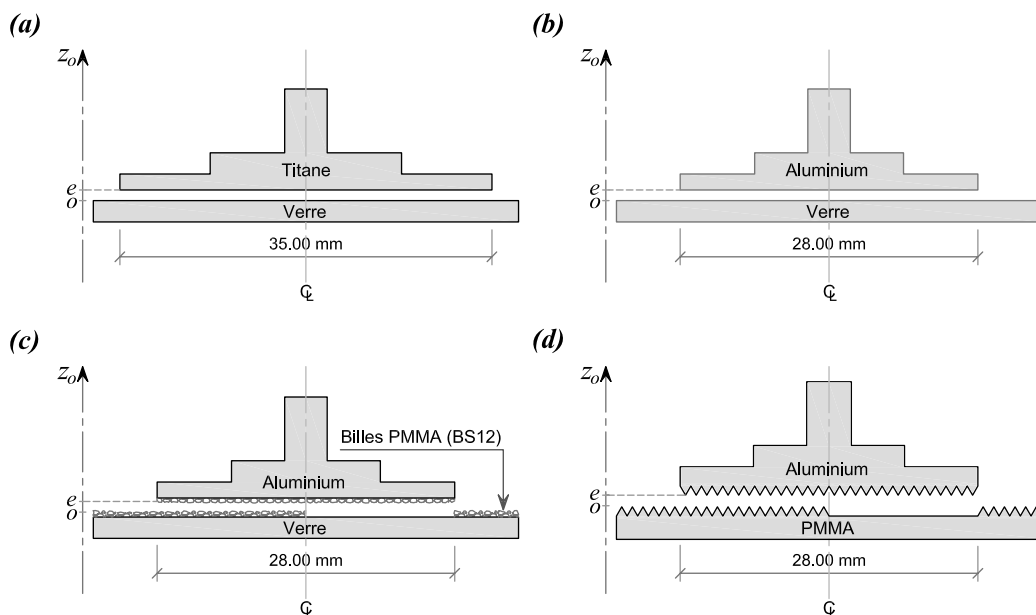


FIGURE 2.5: Géométries de mesure (coupes transversales) : (a) PP35 Ti, (b) PP28 Al, (c) PP28 Al/PMMA rugueux et (d) PP28 dentés.

1. *PP35 Ti* : C'est la géométrie plan/plan lisses fabriquée par le constructeur Thermo Fisher Scientifique. Le plan mobile est en titane et son diamètre est de 35 mm. Le plan fixe est en verre d'épaisseur de 1,9 mm ou de 3,0 mm. Cette géométrie a été utilisée pour l'étalonnage de la partie optique du rhéoscope.
2. *PP28 Al* : La géométrie plan/plan lisses de diamètre de 28 mm (plan mobile en aluminium, plan fixe en verre d'épaisseur de 1,9 mm ou de 3,0 mm) a été utilisée

5. C'est un phénomène qui apparaît lors du cisaillement de certains fluides non-Newtoniens et qui se traduit soit par une non adhérence du fluide, soit par un cisaillement d'une fine couche au voisinage immédiat de la paroi.

pour l'étalonnage de la partie optique du rhéoscope et pour la qualification de l'outil μ PTV. Cette géométrie a été usinée au laboratoire.

3. *PP28 Al/PMMA rugueux* : C'est la géométrie *PP28 Al* rendue rugueuse par collage de billes en PMMA (Arkema, BS12, billes de diamètre moyen de $100\ \mu\text{m}$ pour un écart type de $33\ \mu\text{m}$) sur les parois des deux plans. L'épaisseur de la couche collée sur le plan inférieur est mesurée⁶ à chaque nouveau collage. Typiquement, on constate que cette épaisseur varie entre 200 et $400\ \mu\text{m}$. Il est à noter que la solution de collage de papier de verre [105, 125] n'a pas été retenue car cette dernière ne permet pas une réflexion de lumière suffisante, qui est indispensable pour rétro éclairer les particules. Cette géométrie a été utilisée pour la qualification de l'outil μ PTV et pour évaluer l'influence de la nature de la rugosité sur le champ de vitesse dans le cas d'un gel purement à seuil.
4. *PP28 dentés* : C'est la géométrie plan/plan (plan mobile en aluminium de diamètre de $28\ \text{mm}$, plan fixe en PMMA) qui est rugueuse du fait de la présence d'un alignement de dents pyramidales (base de $1\ \text{mm} \times 1\ \text{mm}$ et hauteur de $0,867\ \text{mm}$). Cette géométrie, usinée au laboratoire, a été utilisée majoritairement dans ce travail de thèse pour toutes les études de caractérisation du comportement des matériaux à seuil. Les dimensions des aspérités sont voisines de celles de la géométrie plan strié utilisé par Putz et al. [110] pour l'étude de gels de carbopol.

Pour le cas des deux géométries rugueuses (*PP28 Al/PMMA rugueux* et *PP28 dentés*), il est nécessaire de réserver une fenêtre pour la visualisation à travers le plan inférieur. Une zone rectangulaire dépourvue de rugosité (dents ou billes) de $14\ \text{mm} \times 2\ \text{mm}$ a donc été pratiquée. Elle constitue en soi une perturbation locale du champ d'écoulement qui sera observé. Par ailleurs, un couvercle métallique comportant du coton hydrophil saturé d'eau est toujours disposé autour de la géométrie pour limiter l'évaporation des matériaux aqueux étudiés. Il importe de signaler que la prise d'origine, permettant de garantir par la suite la valeur de l'entrefer, s'effectue en détectant une décélération de la géométrie supérieure. Une variabilité de plusieurs dizaines de μm existe avec cette méthode quand on a affaire à des surfaces rugueuses. On peut négliger celle-ci si la valeur de l'entrefer fixée est suffisamment grande, ce qui est le cas ici.

2.2.2 Calibration des géométries rugueuses

Les rhéogrammes obtenus avec de l'huile étalon (*Cannon Instrument Company*, S600, viscosité de $2028\ \text{mPa}\cdot\text{s}$ à 20°C), pour chacune des géométries de $28\ \text{mm}$ de diamètre, ne se superposent pas si l'on considère uniquement la valeur de l'entrefer apparent $e = 1\ \text{mm}$ (c'est-à-dire, la distance entre les sommets des rugosités des plans inférieur et supérieur) pour le calcul de la vitesse de cisaillement (figure 2.6(a)). Il faut donc prendre en compte l'épaisseur totale de cisaillement en introduisant une sur-épaisseur effective $\delta_{eff} = \delta_{e1}$ qui intervient pour chacun des plans, qui présentent la même rugosité si l'on fait abstraction de la fenêtre de visualisation.

6. La méthode consiste à poser manuellement une géométrie plan sur le plan inférieur et à focaliser l'observation sur la géométrie. L'utilisation de la loi d'étalonnage (voir la section 2.6.1) permet alors d'établir l'épaisseur de la couche collée.

L'expression de la vitesse de cisaillement s'écrit alors :

$$\dot{\gamma} = \frac{R.\Omega}{e + 2\delta_{e1}} \quad (2.3)$$

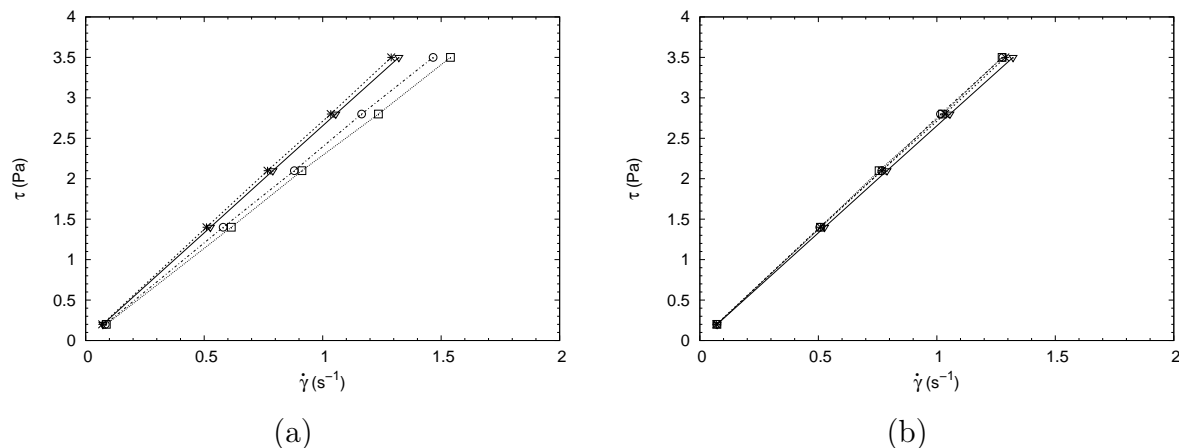


FIGURE 2.6: Rhéogrammes obtenus avec de l'huile étalon pour les géométries PP28 lisses (*), PP28-BS12 avec une épaisseur collée de 240 μm (∇) et 300 μm (○), PP28 dentés (□) : (a) sans prise en compte d'une sur-épaisseur effective, et (b) prise en compte d'une sur-épaisseur effective.

Dans le cas de rugosités de faible taille (épaisseur de billes collées de 240 μm), l'influence est négligeable de sorte qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte une sur-épaisseur effective. Il est à noter que ce constat reste vrai dans le cas de rugosités créées en collant du papier de verre. Pour les deux autres cas, en prenant respectivement une valeur de δ_{e1} de 104 μm et de 74 μm pour la géométrie dentée et pour la géométrie avec une épaisseur de billes collées de 300 μm , on retrouve une bonne concordance avec la courbe d'écoulement de la géométrie lisse (figure 2.6(b)).

Par ailleurs, il est également possible de déterminer une valeur moyenne de l'épaisseur effective à partir d'essais faisant varier la valeur de l'entrefer apparent. Cette technique a été précédemment pratiquée avec une géométrie crénelée (la rugosité est constituée de dents cubiques) par Nickerson et Kornfield [87]. Si l'on compare les valeurs de la viscosité apparente " η_a " obtenues pour différents entrefers avec celle de la viscosité effective " η_e " d'un fluide Newtonien connu, on peut écrire :

$$\frac{\eta_e}{\eta_a} = 1 + \frac{2\delta_{e1}}{e} \quad (2.4)$$

Les résultats obtenus dans le cas de géométrie PP28 dentés sont reportés sur la figure 2.7, pour deux fluides Newtoniens (du miel et du glucose). La droite de régression de l'ensemble des points retenus donne ainsi une pente de $2\delta_{e1} = 216 \mu\text{m}$ soit $\delta_{e1} = 108 \pm 5 \mu\text{m}$ qui reste proche de la valeur déterminée auparavant (104 μm).

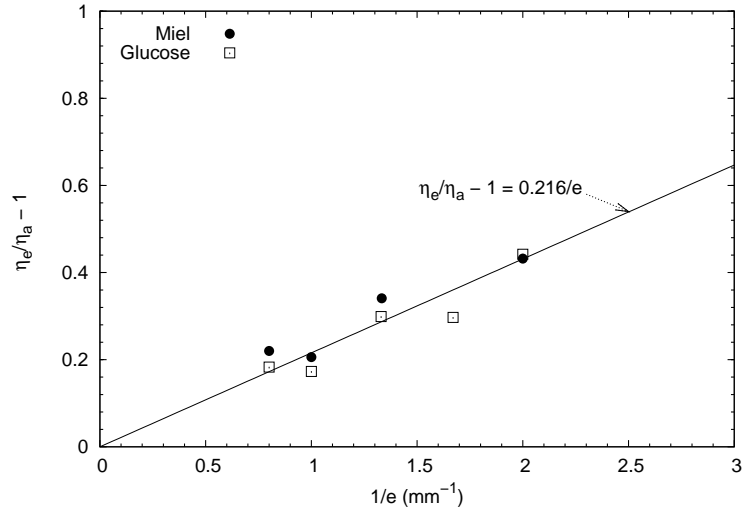


FIGURE 2.7: Etalonnage de la géométrie PP28 dentés par détermination du paramètre δ_{e1} .

2.3 Etapes de conditionnement des fluides

2.3.1 Essais rhéométriques

En général, la reproductibilité de résultats rhéométriques ne peut être obtenue que si la température, l'état d'évaporation, la quantité, la mise en place et l'histoire mécanique du matériau étudié sont bien contrôlés lors de l'essai. Concernant les protocoles d'essai rhéométrique, il est nécessaire d'établir d'abord un état initial identique du matériau avant de caractériser la réponse du matériau à différentes sollicitations mécaniques. Pour ce faire, deux étapes sont souvent requises. La première consiste, le plus souvent, à précisailier le matériau à une vitesse assez élevée pour atteindre un régime permanent pour effacer toute histoire mécanique (état initial, prélèvement et mise en place du matériau). Généralement, le sens du cisaillement est unidirectionnel mais on rencontre, parfois, le cas bidirectionnel utilisé cycliquement [103] ou non. La seconde consiste à laisser le matériau au repos pendant un temps défini pour qu'il puisse réorganiser sa structure. Ce temps sera noté t_w par la suite.

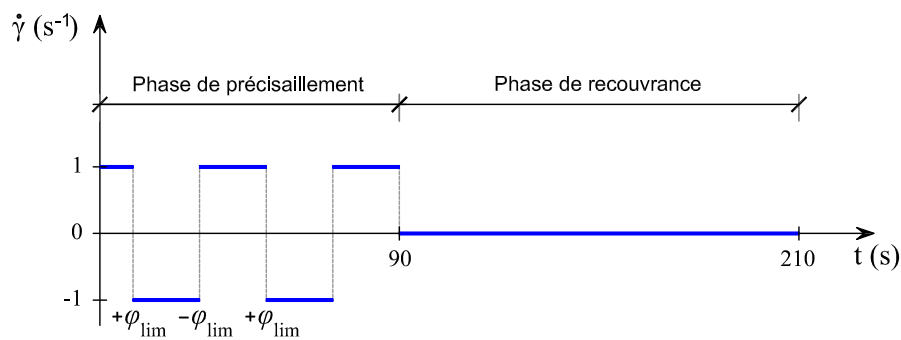


FIGURE 2.8: Etapes de conditionnement des fluides modèles de l'étude.

Le schéma de protocole retenu pour le conditionnement systématique des fluides modèles à seuil⁷ est indiqué sur la figure 2.8. Le précisaillement s'effectue avec un taux de cisaillement de 1 s^{-1} en valeur absolue. Le sens de cisaillement est modifié alternativement à chaque fois que l'on atteint approximativement un angle limite de $\pm 0,7$ rad par rapport à la position initiale. Le nombre total de cycles est de deux cycles et quart qui correspond à une période de 90 s, environ. La durée de la phase de recouvrance est fixée à 120 s.

2.3.2 Essais en canal d'érosion

Pour les essais en érosion, les étapes de conditionnement des substrats fluides avant la mise en place du fluide d'entraînement ne sont plus automatisées comme le cas précédent des essais rhéométriques.

Dans le cas du substrat fluide couvrant totalement le fond (S100), une fois celui-ci étalé (temps opératoire d'environ 60 min) jusqu'à une épaisseur de 2 mm, on le précisaille manuellement, à l'aide d'un plateau lisse⁸, à une vitesse moyenne aux alentours de 1 tr/min pendant environ 300 s. Le précisaillement est réalisé alternativement. Pour le substrat fluide qui couvre partiellement le fond (S1.33), sa mise en place est rapide (10 min), et le précisaillement est effectué seulement deux fois à l'aide d'une raclette (temps opératoire de quelques secondes). Il est d'abord précisillé radialement à partir du bord extérieur vers le bord intérieur du canal, puis tangentiellement dans le sens inverse à celui de l'écoulement. Typiquement, les temps de relaxation décomptés après le précisaillement jusqu'au déclenchement de chaque essai (mise en rotation du plateau d'entraînement de canal) sont de 50 à 65 min pour l'étendue S100, et de 30 à 40 min pour l'étendue S1.33.

2.4 Protocole de sollicitation mécanique

Dans la mesure où le suivi temporel de la réponse du matériau sera faite dans le cadre de ces protocoles, il importe de préciser que l'origine des temps sera prise systématiquement au démarrage de l'essai qui fait suite à l'étape de conditionnement.

2.4.1 Essais rhéométriques

2.4.1.1 Protocole d'essais d'écoulement

La courbe d'écoulement est fréquemment utilisée pour évaluer le comportement rhéologique fondamental d'un matériau. Une méthode souvent employée pour construire celle-ci est de balayer un domaine de sollicitations mécaniques (contrainte ou taux de cisaillement) en rampe ou en paliers par valeurs croissantes (le taux d'accroissement peut être linéaire ou logarithmique). Afin de pouvoir examiner l'effet des temps caractéristiques de réponse du matériau par rapport au temps d'application ou de variation des sollicitations, un autre balayage par valeurs décroissantes doit être appliqué consécutivement à la suite du premier.

7. Les fluides modèles à seuil correspondent aux gels de carbopol et de laponite-carbopol qui seront présentés dans le chapitre 3.

8. L'axe de rotation est le même que celui du plateau d'entraînement (figure 2.5).

Pour nos fluides modèles, on applique deux rampes en contrainte successives par valeurs croissantes puis décroissantes entre 0,1 Pa et 120 Pa. La durée totale de chaque rampe est de 1800 s. Les taux d'accroissement et de diminution en contrainte sont constants et égaux (0,067 Pa/s). L'échantillonnage des points de mesure est réparti de manière linéaire au cours du temps avec une densité de points plus importante dans la zone de faibles contraintes. Généralement, on observe une grande variabilité de la réponse du matériau pour le premier point de mesure à 0,1 Pa. Celle-ci traduit un effet inertiel de la géométrie ; par conséquent, ce premier point de mesure ne sera pas pris en compte.

2.4.1.2 Protocole d'essais de fluage

Les essais classiques de fluage, qui consistent à appliquer une contrainte constante au cours du temps, ont été utilisés. L'acquisition d'images se fera seulement au cours de ces essais. Il importe de préciser que la fréquence d'échantillonnage des grandeurs rhéométriques (position angulaire) et des images est la même. La fréquence sera adaptée de manière à ce que le déplacement particulaire entre deux images successives soit suffisant sans pour autant avoir un nombre trop important d'images qui génèrent des fichiers volumineux. Généralement, il ne sera pas possible d'enregistrer la réponse oscillatoire amortie inhérente au couplage entre l'inertie du système de mesure et la viscoélasticité du matériau. Le nombre total d'images est un paramètre de l'essai. Le déclenchement et l'arrêt de l'acquisition des images se fait manuellement. La correspondance temporelle de chaque image est gérée directement par le logiciel. L'acquisition des images peut être faite à partir du moment où la meilleure stabilité de la vitesse de cisaillement (profil de fluage) est constatée, ou dès le début d'essai.

2.4.2 Essais en canal d'érosion

Les sollicitations mécaniques pour les essais en érosion sont contrôlées par la mise en écoulement du fluide d'entraînement au moyen du plateau entraîné par le rhéoscope¹. L'ensemble des expériences consiste à réaliser des essais de type fluage similaires à ceux de la rhéométrie. Le couple minimal nécessaire pour pouvoir mettre le plateau d'entraînement du canal en rotation étant de 40 mN.m. Chaque essai de fluage doit être ainsi précédé par une première étape de fluage imposant un couple de 40 mN.m durant 3 s. Les couples appliqués pour le second fluage varient de 27 mN.m à 96 mN.m. La durée des essais varie entre 10 min et 3 h. L'acquisition d'images à l'aide du microscope peut être faite dès le début de l'essai puis séquentiellement (en fonction de la dynamique des processus physiques au sein du substrat) ou continûment jusqu'à la fin de l'essai. L'enregistrement des champs de PIV est effectué à partir du moment où la vitesse d'entraînement du plateau devient stable, qui est généralement supérieur à 600 s.

2.5 Microvélométrie par suivi particulaire (μ PTV)

2.5.1 Principe

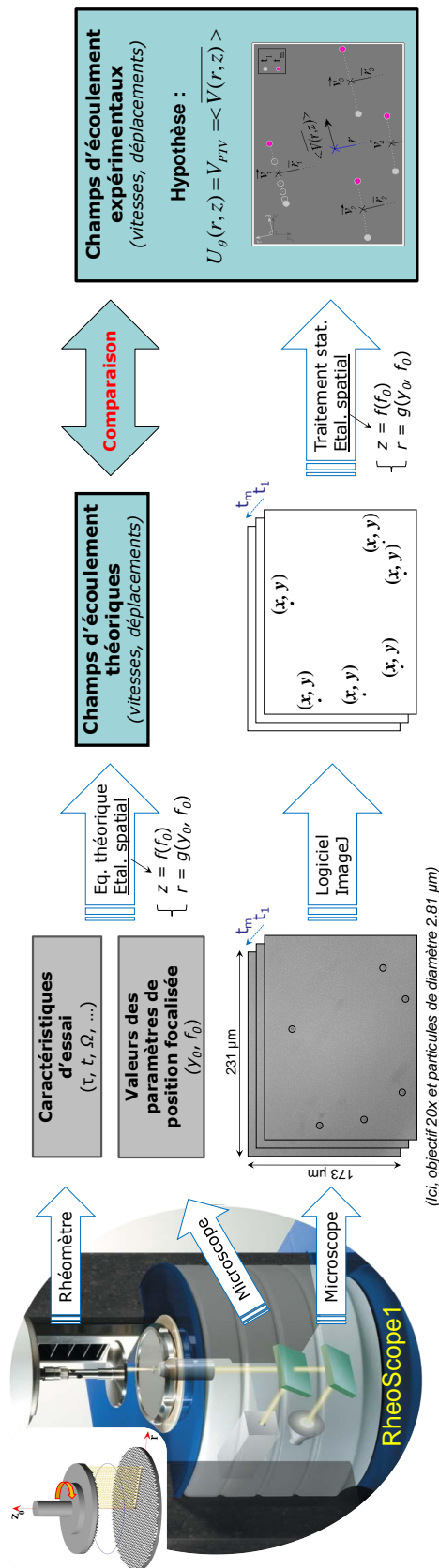


FIGURE 2.9: Organigramme de principe de la technique de μPTV .

La figure 2.9 illustre le principe d'exploitation des images obtenues en un volume focalisé au sein de l'entrefer lors d'essais rhéométriques avec le rhéoscope1. Le principe de la PTV est de pouvoir suivre les positions de traceurs particulaires au cours du temps d'observation, puis de déterminer leur vitesse. Compte tenu des dimensions d'observation (centaine de μm), on parle de μ PTV. La multiplication des zones d'observation permet alors de cartographier, plus ou moins précisément, le champ de vitesse au sein de tout l'entrefer. Les champs de vitesse obtenus expérimentalement pourront alors être comparés à ceux prévus théoriquement à l'aide des grandeurs cinématiques de l'essai (position et vitesse angulaire).

2.5.2 Cartographie des points d'observation

La focalisation des zones d'observation est contrôlée systématiquement au moyen des paramètres " f_0 " et " Y_0 " du rhéoscope1. Ces zones sont réparties spatialement et définissent un maillage cartésien non régulier disposé dans le plan vertical $(O, \vec{u}_r, \vec{u}_{z_0})$ du repère cylindrique $(O, \vec{u}_r, \vec{u}_\theta, \vec{u}_{z_0})$. La longueur maximale du domaine de cartographie ainsi défini est égale à 14 mm tandis que la hauteur maximale dépend du système de mesure (rugosité de la géométrie et entrefer effectif).

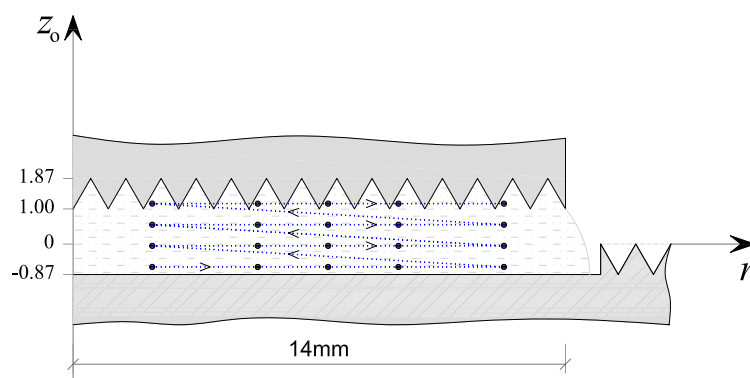


FIGURE 2.10: Répartition et méthode de balayage des zones d'observation dans le cas d'une géométrie plan/plan dentés d'entrefer 1 mm (vue en coupe transversale).

La cartographie s'effectue au cours d'un même essai par balayage d'abord radial du centre vers le bord, puis vertical du plan fixe vers le plan mobile (figure 2.10). Pour les champs d'écoulement, l'ordre du balayage est nécessaire lorsque la vitesse appliquée n'est pas constante au cours du temps.

2.5.3 Détection et suivi des particules

2.5.3.1 Logiciel

ImageJ est un logiciel gratuit de traitement et d'analyse d'images très adapté et très connu surtout dans le domaine des sciences des matériaux et de la vie. Le J indique que le programme a été écrit en *Java* qui le rend utilisable sur différents systèmes d'exploitation. La plupart des opérations courantes de traitement d'images sont réalisables avec ImageJ.

Dans ce cas, on peut citer comme la visualisation et l'ajustement de l'histogramme des niveaux de gris, la correction d'éclairage, la détection de contours, les transformations de Fourier, le seuillage, les opérations logiques et arithmétiques entre images ; et d'une manière générale, tout type de transformation linéaire par définition personnalisée de masques. Il permet également de créer des macros et des algorithmes spécifiques dont un nombre important est disponible sur le réseau internet.

2.5.3.2 Prétraitement des images

Une séquence de traitements a été définie et est utilisée pour que les particules apparaissant sur les images soient plus facilement identifiées (figure 2.11). La première étape (opération "*Subtract Background*") permet de soustraire le fond de l'image (c'est-à-dire, la grande partie de même couleur qui correspond en réalité au fluide transparent). La deuxième étape (opération "*Bandpass Filter*") s'effectue pour accentuer le contraste des particules par rapport au fond de l'image. Ensuite, le codage de couleur de chaque pixel est ramené à 1 byte (opération "*Make Binary*") pour obtenir une image en noir et blanc.

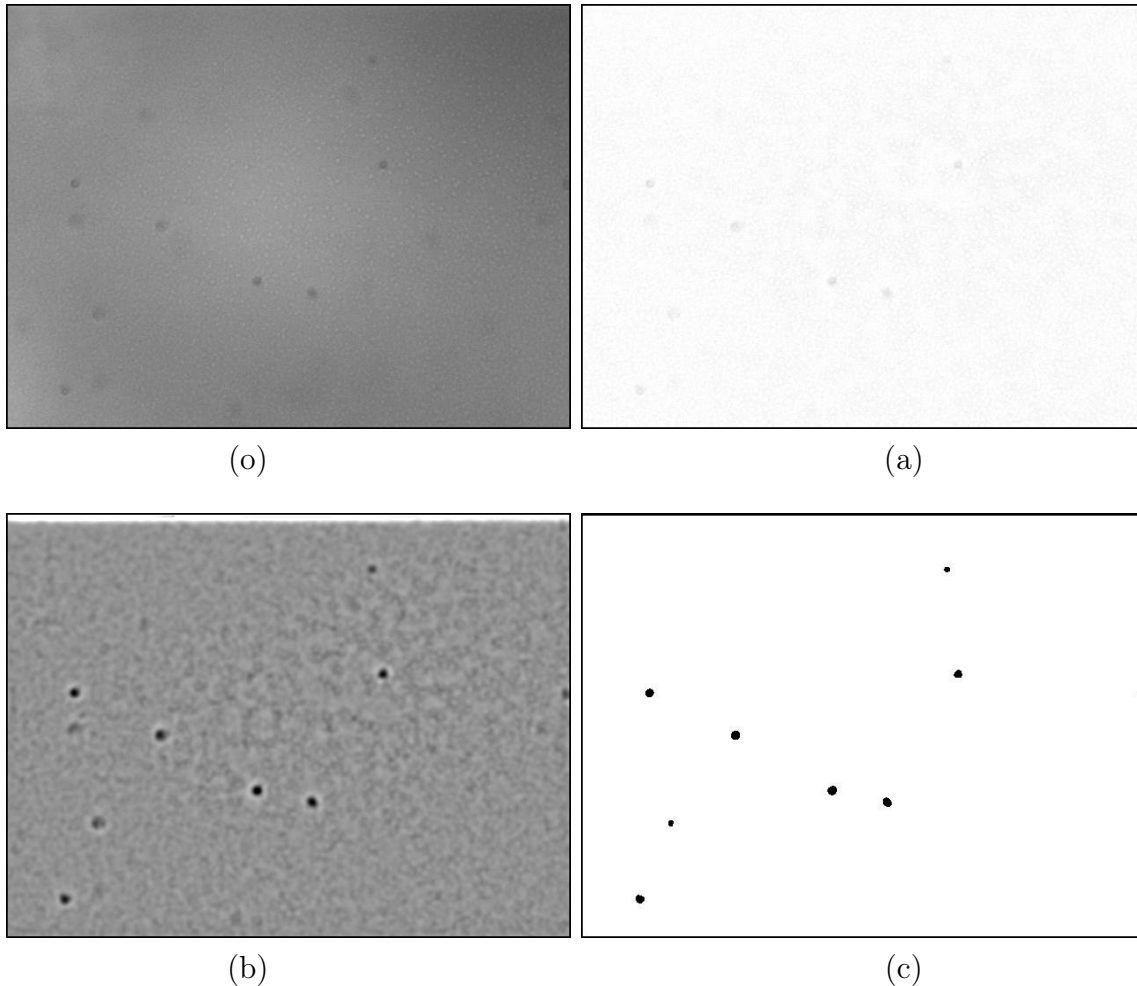


FIGURE 2.11: *Etapes de prétraitement d'une image d'un gel de carbopol à 0,3 % ensemencé avec des micro particules : (o) image originale, (a) après Subtract Background, (b) après Bandpass Filter, (c) après Make Binary.*

L'étape finale (opération “*Ultimate Points*”) consiste à conserver seulement le barycentre de chaque particule. L'erreur de positionnement de la particule sera d'autant plus faible que l'on est en mesure d'obtenir des images de particules entières et bien contrastées. Ces conditions ne sont pas toujours remplies selon la rugosité de la géométrie mobile présente au moment de l'observation.

2.5.3.3 Algorithme de détection et de suivi

Le module *Particle Detector & Tracker* [120] disponible pour le logiciel ImageJ est utilisé pour reconstruire les trajectoires et déterminer les coordonnées temporelles (en 2D) des particules à partir des séries d'images. Le repère des coordonnées des particules est placé au coin supérieur gauche de l'image. Les valeurs des coordonnées obtenues sont exprimées en pixel. Une conversion en distance (μm) est possible à partir du rapport d'agrandissement⁹ de l'image ($0,361 \mu\text{m}/\text{px}$ pour l'objectif 20x et $1,193 \mu\text{m}/\text{px}$ pour l'objectif 5x).

L'algorithme de détection et de suivi se déroule en deux temps :

1. Détection des positions : il consiste à détecter et à noter les coordonnées de tous les points caractéristiques (les particules) existant dans la série d'images.
2. Liaison des positions : il consiste à établir les trajectoires des points détectés en constituant une série temporelle de leurs coordonnées. La liaison entre deux points qui n'appartiennent pas à la même particule physique est appelée “fausse liaison”. Ce cas pouvant se produire assez souvent, il est impératif de vérifier la concordance des trajectoires obtenues avec le déplacement observé à l'aide des images brutes.

Il est à noter que l'algorithme présenté n'est pas toujours utilisable lorsque le contraste des images est insuffisant ou que le déplacement particulaire entre deux instants successifs est trop important. Dans ce cas, la détection et le suivi des particules doivent être réalisés manuellement à partir des images brutes en utilisant la fonction de “pointage” du logiciel ImageJ.

2.6 Etalonnage spatial du dispositif optique de rhéoscope1

Ces étalonnages ont pour but de déterminer les coordonnées physiques (r, z_0) des zones observées dans le plan vertical ($O, \vec{u}_r, \vec{u}_{z_0}$) à partir des paramètres de position radiale Y_0 et de distance focale f_0 du système microscopique.

2.6.1 Etalonnage de la distance focale

La distance focale d'un élément solide placé dans un milieu transparent dépend du chemin optique suivi qui est fonction des indices de réfraction et de l'épaisseur des matériaux

9. Celui-ci se détermine simplement par l'observation d'une mire calibrée (quadrillage de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$).

traversés par les rayons lumineux. Dans le cas général de notre étude, ce chemin optique est une succession de deux dioptries : air/plan inférieur et plan inférieur/fluide. L'étalonnage de distance focale permettant de déterminer la distance réelle est donc nécessaire pour les différents systèmes fluide/géométrie de notre étude. Cet étalonnage consiste, après la mise en place du fluide d'étude pour un plan inférieur donné, à faire varier l'entrefer et à noter la valeur de distance focale f_0 permettant d'obtenir la meilleure netteté du plan lisse supérieur (*PP35 Ti*) selon la position radiale. L'origine de l'axe z_0 est prise pour un entrefer nul (configuration qui n'est pas forcément observable), ce qui correspond au sommet des aspérités dans le cas des géométries rugueuses. Il est à noter que l'écart entre les origines pour les géométries lisses et lisses avec billes collées permet de déterminer l'épaisseur de la couche de billes collées sur le plan inférieur.

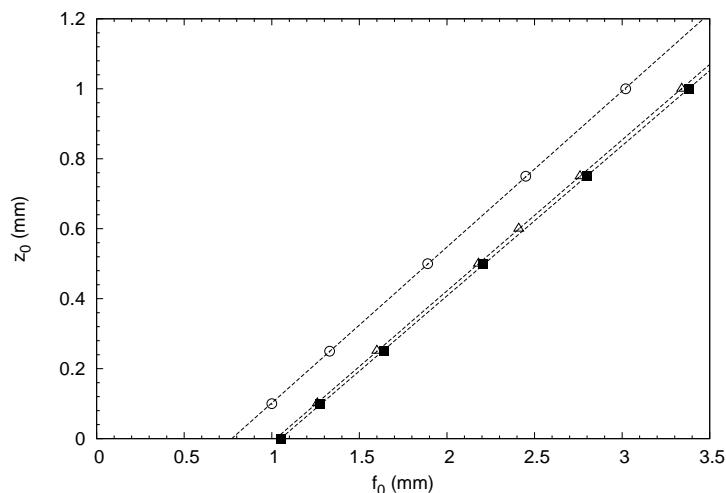


FIGURE 2.12: Etalonnage de la position du plan image par rapport au plan inférieur de la géométrie *PP28 dentés* en fonction de la distance focale (objectif 20x) : (■) cas de l'huile de silicone V30000 " $z_0(f_0) = 0,429f_0 - 0,450$ ", (△) cas d'un gel de laponite-carbopol " $z_0(f_0) = 0,432f_0 - 0,441$ " et (○) cas d'un gel de carbopol à 0,3 % " $z_0(f_0) = 0,445f_0 - 0,343$ ".

La figure 2.12 montre les résultats d'étalonnage obtenus pour trois fluides différents et un même système de mesure composé d'un plan lisse supérieur (géométrie *PP35 Ti*) et d'un plan rugueux inférieur (celui de la géométrie *PP28 dentés*). Pour chaque fluide, une relation affine est obtenue entre les paramètres f_0 et z_0 . La pente de la droite dépend peu du fluide étudié pour une même géométrie. Dans tous les cas, les valeurs de la distance focale varient plus rapidement que celles de la distance réelle.

2.6.2 Etalonnages de la position radiale

Deux méthodes ont été utilisées : la première dite "statique" utilise un jeu de géométries qui sont immobiles, et la seconde dite "dynamique" utilise une géométrie qui est mise en rotation à vitesse connue. La première a pour but de déterminer la position radiale réelle d'une zone observée à partir de la seule valeur du paramètre Y_0 tandis que la seconde utilise les valeurs de deux paramètres Y_0 et f_0 .

2.6.2.1 Méthode statique

L'objectif est de déterminer les coordonnées du centre de rotation (X_c, Y_c) dans le repère image quelle que soit la valeur de Y_0 . On fait l'hypothèse de l'indépendance des coordonnées X_c et Y_c avec la cote z du plan image.

Pour ce faire, après la mise en place d'un fluide (entrefer fixé à 1 mm), on déplace la caméra du rhéoscope1 de manière à voir nettement le bord de la géométrie supérieure (plan lisse). On enregistre alors l'image et on note la valeur de Y_0 correspondante. La procédure de mesure est renouvelée pour cinq géométries de différents diamètres (28, 22, 18, 12 et 6 mm) usinées au laboratoire. Pour chaque image, le logiciel ImageJ est utilisé pour relever les coordonnées de points situés sur le bord du plan supérieur. En utilisant une procédure de minimisation quadratique exploitant l'équation d'un cercle de centre (X_c, Y_c) , on peut déterminer les valeurs de X_c et de Y_c .

Dans le cas de l'huile de silicone V30000, en traçant les valeurs de X_c et Y_c en fonction des valeurs de Y_0 pour les différentes géométries (figure 2.13), on obtient les équations de régression suivantes :

$$X_c = 0,029Y_0 + 0,492 \quad (2.5)$$

$$Y_c = 1,004Y_0 + 0,198 \quad (2.6)$$

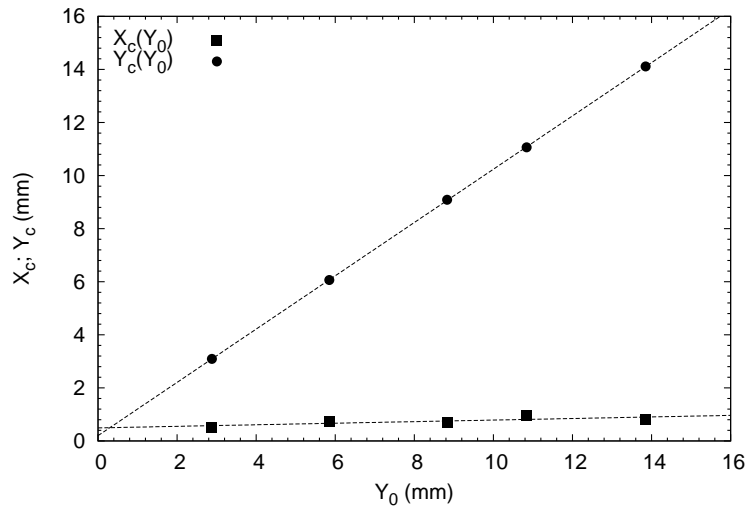


FIGURE 2.13: Coordonnées du centre de rotation en fonction du paramètre Y_0 (objectif 20x) — cas du silicone V30000.

On constate que c'est la coordonnée Y_c qui varie notablement avec Y_0 , ce qui est logique car elle correspond à la direction de déplacement du point focal. Les valeurs de X_c sont d'un ordre de grandeur inférieures à celles de Y_c . Les valeurs des coordonnées à l'origine (492 μm , 198 μm), correspondant à la caméra placée théoriquement à l'aplomb de l'axe de rotation ($Y_0 = 0$), sont hors du champ d'image (231 μm , 173 μm). Autrement dit, l'axe optique de la caméra se déplace approximativement parallèlement à un rayon de la géométrie avec un décalage voisin de la valeur moyenne de X_c (741 μm).

2.6.2.2 Méthode dynamique

La procédure consiste à imposer une vitesse de rotation constante au plan supérieur et à enregistrer, pour différents entrefers et différentes positions radiales du système microscopique, le mouvement d'un point de référence de ce plan. Le rayon associé à la zone de visualisation s'obtient à partir de la trajectoire du point obtenue par la technique μ PTV et de la variation angulaire de la géométrie (eq. 2.7). La géométrie *PP35 Ti* (l'épaisseur du plan en verre e_0 est de 1,9 mm) et l'huile de silicone V30000 sont employées pour cet étalonnage.

En considérant que le déplacement en arc de cercle du point de référence peut être approximé, à l'échelle micronique, par une droite, on peut écrire :

$$r_i = \frac{d_i}{\Delta\phi_i} \quad (2.7)$$

Avec,

- d_i : déplacement de l'instant t_i à t_{i+1} (déterminé à partir des coordonnées données par ImageJ) ;
- $\Delta\phi_i$: variation angulaire de la géométrie de l'instant t_i à t_{i+1} (donnée du rhéoscope).

On utilise alors les valeurs de r_i au cours d'une période de temps pour calculer une valeur de rayon moyen.

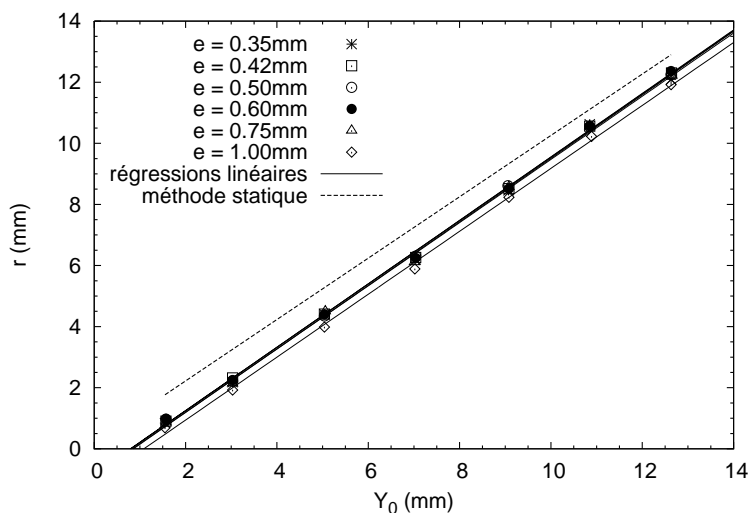


FIGURE 2.14: Position radiale en fonction du paramètre Y_0 et de l'entrefer e fixé (la position du plan d'observation est donc $z_0 = e$) — cas du silicone V30000.

Pour un entrefer donné, le rayon r évolue linéairement avec Y_0 (figure 2.14). La relation $r(Y_0)$ dépend également de la position verticale du plan image sans montrer une hiérarchisation précise. Ce problème est probablement dû aux défauts géométriques du système ainsi qu'à l'erreur aléatoire de positionnement. On peut admettre que :

$$r(Y_0, f_0) = a(z_0(f_0))Y_0 + b(z_0(f_0)) \quad (2.8)$$

avec, $a(z_0(f_0))$ et $b(z_0(f_0))$ deux sous fonctions intégrant à la fois l'épaisseur e_0 du plan inférieur et la cote z_0 de zone observée. L'origine z_0 est toujours prise sur la partie

supérieure du plan inférieur. Les résultats de l'étalonnage statique ont été reportés sur la figure 2.14. On remarque alors que les valeurs du rayon déterminées par la méthode statique sont systématiquement plus grandes que celles obtenues par la méthode dynamique quelle que soit la valeur de Y_0 , mais que l'évolution est similaire.

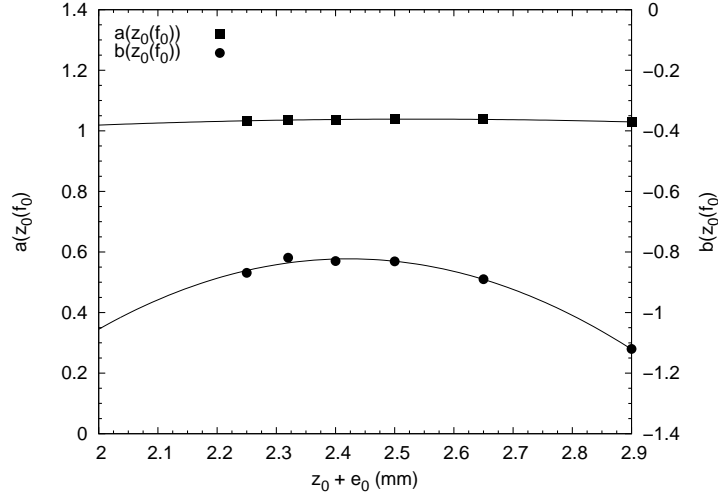


FIGURE 2.15: Paramètres de l'étalonnage dynamique : $a(z_0(f_0))$ et $b(z_0(f_0))$.

Les résultats de régression linéaire des points illustrés sur la figure 2.14 nous permettent de connaître les valeurs de a et de b pour les différents entrefers. Grâce à ces dernières, on est capable de tracer les évolutions de $a(z_0(f_0))$ et de $b(z_0(f_0))$ en fonction du terme $(z_0 + e_0)$ qui positionne le plan d'observation par rapport à un plan fixe du rhéoscope qui sert d'appui pour tous les plans inférieurs utilisés dans cette étude (figure 2.15). On obtient ainsi les relations générales ci-dessous :

$$a(z_0(f_0)) = -0,069(z_0 + e_0)^2 + 0,351(z_0 + e_0) + 0,594 \quad (2.9)$$

$$b(z_0(f_0)) = -1,306(z_0 + e_0)^2 + 6,326(z_0 + e_0) - 8,483 \quad (2.10)$$

Dans le cas où $z_0 + e_0 \geq 2,9$ mm, on constate que $a(z_0(f_0))$ et $b(z_0(f_0))$ sont approximativement constants et valent respectivement 1,037 et -0,830. Il n'est donc plus nécessaire d'utiliser les équations 2.9 et 2.10.

2.6.3 Traitements statistiques spatio-temporels

Pour notre étude, on cherche à déterminer la vitesse du fluide au point $A(r, z)$ dans l'entrefers à partir d'une série d'images relatives à un suivi particulière, pour laquelle, on suppose que les mouvements du fluide et des micro-particules ensemencées sont identiques. Pour ce faire, on calcule d'abord la vitesse moyenne au cours du temps de chaque particule, puis la vitesse moyenne de l'ensemble des particules figurant dans la zone observée (figure 2.16).

Dans la mesure où deux méthodes d'étalonnage ont été utilisées, il convient de préciser, à chaque fois, les expressions relatives à ce traitement statistique. Par ailleurs, il a été

montré que l'emploi de géométrie rugueuse conduit à un écoulement qui se développe sur une épaisseur effective plus grande que l'entrefer (distance entre le sommet des rugosités de chaque plan) fixé. Pour décrire la vitesse en un point donné, il faut donc considérer la position z par rapport au plan de vitesse nulle; et il faut aussi prendre une valeur d'entrefer qui est la somme de la valeur de l'entrefer fixé et de celles des sur-épaisseurs effectives identiques δ_{eff} pour chaque plan (figure 2.17).

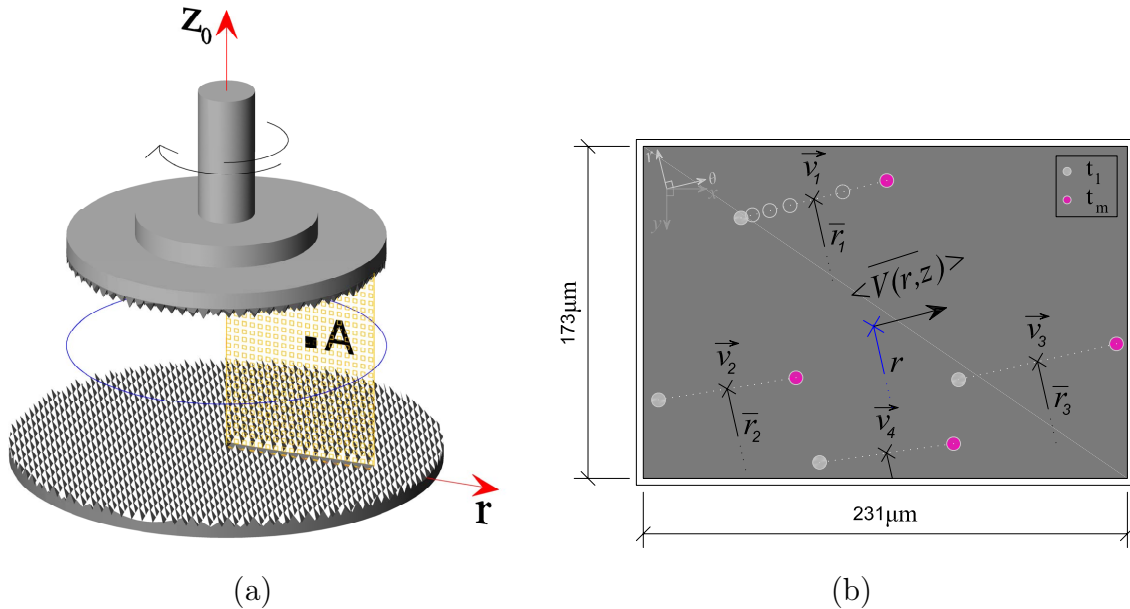


FIGURE 2.16: Schémas de principe du traitement statistique pour le calcul de la vitesse d'une zone observée : (a) géométrie de mesure (A est le volume d'observation et la grille verticale désigne le domaine des zones observables dans l'entrefer), (b) zoom de la zone $A(r, z)$ avec l'indication des vitesses moyennées temporellement (v_i) et de la vitesse moyenne spatiale résultante (\bar{V}).

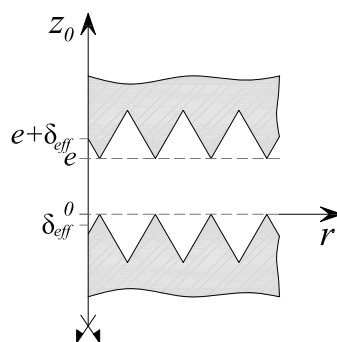


FIGURE 2.17: Indication des positions physiques des variables e et δ_{eff} pour une géométrie rugueuse.

On effectuera donc le changement de variable $z(f_0) = z_0(f_0) + \delta_{eff}$. L'origine n'est donc plus sur le sommet des rugosités du plan inférieur, mais à une profondeur δ_{eff} à l'intérieur de ces dernières. L'épaisseur de fluide effectivement cisailé sera donnée par $e + 2\delta_{eff}$.

2.6.3.1 Cas de l'étalonnage statique

La connaissance des coordonnées du centre de rotation fait que l'on est capable de déterminer le rayon r_j associé à chaque particule ainsi que les deux composantes polaires de la vitesse expérimentale. Toutefois, seules les valeurs de la composante tangentielle nous intéressent pour la comparaison avec celles de la vitesse théorique puisque la composante radiale doit être nulle. On peut donc proposer les expressions suivantes :

1. *Vitesse moyenne temporelle* — elle est donnée par la moyenne arithmétique des vitesses d'une particule j ($j = 1$ à n) à chaque instant t_i ($i = 1$ à $m-1$), soit :

- expression expérimentale :

$$\overline{U_{\theta,j}} \Big|_{\overline{r_j},z} = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^{m-1} r_{i+1} \dot{\theta}_{i+1} \quad (2.11)$$

- expression théorique :

$$\overline{\tilde{U}_{\theta,j}} \Big|_{\overline{r_j},z} = \overline{r_j}(Y_0)\overline{\Omega} \times \frac{z(f_0)}{e + 2\delta_{eff}} \quad (2.12)$$

Avec,

- r_{i+1} et $\dot{\theta}_{i+1}$ ($\dot{\theta}_{i+1} = \Omega_{i+1}$) sont respectivement le rayon et la vitesse angulaire de la particule j à l'instant t_{i+1} (donnée du rhéomètre) ;
 - $\overline{r_j}$ est le rayon moyen de la particule j pour la période de temps considérée (on utilise les équations 2.5 et 2.6) ;
 - $\overline{\Omega}$ correspond à la vitesse angulaire moyenne pour la même période de temps (donnée du rhéomètre).
2. *Vitesse moyenne spatio-temporelle* — c'est la vitesse moyenne de toutes les particules existant dans la zone d'image. Le principe consiste à pondérer la valeur moyenne $\overline{U_{\theta,j}}$ de chaque particule en fonction de leur position dans le plan image. On introduit la grandeur $\overline{L_j}$ qui représente la distance moyenne qui sépare la particule de l'origine du repère de l'image sur la période d'observation. On peut ainsi écrire :

- expression expérimentale :

$$\langle \overline{U_{\theta}} \rangle \Big|_{r,z} = \frac{\sum_{j=1}^n \overline{L_j} \overline{U_{\theta,j}} \Big|_{\overline{r_j},z}}{\sum_{j=1}^n \overline{L_j}} \quad (2.13)$$

- expression théorique :

$$\langle \overline{\tilde{U}_{\theta}} \rangle \Big|_{r,z} = \frac{\sum_{j=1}^n \overline{L_j} \overline{\tilde{U}_{\theta,j}} \Big|_{\overline{r_j},z}}{\sum_{j=1}^n \overline{L_j}} \quad (2.14)$$

2.6.3.2 Cas de l'étalonnage dynamique

On rappelle que cet étalonnage a permis d'établir une relation estimant directement le rayon $r(Y_0, f_0)$ associé à la zone d'observation sans connaître les coordonnées du centre

de rotation. On ne peut donc que déterminer la norme de la vitesse expérimentale (\overline{V}_j) à partir des coordonnées des particules au cours du temps. Dans ce cas, on peut écrire les items suivants :

1. *Vitesse moyenne temporelle* :

- expression expérimentale :

$$\overline{U_{\theta,j}}|_{\overline{r_j},z} \simeq \overline{V_j}|_{\overline{r_j},z} = \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^{m-1} \frac{\sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2}}{t_{i+1} - t_i} \quad (2.15)$$

- expression théorique :

$$\overline{\tilde{U}_{\theta,j}}|_{\overline{r_j},z} = r(Y_0, f_0) \overline{\Omega} \times \frac{z(f_0)}{e + 2\delta_{eff}} \quad (2.16)$$

où $r(Y_0, f_0)$ est donné par l'équation 2.8.

2. *Vitesse moyenne spatio-temporelle* — on utilise de nouveau la même méthode de pondération pour calculer une valeur de vitesse pour l'ensemble des particules. On a donc :

- expression expérimentale :

$$\langle \overline{U_{\theta}} \rangle|_{r,z} = \frac{\sum_{j=1}^n \overline{L_j} \overline{U_{\theta,j}}|_{\overline{r_j},z}}{\sum_{j=1}^n \overline{L_j}} \quad (2.17)$$

- expression théorique :

$$\langle \overline{\tilde{U}_{\theta}} \rangle|_{r,z} = \frac{\sum_{j=1}^n \overline{L_j} \overline{\tilde{U}_{\theta,j}}|_{\overline{r_j},z}}{\sum_{j=1}^n \overline{L_j}} \quad (2.18)$$

2.6.3.3 Adimensionnement des vitesses

On considère qu'il existe trois possibilités pour adimensionner la vitesse moyenne spatio-temporelle d'une zone observée. Ceci peut s'effectuer en utilisant soit la vitesse théorique maximale existante au sein de l'entrefer ($\overline{\tilde{U}_{\theta,max}} = R\overline{\Omega}$), soit la vitesse maximale suivant l'un des deux axes orthogonaux (\vec{u}_r et \vec{u}_z). En supposant que le rayon adimensionné et la hauteur adimensionnée sont respectivement $\overset{*}{r} = r/R$ et $\overset{*}{z} = z(f_0)/(e + 2\delta_{eff})$, l'équation de la vitesse théorique devient la suivante :

$$\overline{\tilde{U}_{\theta}}|_{\overset{*}{r},\overset{*}{z}} = \overset{*}{r}\overset{*}{z} \overline{\tilde{U}_{\theta,max}} \quad (2.19)$$

Les trois valeurs de vitesse permettant de réaliser l'adimensionnement sont :

$$\overline{\tilde{U}_{\theta}}|_{1,1} = \overline{\tilde{U}_{\theta,max}} = R\overline{\Omega} \quad (2.20)$$

$$\overline{\tilde{U}_{\theta}}|_{1,\overset{*}{z}} = \overset{*}{z} \overline{\tilde{U}_{\theta,max}} = \overset{*}{z} R\overline{\Omega} \quad (2.21)$$

$$\overline{\tilde{U}_{\theta}}|_{\overset{*}{r},1} = \overset{*}{r} \overline{\tilde{U}_{\theta,max}} = \overset{*}{r} R\overline{\Omega} \quad (2.22)$$

2.6.4 Choix de la méthode d'étalonnage par une qualification avec la géométrie *PP28 Al*

Ici, on cherche à évaluer la concordance des champs de vitesses expérimentaux et théoriques selon l'étalonnage de la position radiale utilisé. Dans ce cas, un essai de fluage à 0,2 Pa est réalisé avec le système plateau/plateau *PP28 Al* lisses distants de 1 mm ($e = 1$ mm, δ_{eff} est nul). De l'huile de silicone V30000, connue comme un fluide Newtonien de forte viscosité, ensemencée avec des traceurs particulaires est utilisée. Au cours de l'essai, l'observation de la première zone débute à partir du moment où l'on considère que l'écoulement est établi, soit au bout de 300 s.

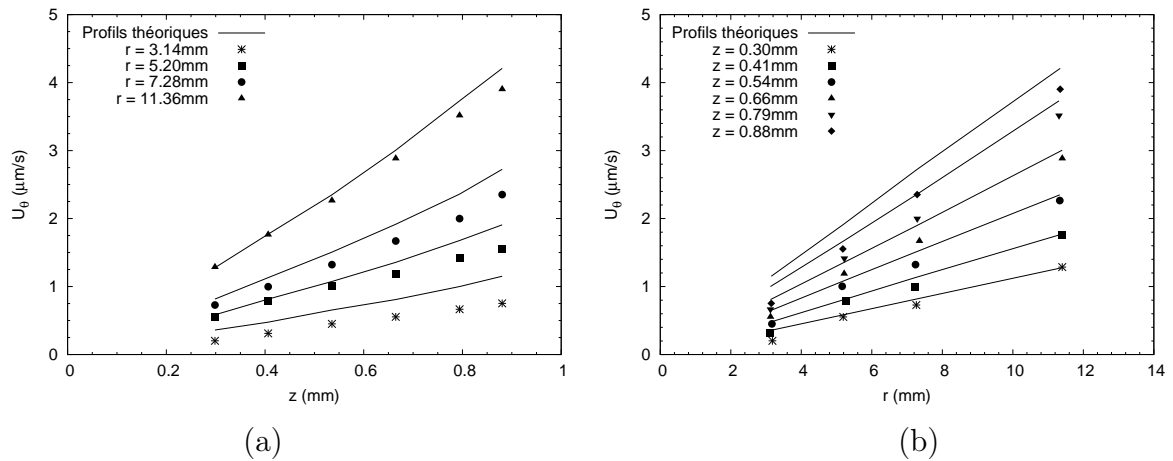


FIGURE 2.18: Champs de vitesses tangentielles, obtenus à l'aide des relations de l'étalonnage statique. Cas d'un écoulement entre plans lisses (huile de silicone V30000, $\tau = 0,2$ Pa) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$.

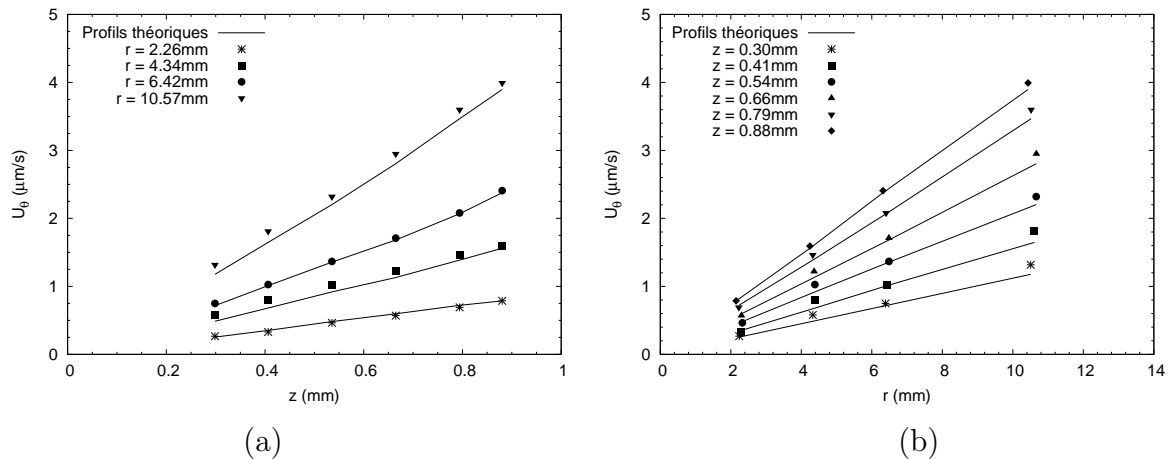


FIGURE 2.19: Champs de vitesses tangentielles, obtenus à l'aide des relations de l'étalonnage dynamique. Cas d'un écoulement entre plans lisses (huile de silicone V30000, $\tau = 0,2$ Pa) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$.

Les résultats obtenus pour les deux cas d'étalonnage sont illustrés respectivement sur les figures 2.18 et 2.19. Les vitesses expérimentales présentent des évolutions linéaires suivant les directions \vec{u}_r et \vec{u}_z quelle que soit la méthode d'étalonnage. Cela est cohérent avec la situation d'un fluide cisailé de manière homogène. Dans le cas du premier étalonnage, il existe des écarts significatifs entre les profils expérimentaux et théoriques, principalement, pour les zones près de l'axe de rotation et près du plan mobile pour lesquelles les valeurs théoriques sont plus élevées. D'une façon plus satisfaisante, le deuxième étalonnage permet d'obtenir une bonne concordance entre les vitesses mesurées et théoriques pour toutes les positions dans l'entrefer. Les relations obtenues avec l'étalonnage dynamique sont donc plus adaptées pour la technique de μ PTV et seront donc systématiquement utilisées par la suite.

2.7 Caractérisation des géométries rugueuses par μ PTV

Les géométries rugueuses jouent un rôle primordial pour éviter les problèmes de glissement lors de l'étude avec les fluides modèles qui seront présentés dans les prochains chapitres. Une caractérisation est incontournable pour connaître la nature exacte du champ de vitesses et son éventuelle dépendance de la rugosité (i.e. la forme et la taille). Par conséquent, des essais de fluage, avec de l'huile de silicone V30000 comme fluide d'étude, ont été réalisés pour deux différents niveaux de contrainte imposés (0,2 Pa et 2 Pa).

2.7.1 Géométrie *PP28 Al/PMMA rugueux*

Pour la géométrie *PP28 Al/PMMA rugueux* ayant une couche de billes de PMMA de $230 \mu\text{m}$ d'épaisseur, un accord entre les profils expérimentaux et théoriques n'est obtenu que si l'on considère une valeur de δ_{eff} de $141 \mu\text{m}$ (figure 2.20).

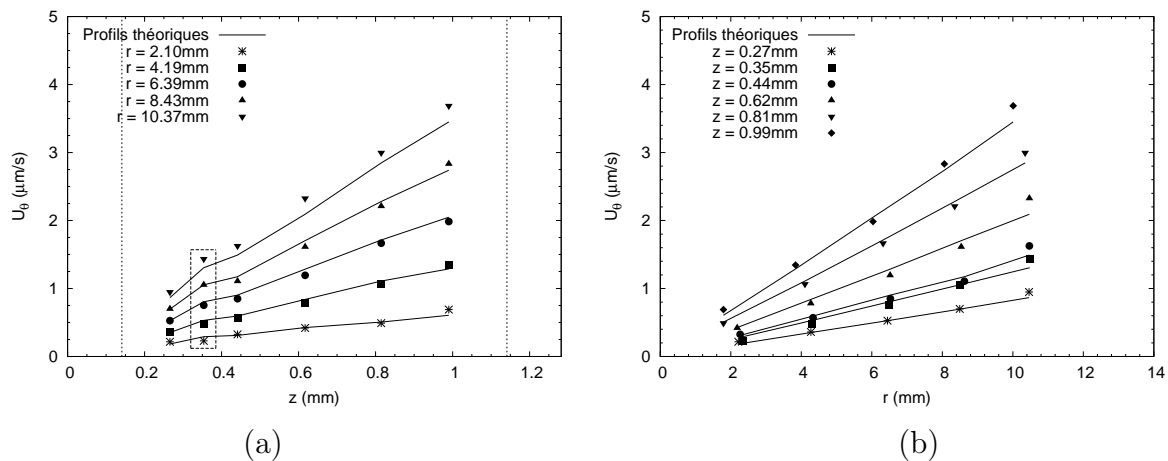


FIGURE 2.20: Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 0,2 \text{ Pa}$) entre deux plans rugueux (épaisseur de la couche de billes collées : $230 \mu\text{m}$) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. Le rectangle correspond à des observations faites en fin d'essai.

Comme la couche de billes collées est assez fine, on a pu constater (cf. section 2.2.2) qu'il n'y avait pas besoin de prendre en compte macroscopiquement une sur-épaisseur effective. Dès lors, la valeur de δ_{eff} (141 μm) présentée ici correspond vraisemblablement à celle induite par la présence de la fenêtre de visualisation qui perturbe localement l'étendue de l'écoulement. On doit donc écrire " $\delta_{eff} = \delta_{e1} + \delta_{e2}$ ", où l'épaisseur effective locale est liée à la fois aux rugosités macroscopiques de la géométrie (δ_{e1}) et à la présence de la fenêtre de visualisation du plan rugueux (δ_{e2}). Le changement de variable, $z = z_0 + \delta_{eff}$ impose que le plan de vitesse nulle est en retrait de δ_{eff} par rapport au plan passant par le sommet des aspérités. Le prolongement des profils de vitesse expérimentaux valide le positionnement de ce plan sans que l'on ait toutefois des mesures au sein des aspérités. Il apparaît aussi une linéarité imparfaite de l'évolution des vitesses expérimentales et théoriques. Cela tient au fait que l'établissement de l'écoulement nécessite beaucoup de temps. La vitesse de rotation augmente au cours de l'essai de fluage et n'est donc pas la même pour chaque zone d'observation.

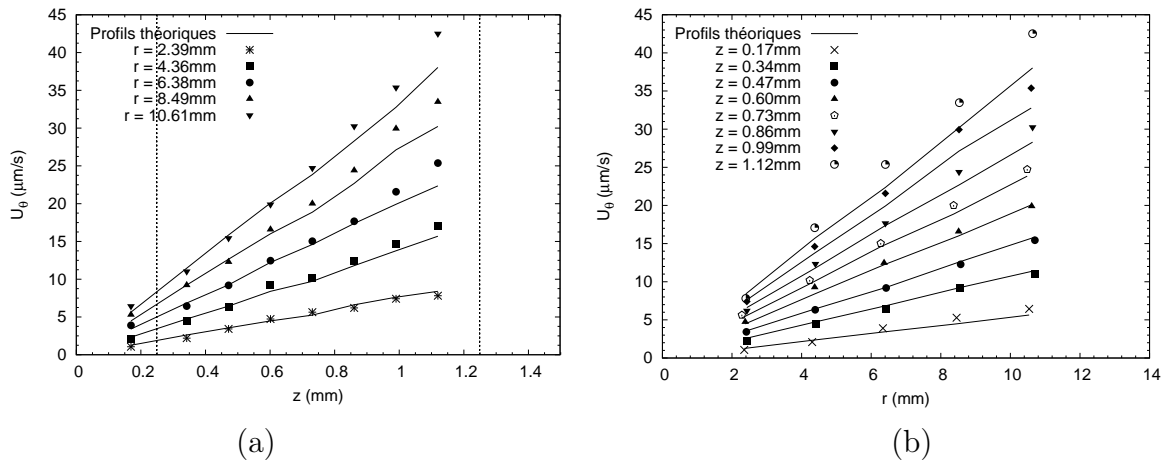


FIGURE 2.21: Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 2 \text{ Pa}$) entre deux plans rugueux (épaisseur de la couche de billes collées : 390 μm) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Un essai complémentaire a été mené pour obtenir un écoulement plus rapide d'un facteur 10 (figure 2.21). La géométrie *PP28 Al/PMMA rugueux* utilisée présente une couche de billes de 390 μm d'épaisseur. Dans ce cas, le champ d'écoulement local est affecté simultanément par la fenêtre de visualisation dégagée et par la rugosité à l'échelle macroscopique. Ainsi, la valeur de δ_{eff} à prendre en compte ici est de 249 μm , somme de 141 μm (δ_{e2}) et de 108 μm (δ_{e1}). On retrouve une bonne concordance entre les valeurs expérimentales et théoriques, et ce, aussi pour des mesures faites dans les aspérités du plan inférieur. Dans une région à proximité du bord du plan supérieur, les vitesses mesurées sont toutefois un peu plus élevées que celles calculées. Ce phénomène est d'autant plus accentué que l'on s'approche du bord de la géométrie. Cela suggère que l'écoulement est affecté soit par les effets de bord soit par la planéité imparfaite de la couche de billes ou qu'une dérive radiale des particules existe (la force centrifugée devient importante) et donc que la norme de vitesse des particules n'estime plus correctement la vitesse tangentielle.

2.7.2 Géométrie *PP28 dentés*

La présence de rugosités de dimensions millimétriques de la géométrie *PP28 dentés* perturbe d'avantage d'écoulement. Il a été montré que celui-ci se prolonge, macroscopiquement, au sein des plans dentés sur une épaisseur δ_{e1} de $108 \mu\text{m}$ (cf. section 2.2.2). En considérant une même valeur d'épaisseur effective liée à la fenêtre de visualisation que celles des cas précédents (δ_{e2} égale à $141 \mu\text{m}$), on constate que les profils de vitesse théorique décrivent correctement l'écoulement dans la zone à partir du sommet des dents du plan inférieur (figure 2.22). Il est assez étonnant qu'une même valeur de δ_{e2} de $141 \mu\text{m}$ soit utilisée alors que deux conformations différentes de rugosité sont employées (*PP28 Al/PMMA rug* et *PP28 dentés*). En outre, on observe, dans l'espace interdentaire du plan fixe, une évolution non linéaire des vitesses expérimentales qui tendent à s'annuler sur une distance plus profonde que $249 \mu\text{m}$. On est en présence d'une configuration spécifique de l'écoulement inhérente à la forme et à la distribution des rugosités de la géométrie. L'écoulement existe aussi au sein des rugosités du plan mobile et n'a pas pu être évalué pour des valeurs de z supérieures à $1,33 \text{ mm}$.

Par la suite, nous conservons l'équation 2.16 pour décrire le profil de vitesses théoriques dans la zone de l'entrefer où il n'y a pas de dents.

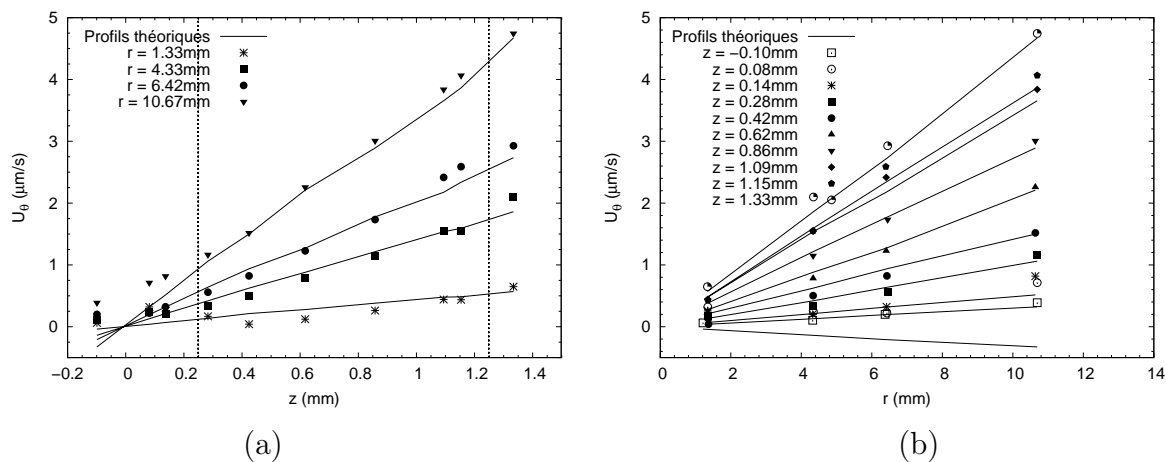


FIGURE 2.22: Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 2 \text{ Pa}$) entre plans dentés : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

2.8 Techniques d'analyse du suivi particulaire pour une longue période d'observation en un point fixe

Auparavant, on a présenté la technique de micro-vélocimétrie par suivi particulaire (μPTV) ainsi que les applications concernant les champs d'écoulement des matériaux modèles. Cette technique emploie des instants courts pour déterminer localement les vitesses des particules. De ce fait, une particule suivie reste systématiquement dans le champ d'observation. Dans ce paragraphe, on cherche à proposer d'autres techniques d'analyse

permettant d'acquérir des informations pertinentes à partir du suivi d'un ensemble de particules pour de plus longues périodes d'observation.

2.8.1 Principe

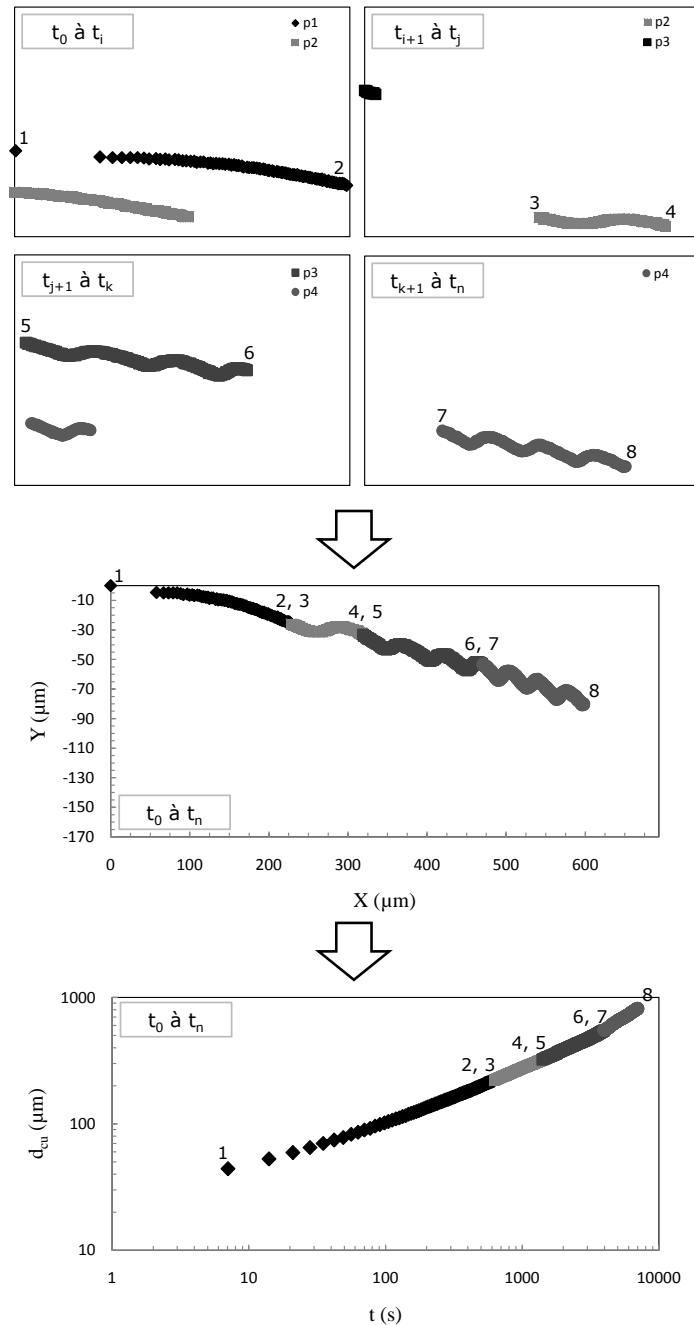


FIGURE 2.23: Principe d'analyse du suivi particulaire en une seule position pour les longues durées d'observation (données brutes) : du suivi du déplacement instantané de particules individuelles à la représentation de l'histoire de la marche particulaire et de l'évolution temporelle des déplacements cumulés. Dans le champ image, les particules se déplacent de la gauche vers la droite.

Sachant que le champ image de visualisation pour un point donné dans l'entrefer est limité en taille ($231 \mu\text{m} \times 173 \mu\text{m}$), il est possible que les particules suivies sortent de celui-ci au bout d'un certain temps, et ce, d'autant plus rapidement que l'intensité de la sollicitation mécanique imposée est importante. On souhaite alors disposer d'une méthode pour traiter les informations des particules qui entrent et sortent du champ image. Le principe de la méthode retenue, qui se base sur une hypothèse de la similitude des mouvements de toutes les particules observées simultanément dans la même zone d'image, est présenté schématiquement sur la figure 2.23.

Dans cet exemple, on admet qu'il existe quatre périodes nécessaires (t_0 à t_i , t_{i+1} à t_j , t_{j+1} à t_k et t_{k+1} à t_n) pour obtenir l'histoire complète de la marche particulaire au cours de l'essai. La première particule (p1) est présente dans la zone d'image tout le long de la première période mais elle disparaît à l'instant t_{i+1} . Cependant, on peut associer les déplacements des particules p1 et p2 juste à l'instant t_i (connection entre les segments 1-2 et 3-4 au point 2 ou 3) car la particule p2 réside dans le champ image durant les deux premières périodes (jusqu'à l'instant t_j). En répétant ce principe pour les autres périodes restantes, on est capable de chaîner une succession temporelle de déplacements locaux de l'instant initial t_0 jusqu'à l'instant final t_n . Cette histoire de la marche particulaire peut servir, ensuite, au calcul de l'évolution temporelle des déplacements élémentaires cumulés (d_{cu}) des particules. Ce cumul permet d'évaluer la déformation subie par le matériau suspendant. En un point (r, z) dans l'entrefer, le déplacement cumulé théorique, supposant qu'une déviation angulaire implique un déplacement purement tangentiel, est exprimé par la relation ci-après :

$$d_{cu} = |\phi - \phi_0| \cdot \frac{r \cdot z}{e + 2\delta_{eff}} \quad (2.23)$$

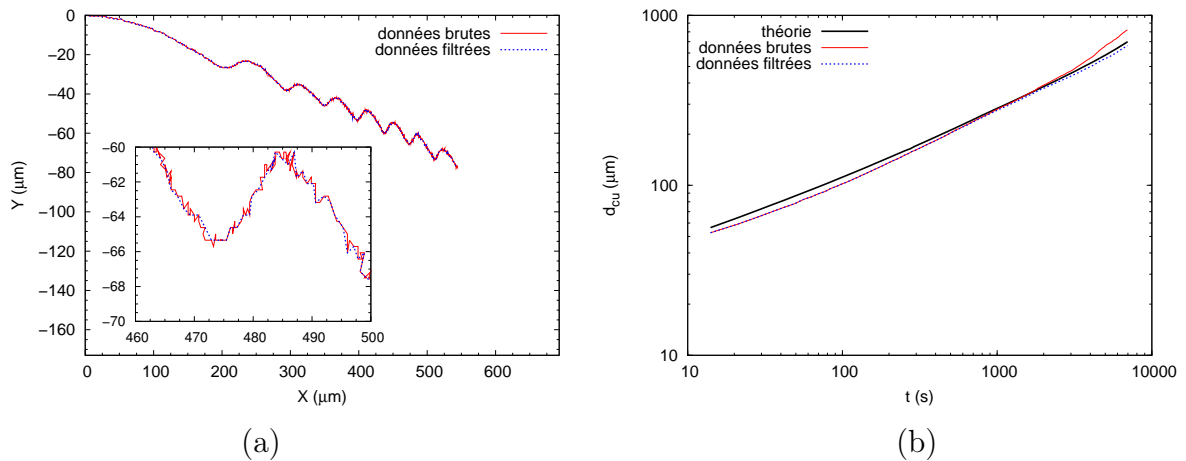


FIGURE 2.24: Qualification des données : (a) histoire de la marche particulaire, (b) évolution temporelle du déplacement cumulé.

Il faut rappeler que les coordonnées brutes données par le module de détection et de suivi particulaire du logiciel ImageJ sont en pixel (X et $Y \geq 1$ pixel). Toutefois, la variabilité inhérente à l'acquisition et à la procédure de traitement d'images affecte fortement

le résultat du calcul du déplacement cumulé des particules lorsque les déplacements instantanés sont petits (1 pixel). Il est difficile de discerner un déplacement très lent d'une variabilité de traitement de l'image d'une particule immobile. Une des solutions possibles pour réduire cet effet est de fixer un seuil minimal significatif du déplacement élémentaire. On a choisi la valeur de 3 pixels. Ainsi, les coordonnées d'une particule à un instant t_i doivent être rejetées de la liste des positions occupées jusqu'à ce que la distance, la séparant de la position précédente, atteigne cette valeur minimale. La figure 2.24 illustre ce principe. Elle compare tout d'abord l'histoire de la marche particulaire en considérant les données brutes et celles issues de la procédure de "filtrage". On voit que la technique suggérée est capable d'éliminer, en conservant la même tendance, un grand nombre de fluctuations. Cette figure donne aussi l'évolution temporelle du déplacement cumulé pour les deux cas. Pour un même temps d'observation, il est logique que le déplacement cumulé soit plus grand lorsqu'il intègre des déplacements "fluctuants aléatoirement". Le traitement proposé permet d'obtenir un bon accord avec la théorie, surtout pour les temps longs.

Par la suite, seules les données "filtrées" selon la méthode mentionnée seront utilisées pour la détermination du déplacement cumulé.

2.8.2 Vérification de l'hypothèse de similitude des déplacements

Avec la concentration des traceurs utilisée (1000 particules/mm³), on peut observer environ 3 ou 4 particules dans un champ image de 231 μm \times 173 μm . Cette partie vise à justifier l'hypothèse de similitude des déplacements de toutes les particules étant présentes simultanément dans la zone d'image. Pour chaque cas de sédiments modèles, deux positions dans l'entrefer sont examinées lorsqu'une contrainte située aux alentours de la contrainte seuil est appliquée (16 Pa pour le gel de carbopol, 14 Pa pour le gel mixte laponite-carbopol). La comparaison visuelle des marches particulières illustrées sur la figure 2.25 est utilisée pour conduire cette discussion.

Pour le gel de carbopol (figures 2.25(a) et 2.25(b)), les trajectoires des différentes particules en chacune des deux positions étudiées présentent des formes analogues comme l'indique la superposition obtenue suite au changement d'origine. Ces résultats suggèrent qu'une seule particule observée dans la zone d'image suffit pour représenter le comportement local pour un même intervalle du temps, puisque l'on a une similitude des déplacements.

La similitude des dynamiques particulières dans la zone d'image est également retrouvée dans le cas du gel mixte laponite-carbopol (figures 2.25(c) et 2.25(d)). En revanche, dans certains cas exceptionnels, il a été observé, pour une minorité des particules du champ d'observation, des trajectoires qui ne sont pas comparables aux autres (figures 2.25(d), particule P2). La différence la plus remarquable concerne le déplacement suivant l'axe \vec{u}_y . Cette singularité souligne que le gel mixte laponite-carbopol qui est un matériau thixotrope présente des comportements plus complexes. Les déplacements "étranges" de ces particules, qui restent peu fréquents, ne seront pas utilisés pour les analyses.

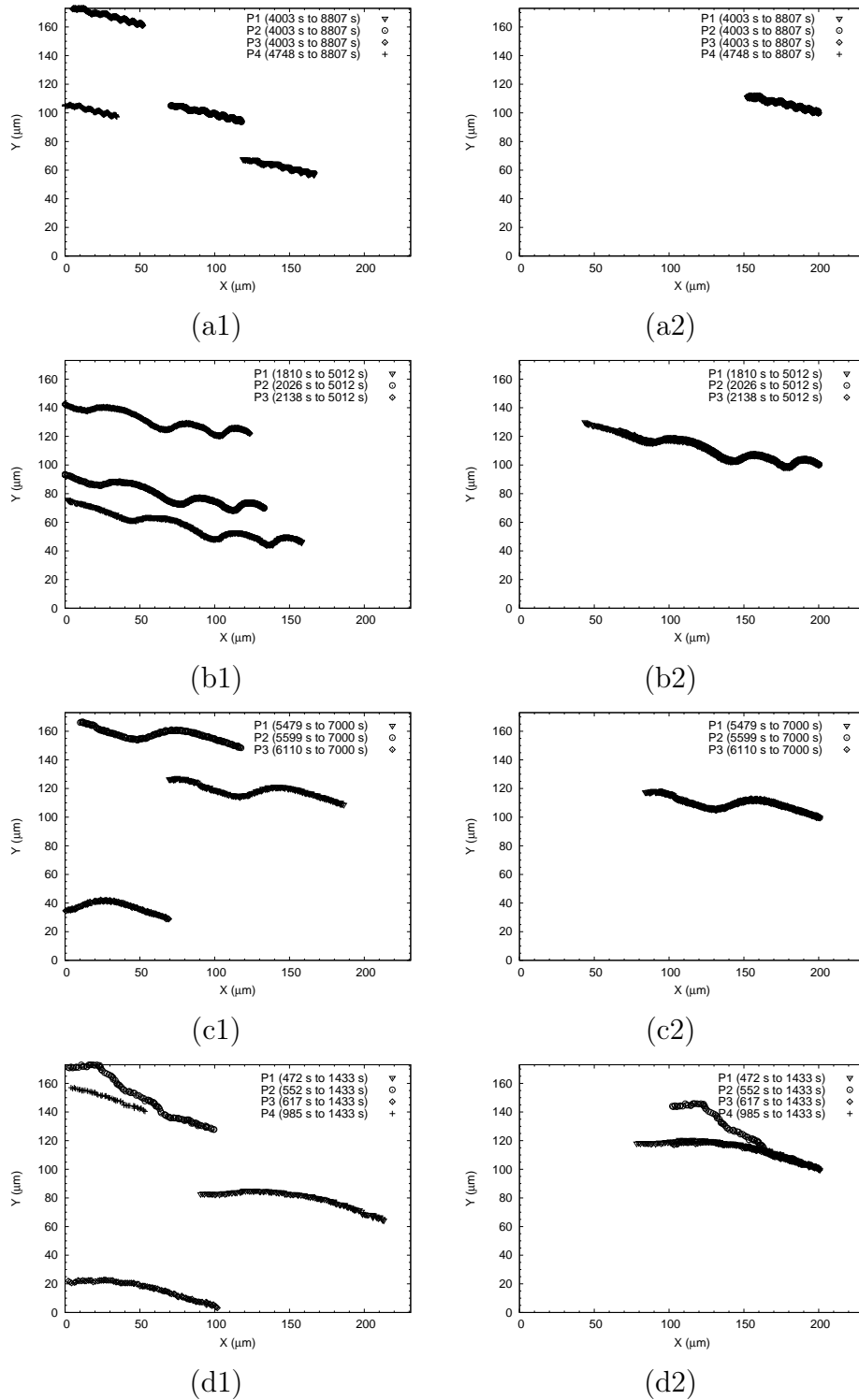


FIGURE 2.25: Déplacements originaux (1) et avec le changement d'origine des particules dans la zone d'image (2) : (a) et (b) observations faites aux points ($z = 0,62$ mm ; $r = 4,44$ mm) et ($z = 0,62$ mm ; $r = 10,65$ mm) (gel de carbopol, contrainte 16 Pa), (c) et (d) observations faites aux points ($z = 0,62$ mm ; $r = 10,69$ mm) et ($z = 0,62$ mm ; $r = 8,60$ mm) (gel mixte laponite-carbopol, contrainte 14 Pa). Pour les différentes particules, les coordonnées du dernier point sont déplacées en une même origine ($X = 200$ μm ; $Y = 100$ μm). Dans le champ image, les particules se déplacent de la gauche vers la droite.

2.9 Mise en œuvre du canal

2.9.1 Configuration expérimentale du banc de PIV

2.9.1.1 Description

Dans le cadre de notre étude, le banc de PIV sert à caractériser les champs de vitesse au sein du canal.

Selon la figure 2.26, le laser est positionné horizontalement pour illuminer les couches planes parallèles au fond du canal (plans $(\vec{u}_r, \vec{u}_\theta)$). La caméra CCD attachée à une potence métallique est placée verticalement au-dessus du canal et son axe optique est perpendiculaire à la nappe laser (réglage par collimation). L'objectif de la caméra utilisé (Nikon 28x70mm) permet d'observer les particules avec une profondeur de champ inférieure à 7 mm. Ainsi, la caméra étant fixe, on peut, en focalisant sur le fond du canal, caractériser le champ d'écoulement dans la zone près du fond et non pas sur toute la hauteur (62,5 mm).

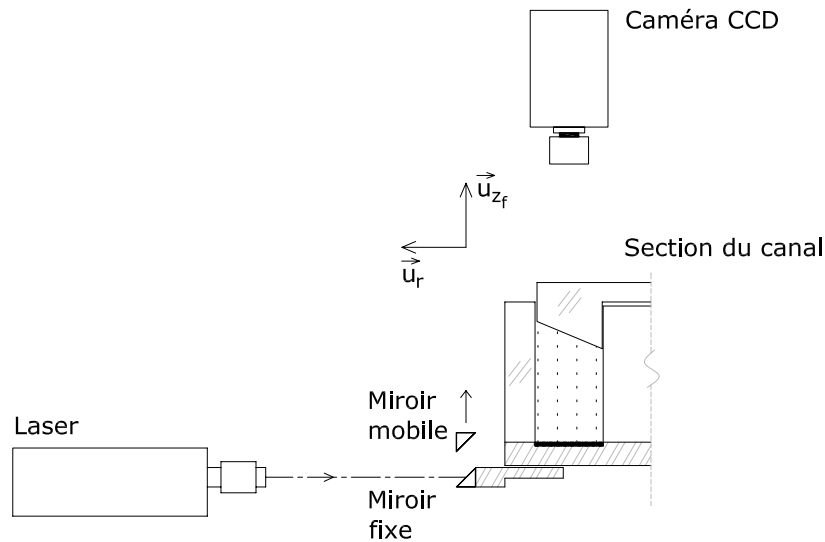


FIGURE 2.26: Configuration expérimentale du banc de PIV.

Un système de deux miroirs identiques inclinés à 45° , dont l'un est mobile verticalement, a été développé pour positionner la nappe laser en différentes hauteurs sachant que le laser reste fixe. On utilise des petites cales planes d'épaisseur connue pour positionner précisément la nappe laser. Le niveau $z_f = 0$ mm correspond à l'interface entre le substrat et le fluide d'entraînement. Il est obtenu par réglage initial du système miroir (pas de cales).

2.9.1.2 Etalonnage du rapport d'agrandissement

Afin de déterminer un champ de vitesse exploitable, l'étalonnage du rapport d'agrandissement, donnant la correspondance en mm des déplacements particulières calculés en pixel, est incontournable. Le rapport d'agrandissement est en fonction de l'indice optique

du fluide d'entraînement ainsi que de la distance entre le plan d'observation et l'objectif de la caméra. Pour évaluer ce rapport, une mire de calibration et différentes cales planes de même épaisseur que celles utilisées pour positionner le miroir mobile sont utilisées.

La mire de calibration présente une grille rectangulaire formée par des croix espacées de 5 mm (figure 2.27). La première étape de l'étalonnage consiste à placer la mire au fond du canal rempli avec un fluide d'entraînement avec le plateau d'entraînement en position. On enregistre, dans un deuxième temps, l'image de la mire avec la caméra CCD du banc PIV. Sur cette image sans distortion¹⁰, on mesure par pointage la distance entre deux points les plus éloignés. Le rapport entre la distance mesurée et la distance réelle entre les deux croix sélectionnées donne la valeur du facteur d'agrandissement cherché. Cette procédure est répétée pour cinq hauteurs différentes par rapport au fond (0 mm ; 1,58 mm ; 3,15 mm ; 4,72 mm et 6,30 mm) qui sont inférieures à la profondeur de champ de l'objectif. La plus grande hauteur étudiée (6,30 mm) est quasiment $\frac{1}{10}$ de la hauteur maximale de la colonne (62,5 mm).

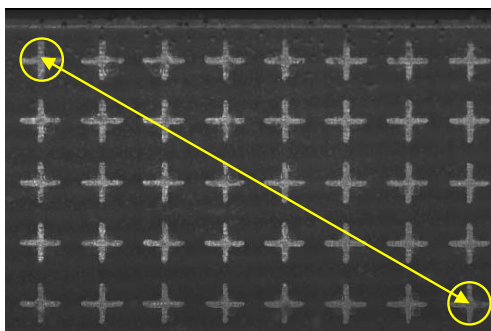


FIGURE 2.27: Mire d'étalonnage du rapport d'agrandissement.

Le tableau 2.2 indique les facteurs d'agrandissement pour les trois fluides d'entraînement. Ici, on utilise les mêmes données pour le WS et le WSP qui ont des indices optiques très proches.

z_f (mm)	Rapport d'agrandissement (mm/pix)	
	WS et WSP	EG
0	0,0398032	0,0397623
1,58	0,0394868	0,0396565
3,15	0,0394482	0,0395412
4,72	0,0393751	0,0395290
6,30	0,0391865	0,0393855

TABLE 2.2: Rapports d'agrandissement pour le calcul du champ de PIV.

10. Un contrôle a montré que le maillage des croix dans l'image est régulier malgré la traversée d'un dioptre (plateau d'entraînement/liquide d'entraînement) qui n'est pas perpendiculaire à l'axe optique de la caméra.

2.9.2 Calcul des champs de vitesse en PIV

2.9.2.1 Inter-corrélation et post-traitement

En PIV, l'auto-corrélation et l'inter-corrélation sont deux méthodes de détermination des vecteurs de déplacement les plus probables des groupes de particules introduites dans le fluide. L'avantage de ces méthodes est qu'il n'est pas nécessaire que chaque particule individuelle soit identifiée comme dans le cas de la PTV. Le calcul s'effectue généralement en repère cartésien de deux dimensions.

En principe, l'inter-corrélation s'applique à deux fenêtres de corrélation correspondant au même espace analysé sur une paire d'images prises pour deux instants successifs (t et $t + \delta t$). Les fenêtres de corrélation (les plus souvent carrées), résultent de la division équitable du plan d'images (taille $1376 \text{ px} \times 1040 \text{ px}$). La taille de ces fenêtres, qui peut varier entre $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$ et $256 \text{ px} \times 256 \text{ px}$, est fonction de la densité des traceurs en suspension dans le fluide. Un nombre de particules entre 5 et 10 par fenêtre est souvent recommandé. Par ailleurs, l'intervalle de temps " δt " entre deux pulses (ou impulsions laser) d'un enregistrement est un paramètre à adapter selon l'amplitude de déplacement constaté et le choix initial fait pour la taille des fenêtres de corrélation. La condition est que le déplacement de particules ne doit pas dépasser un tiers de la fenêtre de corrélation pour un δt donné.

Pour nos expériences, on utilise le logiciel DAVIS pour calculer les champs de vitesse par l'inter-corrélation. On utilise la technique "multipasse", pour laquelle, on effectue un premier calcul avec des fenêtres de taille $64 \text{ px} \times 64 \text{ px}$ et sans recouvrement, puis un deuxième où la taille des fenêtres vaut $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$ avec un taux de recouvrement de celles-ci de 50 % (dans chaque direction). On effectue, pour finir, un post-traitement pour éliminer les vecteurs aberrants pouvant exister du fait de la mauvaise qualité d'image. On a recours à un seuil de vitesses, au-delà duquel, les vecteurs calculés sont considérés comme erronés et sont rejetés. Pour chaque niveau z_f d'étude, on a 510 champs de vitesse instantanée (510 paires d'images), ce qui paraît statistiquement suffisant pour déterminer le champ moyen (hypothèse à valider par la suite). Il reste à préciser également qu'un masque circulaire a été utilisé pour les calculs d'inter-corrélation afin d'affecter un champ de vitesse nulle dans les parties solides (parois extérieure et intérieure du canal).

2.9.2.2 Changement de base cartésienne en base polaire

Comme la configuration expérimentale de notre étude est un canal circulaire, il est souhaitable de transformer les vecteurs de déplacement obtenus en coordonnées cartésiennes par de nouveaux vecteurs en coordonnées polaires.

Avant tout, il est essentiel de connaître la position du centre du canal dans le plan image. Sur la figure 2.28, on peut observer les bords intérieur et extérieur du canal ainsi qu'une ligne perpendiculaire à ces bords (un rayon du canal). Cette ligne correspond à une interface entre deux pièces du fond, qui sont soit des plans solides constituant le substrat rigide, soit des morceaux de papier de verre collés en dessous du substrat fluide pour éviter le glissement.

En utilisant le logiciel ImageJ, on est capable de connaître toutes les coordonnées des points situés sur le rayon indiqué sur la figure 2.28, et en particulier, celle du point

d'intersection (x_i, y_i) de la droite avec le bord intérieur du canal. On peut ainsi en déduire l'équation de cette droite qui doit absolument passer par le centre du canal. Si x_0 et y_0 sont les coordonnées du centre, on doit vérifier le système suivant :

$$\begin{cases} y_0 = ax_0 + b \\ (y_i - y_0)^2 + (x_i - x_0)^2 = R_i^2 \end{cases} \quad (2.24)$$

Avec,

- a et b : deux constantes connues,
- x_i et y_i : coordonnées du point d'intersection entre le rayon et le bord intérieur du canal,
- R_i : rayon du cylindre intérieur du canal.

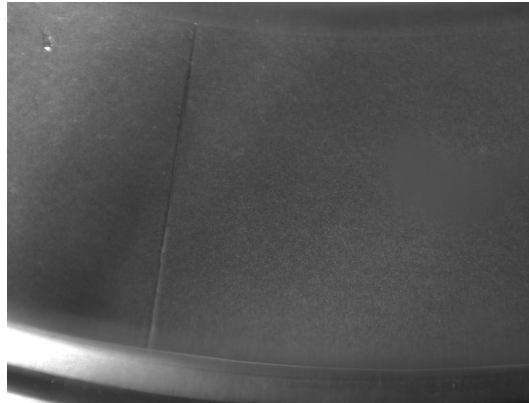


FIGURE 2.28: Utilisation du fond du canal pour la détermination du centre. La ligne radiale correspond au raccordement entre deux sections annulaires qui font office de substrat solide, ou qui sont du papier de verre.

Le centre ainsi obtenu permet de construire un maillage polaire régulier s'appuyant sur le maillage cartésien de départ. Pour chaque nœud du maillage polaire, on utilise les vitesses aux nœuds voisins du maillage cartésien pour interpoler¹¹ les composantes cartésiennes (v_x, v_y) de la vitesse. Un simple changement de base permet ensuite de trouver les composantes polaires (u_r, u_θ) de ce vecteur de vitesse au nœud de coordonnées (r, θ) :

$$u_r = \cos\theta v_x + \sin\theta v_y \quad (2.25)$$

$$u_\theta = -\sin\theta v_x + \cos\theta v_y \quad (2.26)$$

Un programme SCILAB a été écrit pour traiter automatiquement l'ensemble des champs instantanés.

2.9.2.3 Traitement statistique et validation

La turbulence a une influence importante sur la distribution de vitesse dans le domaine d'écoulement. Chaque composante instantanée peut se décomposer en deux termes, l'un

11. On utilise une expression de la forme $V = ax + by + cxy + d$ où V est la valeur d'une composante de la vitesse au nœud de coordonnées (x, y) .

correspondant à la valeur moyenne de la vitesse, l'autre fluctuant qui traduit le caractère chaotique de l'écoulement. Dans la mesure où la fréquence d'enregistrement des paires d'images en PIV est faible (5 Hz), on ne peut pas suivre la dynamique réelle de l'écoulement. Par contre, si l'on prend un nombre suffisant de séquences, il sera possible de quantifier le champ moyen ($\bar{u}_r, \bar{u}_\theta$) et le caractère fluctuant à travers les valeurs d'écart-type ($RMS_{u_r}, RMS_{u_\theta}$). Dans le cas de la vitesse tangentielle, on peut écrire :

$$\bar{u}_\theta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_{\theta i} \quad (2.27)$$

$$RMS_{u_\theta} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_{\theta i} - \bar{u}_\theta)^2}{N}} \quad (2.28)$$

avec, $u_{\theta i}$ vitesse tangentielle instantanée et N nombre d'échantillon.

Pour valider que le nombre de 510 champs instantanés (échantillons) est adéquat, on analyse la convergence des valeurs moyennes et RMS des composantes de la vitesse. Pour ce faire, on considère une situation d'écoulement turbulent ($Re = 69500$). On examine le cas de trois points situés sur un même rayon et sur le fond du canal (figure 2.29). Les distances de ces trois points par rapport au bord intérieur sont : 5,5 mm ($r = 120$ mm) ; 17,5 mm ($r = 132$ mm) et 32,5 mm ($r = 147$ mm).

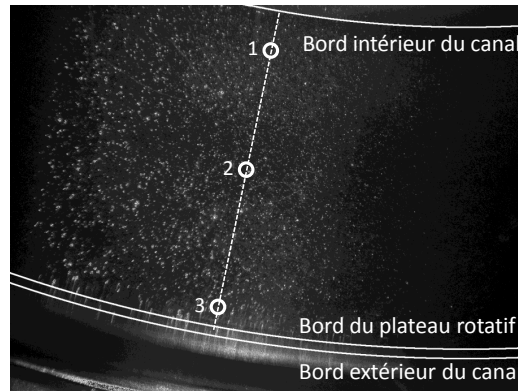


FIGURE 2.29: Points de l'étude de vérification de convergence des valeurs moyennes et RMS des composantes de la vitesse.

D'après la figure 2.30, les vitesses moyennes et leurs RMS suivant les deux directions se stabilisent, globalement, à partir de 350 échantillons. Seule l'évolution des valeurs de RMS de la composante radiale au rayon de 147 mm semble à peine converger au bout des 510 échantillons. Cela est vraisemblablement dû à la mauvaise qualité de l'image dans la région près du bord extérieur du canal. En effet, il existe un espace de 1 mm entre le bord extérieur du plateau d'entraînement et le bord extérieur du canal. Il n'y a donc pas de netteté dans cette zone. Il semble donc qu'un échantillonnage de 510 champs soit suffisant pour caractériser statistiquement l'écoulement dans le canal.

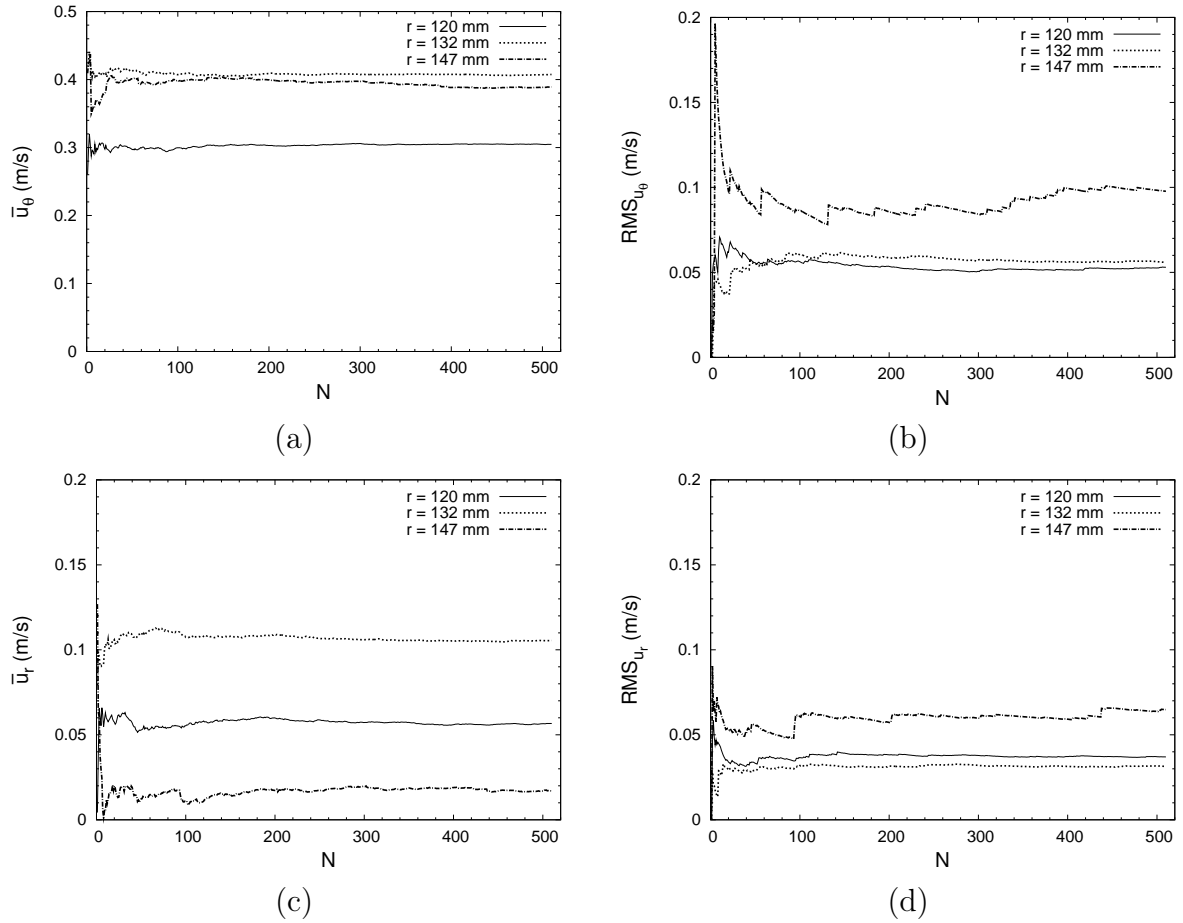


FIGURE 2.30: Convergences des valeurs moyennes et RMS de vitesse en trois positions radiales : (a) et (b) composante tangentielle, (c) et (d) composante radiale.

Les erreurs de précision relative pour la vitesse moyenne ($S_{\bar{u}_\theta}$) et la valeur RMS ($S_{RMS_{u_\theta}}$) de la vitesse peuvent être calculées en utilisant les équations ci-après [32, 119] :

$$S_{\bar{u}_\theta} = \frac{RMS_{u_\theta}}{\bar{u}_\theta} \times \frac{Z_c}{\sqrt{N}} \quad (2.29)$$

$$S_{RMS_{u_\theta}} = \frac{Z_c}{\sqrt{2N}} \quad (2.30)$$

Z_c représente le coefficient de confiance pour une distribution normale. Pour un intervalle de confiance de 95%, $Z_c = 1,96$ (Yanta et Smith, 1973, cité par [32]).

r (mm)	$S_{\bar{u}_r}$ (%)	$S_{\bar{u}_\theta}$ (%)
120	5,7	1,5
132	2,6	1,2
147	32,6	1,6

TABLE 2.3: Valeurs d'erreur relative des vitesses radiales et tangentielles pour les 3 points observés.

Pour le même cas test que celui présenté sur la figure 2.30, l'erreur des valeurs de RMS pour chaque composante est de 6,1 %. Selon le tableau 2.3, les erreurs pour la vitesse moyenne suivant la direction principale d'écoulement sont faibles et sont quasiment constantes. Par contre, pour la vitesse radiale (direction d'écoulement secondaire), une valeur très importante est observée pour le rayon le plus grand, ce qui rejoint le constat fait préalablement.

2.9.3 Localisation de la zone d'observation des déformations de substrat fluide

Selon les résultats du cas test montrés dans la section précédente, on peut estimer que l'écoulement le plus intense apparaît dans la zone localisée entre le point du milieu et celui situé au 3/4 de la largeur du canal ($e_f = 35$ mm) par rapport au bord intérieur. On peut donc s'attendre à ce que le substrat de cette zone soit soumis aux plus grandes contraintes. L'étendue de cette zone critique reste, par ailleurs, supérieure au champ observable ($764 \mu\text{m} \times 573 \mu\text{m}$ pour une valeur de focus et une valeur de rayon données) avec l'objectif 5x de la caméra du microscope du rhéoscope1. Ainsi, pour analyser les processus de déformation de substrat fluide soumis à l'écoulement, on a choisi un point unique situé à 10 mm du bord extérieur du canal (ce choix sera aussi vérifié au chapitre 5 pour les autres conditions hydrodynamiques). Le canal est placé de telle manière que le point d'étude visé coïncide directement avec le centre de rotation de la géométrie du rhéoscope1 ($r = 0$ mm). L'interface initiale entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement définit la cote $z_f = 0$ mm du fond. Avec l'objectif 5x utilisé, l'intervalle de focus de $0 \text{ mm} \leq f_0 \leq 4 \text{ mm}$ correspond à l'épaisseur réelle¹² observable de $-1,9 \text{ mm} \leq z_f \leq -0,2 \text{ mm}$, approximativement. Nous ne pouvons donc pas caractériser totalement le fond sédimentaire sur toute son épaisseur de 2 mm.

2.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les moyens et les techniques de mesure qui sont nécessaires pour l'étude du comportement de matériaux transparents. Nous avons montré qu'il est possible d'utiliser l'instrument rhéoscope1 comme outil simultanément de rhéométrie et de vélocimétrie par suivi de particules à partir du moment où l'on est capable d'étalonner son système optique.

La technique de μ PTV ainsi que l'équation théorique du champ de vitesses sont validées pour les écoulements homogènes entre deux plans (surfaces lisses et surfaces rugueuses). Les résultats de qualification nous ont permis de comprendre la nature d'écoulement d'un fluide Newtonien dans le cas de géométries rugueuses avec des tailles de rugosité de l'ordre de la centaine de micromètres. Les perturbations engendrées, pour ces configurations, par la mise en œuvre des rugosités et des zones de visualisation ont ainsi pu être quantifiées.

12. Nous ne décrivons pas la méthode d'étalonnage dans le cas du canal d'érosion car celle-ci est identique à celle présentée dans le point 2.6.1 dans le cas des géométries de rhéométrie. Les lois utilisées sont : $z_f(f_0) = 0,416f_0 - 2$ pour le gel de carbopol, et $z_f(f_0) = 0,444f_0 - 2$ pour le gel de laponite-carbopol.

La technique de PIV permet de caractériser, en moyenne et en écart type, le champ de vitesse dans la région proche du fond sédimentaire (hauteur inférieure à 7 mm). Un ensemble de fluides d'entraînement ont été défini de sorte que l'on puisse contrôler l'effort de frottement inhérent à la viscosité et en présence ou non de phénomènes d'échanges entre le fond sédimentaire modèle et le fluide d'entraînement.

Chapitre 3

Matériaux modèles comme simulants des sédiments cohésifs

Les sédiments cohésifs naturels présentent généralement des propriétés mécaniques très complexes qui varient, par ailleurs, dans le temps et dans l'espace (selon les trois dimensions). A cause de cette variabilité, la problématique du transport des sédiments, en particulier le phénomène d'érosion, est alors très difficile à aborder expérimentalement (in situ ou en laboratoire). En revanche, le recours à des matériaux modèles peut permettre de réaliser des sédiments de synthèse présentant des propriétés mécaniques similaires mais ajustables et maîtrisées.

Dans ce chapitre, nous décrirons, tout d'abord, deux matériaux modèles qui sont largement utilisés dans les domaines de la recherche académique et de l'industrie. Ils serviront de constituants principaux pour la fabrication de sédiments modèles. La méthode de préparation de ces sédiments modèles utilisée sera présentée. Enfin, les caractérisations rhéométriques sommaires des sédiments fabriqués seront effectuées.

3.1 Systèmes coincés comme systèmes modèles

3.1.1 Aspects généraux

Un grand nombre de matériaux (émulsions concentrées, mousse, colloïde, boue de forage, béton, vases, ...) sont considérés comme des systèmes coincés (*jammed systems*). Cette unité de ces systèmes ne tient pas à l'organisation de la microstructure ou à la nature des liens existants mais plutôt au caractère coincé qui gouverne leurs propriétés mécaniques macroscopiques.

Dans les systèmes coincés, la mobilité des constituants est extrêmement réduite du fait d'effets stériques et/ou d'interactions attractives ou répulsives. La configuration coincée, qui est une configuration désordonnée, est typiquement obtenue par une transition liquide/solide (*jammed transition*). Inversement, l'application d'une contrainte externe dépassant une valeur critique conduit à la fluidisation (transition solide/liquide; *unjammed transition*) du système. Les systèmes coincés ont donc une propriété rhéologique commune qui est la contrainte seuil.

Pour les systèmes coincés, un diagramme de phase exploitant les paramètres de contrôle

de *jamming* (coincement) a été proposé la première fois par Liu et Nagel (1998) puis révisé par O’Hern et al. (2003) comme le rapporte l’article de revue de Weeks [142] (figure 3.1).

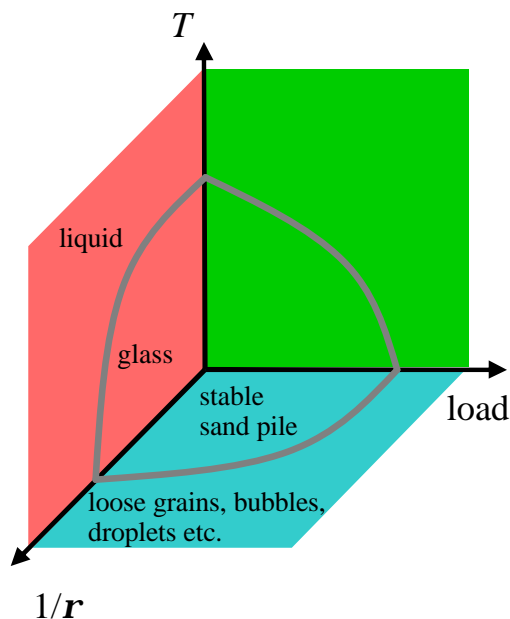


FIGURE 3.1: Diagramme de phase du coincement proposé par Liu et Nagel (1998) (d’après Weeks [142]).

Ce diagramme comporte trois axes, la température, l’inverse d’une densité (écrite comme l’inverse d’une fraction volumique) et la charge (vue comme la contrainte appliquée). La courbure des lignes séparant les domaines coincés et non coincés traduit le fait qu’il est toujours possible de faire perdurer l’état coincé comme par exemple dans le cas où une charge importante peut très bien être encaissée pour peu que la température soit basse et la fraction volumique élevée. Cela étant dit, il convient de considérer ce type de diagramme avec beaucoup de précaution car la très grande variété de phénomènes à l’origine du coincement fait que la généralisation des résultats semble délicate.

De nombreuses études restent à mener pour ces systèmes. Dans ce contexte, la rhéologie prend toute sa place car elle permet une caractérisation des propriétés mécaniques macroscopiques. Bien évidemment, cette approche expérimentale n’est pas sans poser un certain nombre de problèmes. L’échelle de temps d’observation, le comportement du matériau aux interfaces, la dynamique de transition, l’homogénéité au sein de l’intréfer sont autant d’aspects à prendre en compte pour pouvoir conclure sur la nature du régime (solide ? liquide ?) observé.

3.1.2 Propriétés recherchées et choix des systèmes de l’étude

Parmi les différentes familles de systèmes coincés, celle des gels nous intéresse plus particulièrement. Les gels sont constitués d’objets colloïdaux et/ou de polymères qui interagissent pour développer au final une structure capable de se comporter comme un solide. On cherche à réaliser les fluides modèles transparents ayant les comportements

rhéologiques analogues à ceux rencontrés dans la famille des sédiments cohésifs naturels. C'est essentiellement l'existence du seuil de contrainte et du caractère de thixotropie qu'il faut obtenir. Le carbopol (polymère) et la laponite (argile) sont deux constituants de base qui peuvent permettre d'atteindre ces objectifs.

Ici, deux fluides simulant les sédiments cohésifs naturels sont mis au point. On a choisi les systèmes coincés que sont le gel de carbopol et le gel mixte laponite-carbopol. L'objectif est de deux ordres. Le premier est d'obtenir des matériaux à seuil qui présentent des valeurs voisines de contrainte de transition de l'état solide vers l'état liquide. Le second concerne le caractère thixotrope que l'on rend beaucoup plus important par ajout de particules colloïdales d'argile. Cette technique a déjà été utilisée par Huynh et Chafa [52], et Ragouillaux et al. [112].

Le seuil du gel de carbopol pur a pour origine des interactions physiques entre chaînes de polymères tandis que le seuil du gel mixte laponite-carbopol a pour origine des interactions supplémentaires à distance entre les particules colloïdales de laponite qui doivent, par ailleurs, être adsorbées sur le carbopol. En outre, la méthode de préparation de ces deux fluides doit permettre ultérieurement l'ajout des microbilles de PMMA BS12 (Arkema) comme simulant des sables typiquement rencontrés dans les systèmes sablo-vaseux. Outre les propriétés rhéologiques souhaitées, les fluides modèles doivent, alors, présenter un indice optique et une masse volumique aussi proches que possible que celles des billes de PMMA utilisées.

3.2 Matériaux utilisés

3.2.1 Carbopol

Grâce à ses propriétés physiques, rhéologiques et à sa compatibilité avec plusieurs types de matériau, le carbopol est utilisé couramment dans les applications industrielles et les recherches académiques [18, 34, 48, 91, 103, 110, 140]. Actuellement, il existe plusieurs grades de carbopol (EZ-3, ETD 2020, Ultrez 21, 940, 974 P, ...) qui sont classifiés selon le type d'agent réticulé, le degré de réticulation et l'architecture moléculaire.

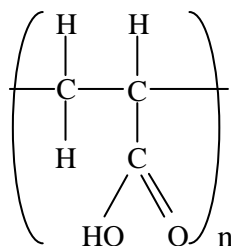


FIGURE 3.2: Structure générale de polymère de carbopol (acide polyacrylique) (d'après [48]).

En général, le carbopol est un polymère élaboré à partir des chaînes linéaires de l'acide polyacrylique (figure 3.2). Il est livré sous la forme de particules fines polydisperses plus ou moins agglomérées [103]. Mélangé avec de l'eau, il donne une dispersion acide (pH compris

entre 2,5 et 3,5) et turbide qui s'hydrate plus ou moins facilement et rapidement selon le grade considéré. L'ajout d'une quantité adéquate d'une base appropriée, le plus souvent de la soude (NaOH) ou du triéthanolamine (TEA), permet de neutraliser le système. Les groupes carboxylates vont alors être ionisés. Les molécules adoptent ainsi une conformation très étendue qui élabore un gel pour peu que la concentration soit suffisante [103]. Le grossissement en volume d'une nanoparticule du système peut aller jusqu'à un facteur 1000 [22, 48, 103]. Une propriété intéressante de ce gel est sa transparence qui représente à la fois un intérêt industriel (dimension esthétique) et fondamental (notamment dans le cadre de techniques de mesure optique).

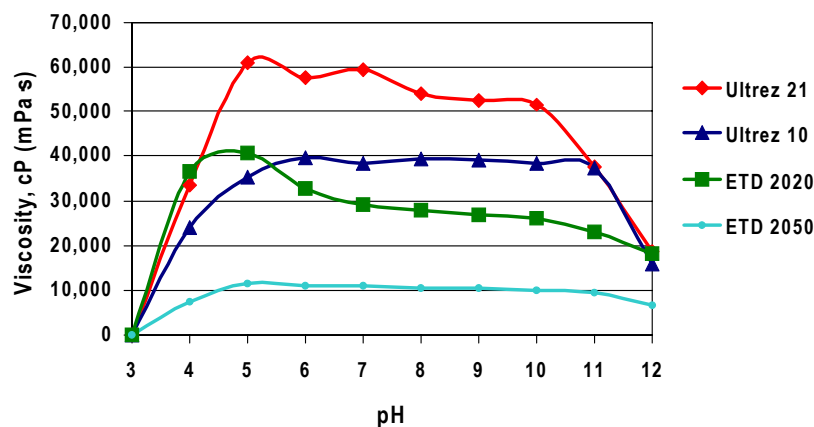


FIGURE 3.3: Effets du pH sur la viscosité des suspensions de carbopol (d'après [24]).

Parmi les différentes familles de carbopol existantes, nous avons opté pour le carbopol Ultrez 21, commercialisé par la société Noveon. Il se caractérise par sa capacité à élaborer des gels neutralisés avec un seuil de contrainte très élevé sur une large gamme de pH (figure 3.3) et une excellente transparence. Un autre aspect intéressant, au regard du besoin d'adaptation d'indice de réfraction et de densité des gels, est sa compatibilité avec différents matériaux (polyélectrolytes, particules, alcools, ...).

3.2.2 Laponite

Comme le cas de carbopol, la laponite a fait l'objet de nombreuses études [42, 64, 82, 83, 104, 130, 147]. Dues à la haute pureté chimique et à la taille nanométrique de ses particules d'argile, la laponite est le matériau modèle typiquement utilisé pour réaliser des gels colloïdaux. Selon Willenbacher [147], la laponite possède la composition et la structure proches de celles de la famille des smectites de type hectorite. Ses particules élémentaires ont une faible anisotropie comparée à celle des autres matériaux argileux naturels [86]. La structure cristallographique de laponite est en couche octaédrique, dont deux sites sur trois sont occupés par un atome de magnésium (Mg) et un sur trois par un atome de lithium (Li), prise en sandwich entre deux couches tétraédriques occupées par des atomes de silicium (Si) (figure 3.4).

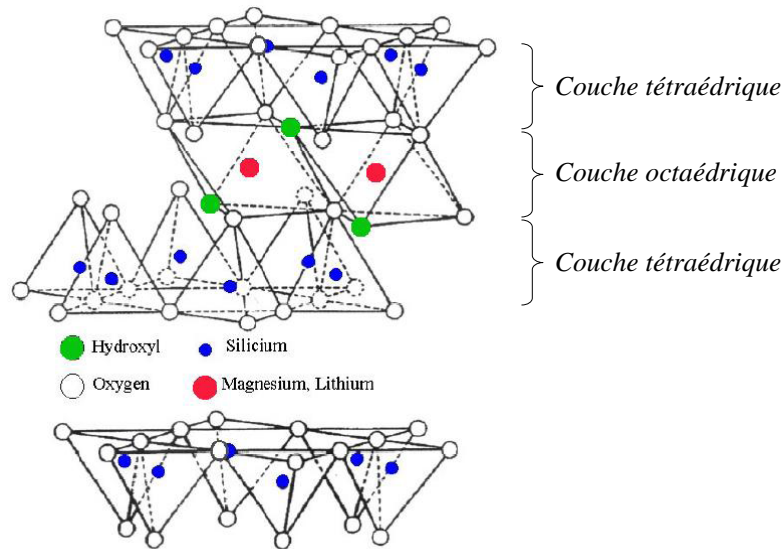


FIGURE 3.4: Structure cristallographique schématisée de la laponite (d'après [82, 128]).

Il existe plusieurs catégories de laponite qui sont généralement distinguées suivant les degrés de pureté : RD, RDS, D, DF, XLG, XLS, S, JS, SL25, S482, etc. Dispersées en milieux aqueux, les particules de laponite présentent des charges négatives sur leurs faces et des charges positives sur leurs bords [68]. La présence de ces charges sur les bords est nécessaire pour induire les interactions conduisant à l'élaboration du gel colloïdal qui est transparent [66].

Dans notre étude, on s'est intéressé à la laponite RD, commercialisée par la société Rockwood Additives. Ce matériau a la composition chimique suivante : 66,2 % de SiO_2 , 30,2 % de MgO , 2,9 % de Na_2O et 0,7 % de Li_2O [83]; ce qui correspond à la formule chimique empirique associée $\text{Si}_8[\text{Mg}_{5.5}\text{Li}_{0.4}\text{H}_{4.0}\text{O}_{24.0}]\text{Na}_{0.7}^{+0.7}$ [151]. Avec une densité de $2,57 \text{ g/cm}^3$, la laponite RD se présente sous forme de poudre blanche composée de plaquettes cristallines dures qui peuvent être décrites comme des disques de 30 nm de diamètre et 1 nm d'épaisseur.

3.2.3 Traceurs particuliers

Des particules sphériques monodisperses (diamètre de $2,81 \pm 0,14 \mu\text{m}$) de mélamine (résine blanche hydrophile), de masse volumique de $1,51 \text{ g/cm}^3$ et d'indice optique de 1,68 ont été utilisées comme traceurs particuliers. Ces particules, distribuées par la société Granuloshop, sont conditionnées en suspension de 25 mg/ml. Cela permet de contrôler les quantités à prélever grâce à une micro-seringue et de remettre en suspension les particules après une étape de séchage. Les particules sont teintées dans la masse avec un traceur fluorophore (rhodamine B). L'intérêt de ce colorant est que la longueur d'onde du pic d'absorption (560 nm) du rayonnement d'excitation est voisine de celle du laser utilisé pour les mesures PIV (532 nm). La longueur d'onde du pic d'émission de fluorescence vaut 585 nm. Ces particules peuvent ainsi être observables en utilisant le banc PIV et discriminées par rapport à d'autres particules non fluorescentes pour peu que l'on utilise un filtre passe haut ($> 532 \text{ nm}$).

3.2.4 Particules solides de PMMA

Des billes transparentes en PMMA (BS12, Arkema) d'un diamètre moyen de 100 μm , d'une densité de 1,19 g/cm^3 et d'un indice de réfraction de 1,493 ont été utilisées, d'une part comme les éléments pour rendre rugueux par collage la géométrie plan-plan lisses, et d'autre part comme charges des gels modèles afin de simuler les particules de sable présentes dans les sédiments naturels.

3.3 Caractéristiques connues des suspensions de carbopol et de laponite

3.3.1 Suspensions de carbopol

3.3.1.1 Effets de la concentration massique, du pH et de la force ionique

La viscosité d'une suspension de carbopol est fortement dépendante de la concentration en particules. La suspension plus concentrée possède une plus forte viscosité du fait de la création de forces électrostatiques répulsives entre les groupements carboxyliques qui augmentent le degré de gonflement des particules [22] et donc le degré de coincement du système.

Par ailleurs, pour une même concentration de carbopol, le pH, la force ionique et la température sont trois facteurs influents qui contrôlent le comportement mécanique des suspensions. Typiquement, le niveau optimal de viscosité des suspensions de carbopol est obtenu pour des valeurs de pH ajusté aux alentours de 7. Dans le cas contraire, le manque ou l'excès d'une base appropriée (pH trop faible ou trop élevé) peut induire un comportement moins visqueux voire une perte totale de la structure de gel (figure 3.3). Dans bon nombre de formulations industrielles faisant appel au carbopol, il a été développé différents grades plus ou moins sensibles à la présence de sels (influence de la force ionique) souvent nécessaires à l'élaboration du produit final.

Des études ont montré que l'accroissement en taille des particules est inversement proportionnelle à la force ionique [22, 103]. Dans le cas de carbopol 940, Taylor et Gordon [127] ont suggéré que le taux de gonflement des particules varie selon une puissance -0,5 de la force ionique alors que le module élastique varie selon une puissance de 1/3 de la concentration. On rappelle que la force ionique est donnée par la relation $I = \frac{1}{2} \sum_i C_i \cdot z_i^2$, où C_i représente la concentration de l'ion i et z_i son nombre de charge.

Un autre facteur influent concerne les conditions de stockage du fluide. Celui-ci doit s'effectuer dans un endroit de température assez stable pour s'assurer la qualité et la durée de vie du gel de carbopol [67].

3.3.1.2 Propriétés rhéologiques

Les gels de carbopol sont connus comme étant des fluides à seuil simple dans le sens où ils ne manifestent pas de caractère thixotrope [34, 103]. Lors des études rhéométriques de ce genre de gel, il est nécessaire d'utiliser des géométries rugueuses pour s'affranchir les problèmes de glissement à la paroi qui affectent la réponse du matériau [103, 107, 125, 140].

Divoux et al. [34] ont montré que le temps transitoire de fluidification du gel de carbopol diminue suivant une loi de puissance du taux de cisaillement imposé. A l'échelle microscopique, les micro-gels de carbopol peuvent être décrits comme des éponges élastiques qui absorbent le solvant autant que possible [103]. Certains auteurs ont, par ailleurs, montré que la structure d'un gel de carbopol est spatialement très hétérogène [59, 90, 91, 103].

Un point important concerne la reproductibilité des réponses rhéologiques des gels de carbopol. On observe une forte variabilité pour des préparations de même concentration. Un des paramètres qui semble être le plus sensible est le seuil de contrainte puisque des écarts pouvant aller jusqu'à 20 % ont été mesurés [110]. Parmi les facteurs associés à cette grande variabilité, Piau [103] a souligné, d'une part, la méthode de préparation des fluides (i.e. la neutralisation, l'agitation, le contrôle des forces ioniques, le stockage et l'humidité) et d'autre part, le choix des protocoles de mesure rhéométrique employés (i.e. les rampes d'écoulement, les essais de fluage ou en oscillation).

3.3.2 Suspensions de laponite

3.3.2.1 Influence du pH et précautions

Le pH des solutions est un facteur qui conditionne la stabilité chimique de la laponite. D'après Mongondry [82], les dispersions aqueuses de laponite se tamponnent d'elles-mêmes aux alentours d'une valeur de pH de 10, considérée comme une valeur idéale. Si le pH descend au dessous de 8,5, la laponite peut réagir avec les ions H^+ qui dissolvent la structure minéralogique, et libèrent d'une manière lente mais perceptible des ions Mg^{2+} ainsi que d'autres ions monovalents [83, 86]. Thompson et al. [130] ont précisé que la décomposition chimique peut apparaître lorsque la valeur de pH est plus grande que 11,0.

Selon Mourchid et al. [86], les dispersions aqueuses de laponite conservées sans précaution peuvent être contaminées par la dissolution du dioxyde de carbone de l'air ambiant qui acidifie le milieu et entraîne alors une diminution du pH. Cet effet est particulièrement plus sensible pour les dispersions de très faible concentration. Afin de limiter ce phénomène, les mêmes auteurs ont proposé de conserver les échantillons dans un dessiccateur sous atmosphère d'azote.

3.3.2.2 Diagrammes de phase concentration massique-force ionique

De manière évidente, plus la dispersion de laponite est concentrée, plus le caractère gel est marqué. Néanmoins, pour une même concentration de particules et un pH fixé, la force ionique influence le taux et le temps d'agrégation des particules de laponite [82, 83, 86]. Ainsi, l'évolution des dispersions de laponite à force ionique faible peut durer très longtemps. Cette force ionique est souvent contrôlée par l'ajout de NaCl dans la solution de laponite préalablement fabriquée. Il est déconseillé de réaliser une préparation en mélangeant directement tous les constituants [82].

Les dispersions aqueuses de laponite peuvent présenter différents états physiques (liquide viscoélastique, gel viscoélastique et solide élastique). Plusieurs auteurs ont proposé différentes versions de diagramme de phase des dispersions de laponite reliant les concentrations en sels (force ionique) et en particules de laponite [41, 64, 82, 85, 115]. Le premier diagramme, apparu en 1995, a été établi par Mourchid et al. [85] en utilisant la technique

de rhéométrie couplée à des mesures de pression osmotique. D'après la figure 3.5, une floculation des dispersions, qui est indépendante de la concentration, est observée pour les forces ioniques supérieures à $2 \cdot 10^{-2}$ M. La transition entre la phase liquide et celle de gel isotrope (IL et IG) est mise en évidence pour les faibles valeurs de concentration massique qui sont d'autant plus faibles que la force ionique augmente. En outre, Gabriel et al. [41] ont révélé deux domaines distincts dans la phase de gel : un premier correspondant à un gel isotrope et un second associé à un gel nématique (IG et NG). La transition entre le gel isotrope et le gel nématique est observée dans une gamme de concentration comprise entre 3 % et 5 %.

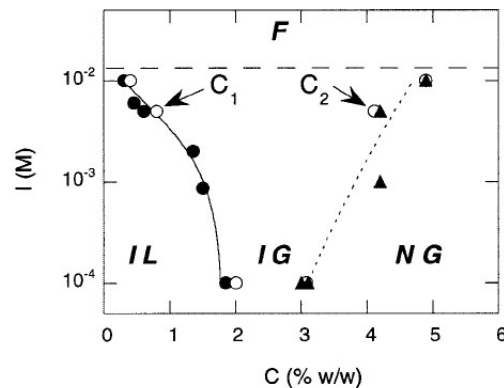


FIGURE 3.5: Diagramme de phase des suspensions de laponite (d'après [86]).

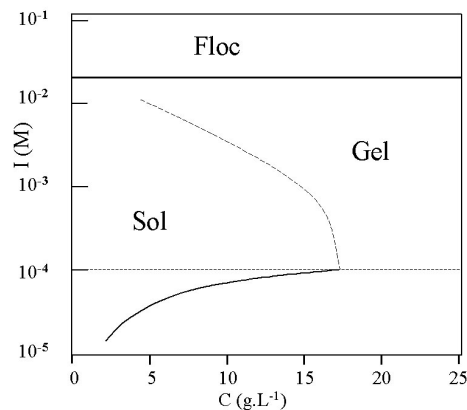


FIGURE 3.6: Diagramme de phase des suspensions de laponite pour les très faibles valeurs de force ionique (d'après [64]).

Levitz et al. [64] s'intéressent, par ailleurs, au cas des très faibles valeurs de forces ioniques ($I < 10^{-4}$ M) au moyen de dialyses des suspensions de laponite. Selon les résultats obtenus, pour les forces ioniques de plus en plus basses, la transition sol/gel s'opère pour des concentrations en particules également de plus en plus faibles (figure 3.6). Ce caractère semble cohérent avec un système purement répulsif ; ce qui veut dire que plus la force ionique est faible, plus la répulsion entre les particules est grande et plus la fraction volumique effective augmente [83].

3.3.2.3 Comportement thixotropique

Des travaux ont révélé que les gels de laponite présentent un comportement à seuil avec fort caractère thixotrope [60, 104, 105, 108, 147]. Tout comme pour les gels de carbopol, les études rhéométriques requièrent l'utilisation de géométries rugueuses.

Pignon et al. [105] ont mis en évidence, au moyen d'une technique rhéophysique, que la structure de la suspension de laponite est cassée sous cisaillement et se réforme après l'arrêt du cisaillement. En utilisant les essais oscillatoires, le phénomène de la reprise de structure est caractérisé par l'augmentation du module élastique G' et par la diminution du module visqueux G'' au cours du temps. Par ailleurs, Willenbacher [147] a trouvé une augmentation en loi de puissance de la viscosité complexe du gel de laponite en fonction du temps de vieillissement (temps de repos) long. La durée de la restructuration complète peut varier de quelques heures jusqu'à plusieurs jours selon l'intensité et la nature du cisaillement appliqué ainsi que les conditions physico-chimiques de la suspension.

3.4 Préparation des sédiments modèles

3.4.1 Suspensions de carbopol à 0,3 %

Ces suspensions aqueuses sont préparées par la dissolution de 0,3 % de poudre de carbopol Ultrez 21 dans un système co-solvant composé de 14,45 % d'eau ultra-pure (Chromasolv 34877, Sigma Aldrich), de 85 % de glycérol (avec une pureté de 97 %, 24397.236, VWR International) et de 0,25 % de TEA (Fluka 90280, Sigma Aldrich). Les pourcentages indiqués représentent les concentrations en poids de chaque constituant.

On utilise le glycérol pour augmenter l'indice de réfraction et la masse volumique du système. Des tentatives d'utilisation complémentaire de l'ion thiocyanate à partir du sel de thiocyanate de sodium NH_4SCN (n_d 1,495 et densité 1,149 g/cm³), inspirées des travaux de Bailey et Yoda [7], ont permis de mieux adapter l'indice de réfraction du système. Cependant, ceci est fait au détriment des propriétés rhéologiques (perte du seuil de contrainte).

La fabrication des suspensions commence par le mélange d'une masse appropriée de carbopol dans de l'eau ultra-pure, à l'aide d'un agitateur magnétique (500 tr/min) pendant 20 min. La quantité correspondante de glycérol est ensuite ajoutée dans le mélange et agitée à 1100 tr/min pendant 20 min. Puis, un temps de repos de 20 min est respecté pour que les particules de carbopol puissent bien s'hydrater et gonfler librement dans la solution. Les valeurs du pH et de la conductivité, mesurées au moyen d'un pH-Conductivity Benchtop (Thermo Electron Corporation), sont respectivement aux alentours de 3,42 et 0,47 $\mu\text{s}/\text{cm}$ à ce stade. La dernière étape consiste à déposer à l'aide d'une seringue, le volume de TEA pour neutraliser le système. Au cours de la neutralisation, le mélange est agité manuellement à l'aide d'une spatule métallique jusqu'à ce que l'on estime que l'homogénéité du gel est établie (20 à 30 min). Sachant que les micro-gels conformés peuvent continuer de relaxer et de gonfler pendant un certains temps après l'arrêt du malaxage, il est nécessaire de laisser le système s'équilibrer à température ambiante pendant environ 24 h. Dans ce cas, on obtient un pH de 7,13 et une conductivité de 4,90 $\mu\text{s}/\text{cm}$.

Par ailleurs, afin de limiter l'effet du vieillissement et d'obtenir une bonne reproductibilité des gels (point important souligné par Piau [103]), des étapes supplémentaires ont été mises en place. Le gel fabriqué est divisé en différents lots de masse de 50 g que l'on charge ou non, selon les essais à réaliser, avec des micro-particules de mélamine séchée (concentration finale de 1000 part/mm³) et/ou des billes de PMMA BS12. Pour chaque lot, le fluide est mélangé à l'aide d'un homogénéisateur (Ultra-turrax) à 11000 tr/min pendant 2 min, puis réparti dans des tubes pour une opération de centrifugation à 5000 tr/min pendant 20 min afin d'éliminer toutes les bulles d'air existantes. Enfin, ces tubes sont stockés dans une salle climatisée à une température située entre 17 et 19°C. L'ensemble des lots est traité au cours d'une même journée. Dès lors, on obtient un gel transparent d'indice de réfraction à 17°C (mesuré à l'aide d'un réfractomètre Euromex) n_d^{17} de 1,446 et de masse volumique ρ de 1,223 g/cm³ qui sont assez proches des valeurs données pour les billes de PMMA BS12 ($n_d = 1,493$ et $\rho = 1,190$ g/cm³). Les propriétés des gels au sein de chaque tube sont homogènes et restent stables jusqu'à une période de plus d'un mois.

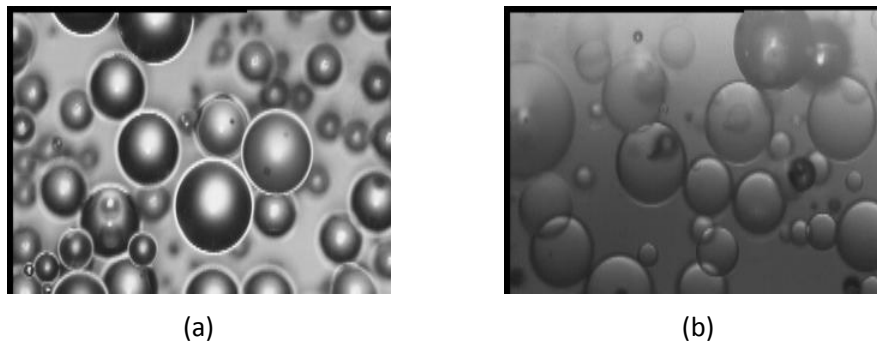


FIGURE 3.7: Clichés de microscopie optique de particules de PMMA BS12 : (a) avant l'agitation, et (b) après l'agitation.

Un aspect important, qui a été vérifié, concerne l'impact de l'agitation sur la morphologie des particules ajoutées. La figure 3.7 présente des clichés de microscopie optique de particules de PMMA BS12 avant et après étape d'agitation à l'aide de l'homogénéisateur Ultra-turrax. On constate que l'intégrité des particules demeure.

3.4.2 Suspensions de laponite-carbopol

Les suspensions mixtes laponite-carbopol sont obtenues par l'addition d'une suspension de laponite à 1 % dans un gel de carbopol à 0,3 %. La préparation des gels de carbopol s'effectue selon la méthode décrite auparavant. Le protocole de réalisation des dispersions de laponite seules est divisé en deux étapes se déroulant sur deux jours consécutifs. Deux mélanges de même masse sont réalisés le premier jour : l'un est la dissolution directe du sel de NaCl (S/3160/53, Fisher Scientific) à $2 \cdot 10^{-3}$ mol/l dans de l'eau ultra-pure, et l'autre est la dispersion de poudre de laponite RD à 2 % dans de l'eau ultra-pure à l'aide de l'Ultra-turrax (11000 tr/min pendant 15 min). Le jour suivant, les deux solutions sont mélangées entièrement et vigoureusement au moyen de l'Ultra-turrax (11000 tr/min

pendant 15 min). On obtient ainsi une suspension de laponite ayant une concentration massique de 1 % et une force ionique de 10^{-3} mol/l. Cette suspension, qui reste liquide, est ensuite laissée au repos une journée supplémentaire avant d'être soumise à une agitation rotative (8 tr/min) permanente (malaxeur REAX 20, Heidolf).

Les suspensions mixtes laponite-carbopol sont composées de 0,45 % de laponite RD, de 0,12 % de carbopol Ultrez 21, de 51,09 % d'eau ultrapure, de 48,23 % de glycérol et de 0,10 % de TEA. Autrement dit, celles-ci sont obtenues par mélange de 45,9 % d'une suspension de laponite à 1 % (âgée de 2 jours), 39,1 % d'un gel de carbopol à 0,3 % (âgé de 2 jours et, point important, qui n'a pas été agité avec l'Ultra-turrax) et 15 % de glycérol. Si besoin, on ajoute, à ce moment, les micro-particules de mélamine séchées (concentration finale de 1000 part/mm³). Le mélange est enfin réparti en flacons de 45 g puis mélangé vigoureusement à l'aide de l'Ultra-turrax (11000 tr/min pendant 2 min). On réalise, pour finir, une étape de centrifugation (5000 tr/min pendant 3 min), en tubes pour éliminer complètement les bulles d'air. On obtient ainsi un gel transparent de masse volumique de 1,153 g/cm³ et d'indice de réfraction de 1,392. Le stockage des tubes s'opère en salle climatisée à 18°C.

Comme les gels mixtes laponite-carbopol obtenus peuvent être assez facilement contaminés par le CO₂, ils ont une durée d'utilisation assez restreinte (au maximum de 8 ou 10 jours après la fabrication).

3.5 Etude rhéométrique sommaire des sédiments modèles

Les différents essais présentés dans ce point ont été effectués exclusivement avec la géométrie plan-plan dentés de 28 mm de diamètre. La fenêtre de visualisation est présente même si aucune observation locale n'est faite.

3.5.1 Comportement en écoulement

3.5.1.1 Cycles de précisaillement

Les cycles de précisaillement sont obtenus en imposant un taux de cisaillement de 1 s^{-1} et en inversant alternativement le sens de rotation lorsqu'un angle limite est atteint (voir le paragraphe 2.3 pour plus de détails). Les gels de carbopol requièrent une contrainte maximale d'environ 79 Pa tandis que les gels de laponite-carbopol requièrent seulement une contrainte de 28 Pa pour générer le même niveau (en valeurs absolues) de taux de cisaillement (figure 3.8). Les gels de carbopol présentent donc un caractère plus visqueux en écoulement. On constate une bonne superposition des cycles d'évolution de la contrainte en fonction de l'angle de déformation, pour chaque suspension; ce qui indique qu'un état structural est obtenu rapidement et qu'il évolue peu sur l'échelle de temps retenue. Il est important de souligner que ces courbes servent de référence pour tous les autres essais rhéométriques qui débutent forcément par un précisaillement. Cela permet ainsi de garantir la reproductibilité des essais en terme d'état initial du fluide.

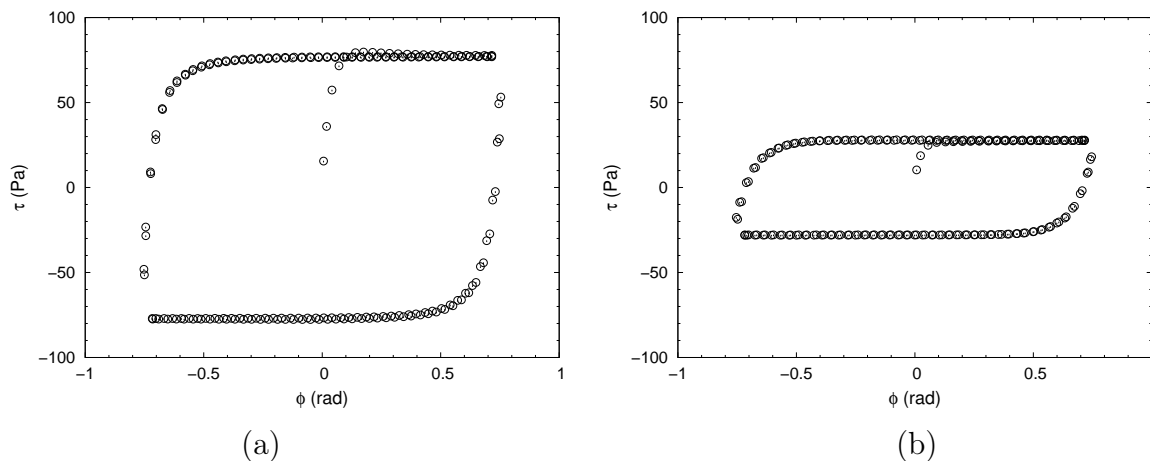


FIGURE 3.8: Cycles de précisaillement : (a) suspension de carbopol, (b) suspension de laponite-carbopol.

3.5.1.2 Courbes d'écoulement

Le protocole d'essai en écoulement est celui présenté au chapitre 2, paragraphe 2.4.

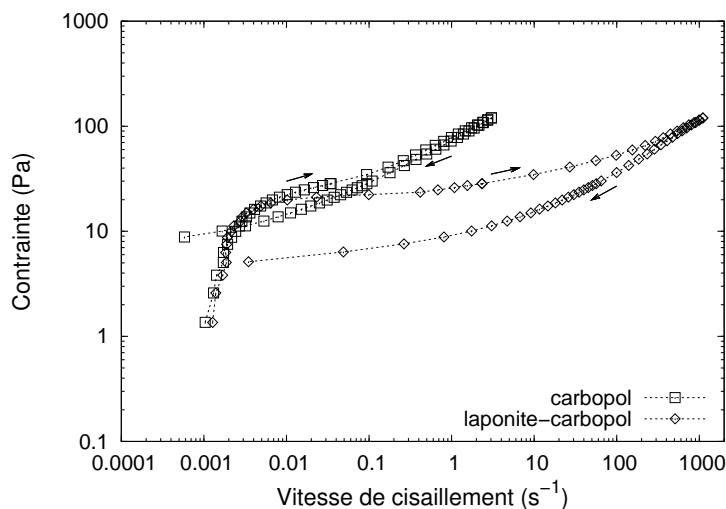


FIGURE 3.9: Rhéogrammes des matériaux modèles (essais en contrainte imposée).

Les rhéogrammes illustrés sur la figure 3.9 mettent en évidence que les deux types de gels fabriqués présentent un comportement analogue pour la zone des faibles valeurs de contrainte qui correspond à une réponse du matériau de type solide élastique. On peut donc supposer que les valeurs du seuil de contrainte sont voisines de 16 Pa qui est aussi proche de celles, obtenues pour les sédiments de types hectorite et bentonite, rapportées par Toorman [137]. Au-delà de cette valeur critique considérée comme le point de transition solide-liquide, les courbes évoluent assez progressivement pour le gel de carbopol et beaucoup plus brutalement pour le gel mixte laponite-carbopol. Cette zone intermédiaire

matérialisée par un quasi-plateau en contrainte traduit le passage d'une situation d'écoulement instable (coexistence de zones solides et liquides dans l'entrefer) vers une situation d'écoulement stable (écoulement homogène dans l'entrefer) du matériau. L'existence d'une vitesse de cisaillement critique est classiquement associée à cette image de cisaillement non-homogène. Dès lors, selon que le niveau de contrainte appliqué est plus grand, ou plus petit, que la valeur de contrainte associée à cette vitesse de cisaillement critique, on assiste ; soit à une évolution plus ou moins rapide vers une situation d'écoulement, où l'entrefer est totalement cisailé, avec une valeur de vitesse de cisaillement compatible avec le niveau de contrainte ; soit à un arrêt plus ou moins rapide selon le degré des effets de dépendance du temps. Cette dynamique traduit à la fois un processus d'évolution structurelle du produit où il y a compétition entre rupture et création de liens entre les unités structurelles et aussi un processus d'évolution de la distribution du cisaillement au sein de l'entrefer. Les temps caractéristiques de ces mécanismes font que la dimension temporelle est extrêmement importante si l'on souhaite comprendre la dynamique de la transition solide/liquide et obtenir des réponses à l'équilibre. La conséquence pratique de l'hétérogénéité du cisaillement au sein de l'entrefer est que la valeur de la vitesse de cisaillement, classiquement calculée pour le cas de notre système plan/plan, est une valeur apparente. Seule une observation locale permet d'obtenir une valeur effective.

Pour les essais présentés sur la figure 3.9, l'entrefer est entièrement cisailé pour les fortes valeurs de contrainte. On observe une quasi superposition des courbes de montée et de descente dès lors que les temps caractéristiques d'évolution structurelle permettent d'approcher une situation d'équilibre. Dans le cas contraire, on obtient une courbe de descente en dessous de la courbe de montée. La différence entre les courbes de montée et de descente pour chaque rhéogramme suggère que le gel mixte laponite-carbopol possède un caractère thixotrope plus prononcé (bien que l'on n'ait pas encore démontré la capacité du matériau à effectuer une reprise de structure au repos). La fin des courbes de descente se caractérise par une diminution rapide de la vitesse de cisaillement alors que les décréments de contrainte sont faibles. Lorsque les niveaux de contrainte sont suffisamment faibles, on assiste à l'arrêt de l'écoulement. Cette dynamique d'arrêt caractérise le caractère instable de l'écoulement dès que l'on a une vitesse de cisaillement inférieure à la vitesse de cisaillement critique. Elle permet, dans le cas présent, d'estimer cette valeur critique. Celle du gel de carbopol (environ $0,01 \text{ s}^{-1}$) est beaucoup plus faible que celle du gel mixte laponite-carbopol (environ $1,5 \text{ s}^{-1}$).

3.5.2 Reproductibilité de préparation et vieillissement des fluides

Dans ce point, on examine la variabilité du protocole de préparation et l'évolution dans le temps des sédiments modèles. Pour ce faire, on compare les courbes d'écoulement en montée des matériaux pour différents lots, différents échantillons d'un même lot et différents jours après la préparation. Le terme échantillon représente, ici, le tube de centrifugation qui est l'élément de stockage final des préparations.

D'après la figure 3.10(a), les rhéogrammes des gels de carbopol relatifs à des lots différents se superposent parfaitement pour tous les échantillons de même âge. Ceci prouve que l'on est capable de préparer des gels de carbopol de propriétés identiques. Des résultats similaires sont obtenus pour les gels mixtes laponite-carbopol (figure 3.9(b)). Les essais

complémentaires indiquent, d'une part, que les propriétés rhéologiques du gel de carbopol au sein d'un tube sont homogènes (lot 3, échantillon 2, prélèvement 1 à 3), et d'autre part, que celles-ci n'évoluent pas jusqu'à une période de treize jours après la préparation. Dans le cas des gels mixtes laponite-carbopol, l'homogénéité au sein d'un tube évolue à partir de quelques jours après la fabrication. Ce vieillissement commence sur la partie supérieure de tube qui est en contact direct avec l'atmosphère puis se propage vers le fond au cours du temps. Nous avons fait le choix de ne pas utiliser les gels de laponite-carbopol au delà de 8 jours après leur fabrication.

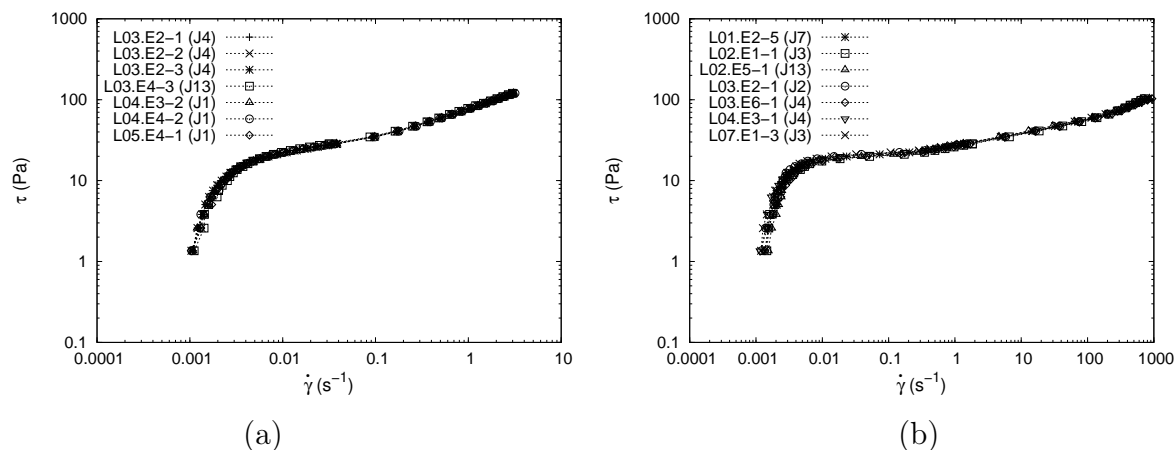


FIGURE 3.10: Rhéogrammes obtenus pour les différents lots et échantillons : (a) gel de carbopol, et (b) gel de laponite-carbopol.

3.5.3 Influence de la charge en particules de PMMA

Bien que seront exploités exclusivement les gels de carbopol et les gels mixtes laponite-carbopol, une étude sommaire a été conduite pour analyser l'influence de l'ajout de particules de PMMA (simulant modèle du sable) dans un gel de carbopol.

Pour une expérience rhéométrique simple, on considère que la viscosité macroscopique correspond à celle obtenue en régime d'écoulement homogène du rhéogramme. Ici, on utilise les valeurs de viscosité η_ϕ des suspensions carbopol-particules, à différentes fractions volumiques de particules de PMMA (0 à 50 %), relevées sur les rhéogrammes pour une vitesse de cisaillement de 1 s^{-1} . Il est à noter que ces rhéogrammes présentent une allure similaire à celle observée dans le cas du gel de carbopol à 0,3 %. Dans la gamme de concentrations étudiées, la relation entre la viscosité adimensionnée et la concentration est décrite correctement par la loi de Krieger-Dougherty $\eta_\phi/\eta_0 = (1 - \phi'/\phi'_m)^{-n}$ avec une fraction volumique maximale de 51,6 % et un exposant de divergence de 0,697 (figure 3.11). Ce résultat montre que la viscosité macroscopique croît fortement lorsque la concentration des particules mélangées dans le gel de carbopol dépasse environ 40 %. L'étude de l'érosion de tels systèmes devra donc se faire pour des valeurs de fractions volumiques situées aux alentours de cette valeur. Il est aussi important de noter que l'ajout des particules de sable dans un sédiment cohésif peut modifier ses propriétés mécaniques, surtout, la contrainte seuil [58].

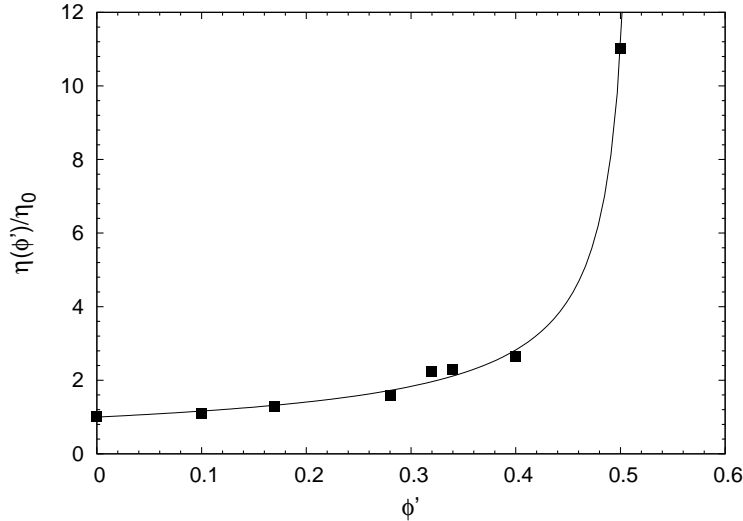


FIGURE 3.11: Viscosité adimensionnée en fonction de la fraction volumique de particules de PMMA. Le trait plein est une régression faite suivant le modèle de Krieger-Dougherty : $\eta_{\phi'}/\eta_0 = (1 - \phi'/\phi'_m)^{-n}$, avec $\phi'_m = 51,6 \%$ et $n = 0,697$.

3.5.4 Influence du taux de forçage externe

Dans ce point, on apporte une première attention au phénomène de transition solide/liquide lorsque l'on fait varier le taux d'accroissement de la sollicitation mécanique externe (taux de forçage). Il a été montré assez récemment [110, 140] que l'allure de la courbe d'écoulement autour du seuil de transition dépendait significativement de ce paramètre. Cette dépendance traduit le fait que les mesures sont fonction du degré d'établissement de la réponse du matériau lors du processus de transition. Ce constat souligne donc l'intérêt de faire un suivi de l'établissement. Dans le cas présent, on se limite à réaliser des essais d'écoulement selon le protocole défini précédemment en remplaçant le balayage en contrainte par un balayage en paliers de contrainte (gamme de 0,1 à 120 Pa). Le tableau 3.1 présente les différents cas d'étude en précisant à chaque fois les valeurs du taux d'accroissement de la contrainte.

Mode	Palier						Rampe
Nombre	50	50	50	50	25	50	—
Durée (s)	1	3	10	36	72	100	1800
Taux d'accroissement (Pa/s)	2,4	0,8	0,24	0,067	0,067	0,024	0,067

TABLE 3.1: Différents protocoles d'essai en écoulement.

Les courbes d'écoulement obtenues sont illustrées sur la figure 3.12(a). On constate que les vitesses de cisaillement, obtenues pour les faibles valeurs de contrainte de cisaillement, sont d'autant plus élevées que le taux d'accroissement de contrainte est rapide. Dans la zone de contraintes élevées, le rhéogramme enregistré est indépendant du protocole de mesure quels que soient le mode (rampe ou palier) et la durée totale d'application

des contraintes. Cela suggère qu'à partir du moment où le cisaillement devient homogène et que les temps caractéristiques d'établissement sont courts, un régime unique de cisaillement permanent est présent. On observe, en outre, que les rhéogrammes sont très comparables lorsque le taux d'accroissement du cisaillement appliqué est le même (0,067 Pa/s). C'est principalement au cours des premiers instants que les écarts sont les plus grands.

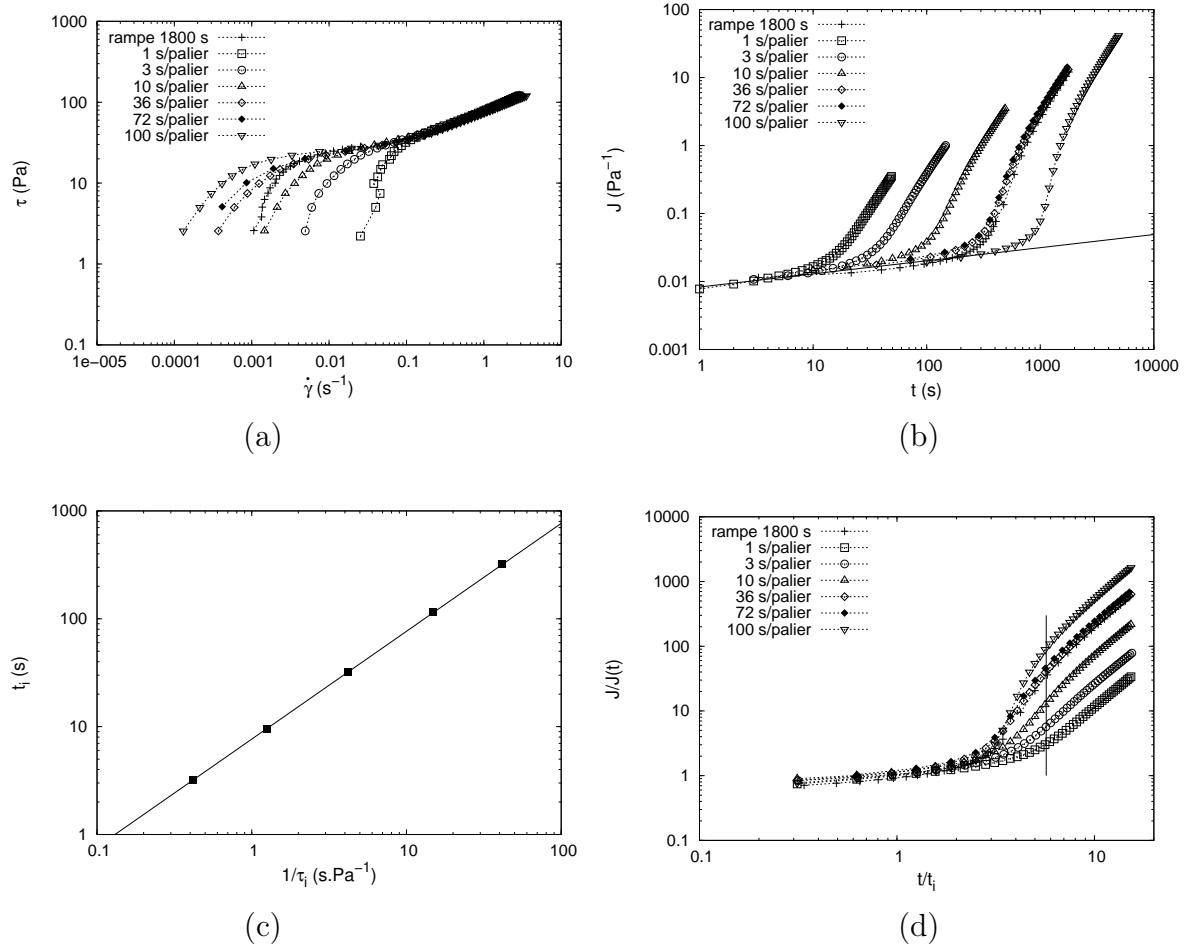


FIGURE 3.12: Influence du taux de forçage sur le comportement du gel de carbopol : (a) courbes d'écoulement, (b) évolution temporelle de la complaisance, (c) évolution du temps d'induction en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de contrainte, (d) évolution temporelle de la complaisance adimensionnée. Les symboles vides et pleins illustrés dans (a), (b) et (d) représentent respectivement les résultats obtenus par balayage de contrainte en 50 et 25 paliers. Les traits pleins présentés dans (b) et (c) sont respectivement définis par les fonctions $J(t) = 0,0083t^{0,193}$ et $t_i = \tau_e(1/\tau_i)$, avec $\tau_e = 7,6$ Pa. Le trait vertical dans (d) ($t/t_i = 5,6$) correspond à l'instant où la valeur du taux de cisaillement (dans (a)) vaut $0,2 \text{ s}^{-1}$.

Afin de caractériser plus concrètement le comportement élastique du matériau, on examine l'évolution temporelle de la complaisance (figure 3.12(b)). Pour les premiers instants, où de faibles contraintes sont appliquées, on constate une même évolution commune à tous les essais selon une loi de puissance ($J(t) = 0,0083t^{0,193}$). Cette réponse est caractéristique

d'un matériau viscoélastique à seuil sollicité dans le domaine solide. Une valeur constante de J , caractéristique d'un solide élastique parfait était plutôt attendue comme dans le cas des travaux de Uhlherr et al. [140] où les déformations mesurées sont très faibles (10^{-5} à 10^{-4}) quel que soit le taux d'accroissement de contrainte. Cela dit, il apparaît de manière récurrente dans la littérature, que lors d'un essai de fluage où la contrainte appliquée est en dessous du seuil de contrainte, on enregistre une déformation qui croît constamment au cours du temps mais à un rythme d'autant plus lent que le temps s'écoule. Dès lors, on peut supposer, dans notre cas, que la série d'essais de fluage successifs de durées différentes conduit à un niveau de déformation d'autant plus grand que le taux d'accroissement est faible. Par la suite, la figure 3.12(b) présente également un changement du comportement d'un état solide vers un régime d'écoulement caractérisé par une progression accélérée de la complaisance au cours du temps. Le temps correspondant à ce changement est appelé temps d'induction t_i .

Le tracé des valeurs du temps d'induction en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de contrainte τ_i suit parfaitement une relation linéaire $t_i = \tau_e(1/\tau_i)$ où τ_e est égal à 7,6 Pa (figure 3.12(c)). En adimensionnant les valeurs de la complaisance par $J(t) = 0,0083t_i^{0,193}$ et celles du temps par t_i , une courbe maîtresse du régime élastique est obtenue pour le domaine solide (figure 3.12(d)), puis les courbes commencent à se différencier selon la dynamique de transition vers un régime de cisaillement permanent. Au delà de la valeur de temps adimensionné de 5,6, toutes les courbes semblent être caractérisées par une loi de puissance présentant une même valeur d'exposant. Ce phénomène traduit une propriété d'écoulement homogène du matériau puisque l'on se trouve alors dans le cas de valeurs de vitesse de cisaillement supérieures à $0,2 \text{ s}^{-1}$.

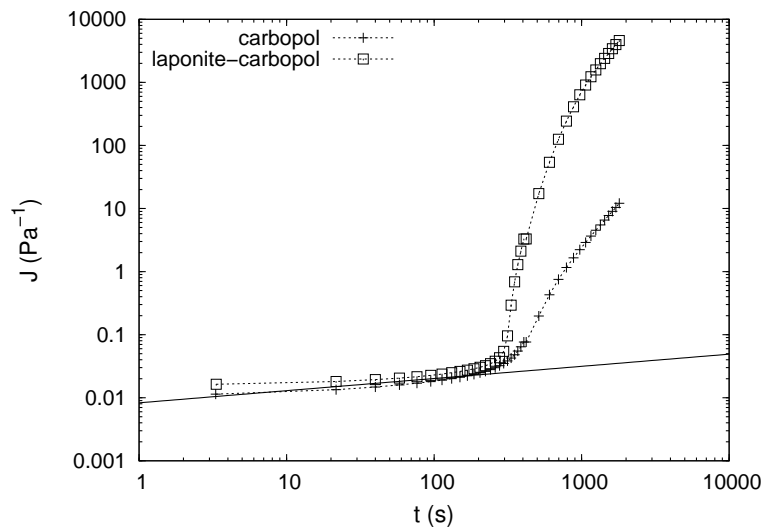


FIGURE 3.13: Evolution temporelle de la complaisance (essais d'écoulement en rampe de 0,1 Pa à 120 Pa en 1800 s). Le trait plein matérialise la loi de puissance utilisée dans la figure 3.12(b).

La figure 3.13 illustre les évolutions temporelles de la complaisance, obtenues avec le même protocole d'essai, pour les deux matériaux modèles. Pour les faibles valeurs de complaisance, les deux courbes montrent globalement une seule réponse élastique décrite

par la même loi de puissance trouvée précédemment. Ensuite, on assiste à la transition vers le régime d'écoulement à partir d'un même instant. On rappelle que cette transition illustre conjointement la dynamique de rupture du matériau et celle de distribution du cisaillement au sein de l'entrefer. On observe que c'est le gel mixte laponite-carbopol qui présente une évolution plus brutale de la complaisance.

3.5.5 Influence de l'état structurel initial

3.5.5.1 Effet du temps de précisaillement

Des études ont montré que l'histoire mécanique est un facteur important pouvant affecter la réponse mécanique d'un matériau complexe sous une charge appliquée. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, nous analyserons les courbes d'écoulement obtenues par les essais en contraintes imposées (charge et décharge) avec différentes durées de précisaillement continu de 100 s^{-1} (300 s, 600 s, 900 s et 1200 s) et une même période de repos (120 s). La valeur du précisaillement appliqué est largement supérieure à celle obtenue pour la contrainte seuil de 16 Pa et à celle utilisée dans le cas du gel de carbopol (1 s^{-1}) pour s'assurer que le fluide est complètement cisailé au sein de l'entrefer.

La figure 3.14(a) met en évidence la dépendance du comportement d'écoulement en fonction du temps de précisaillement. La diversité des réponses élastiques pour les faibles valeurs de contrainte est observée. Les valeurs du seuil de contrainte diminuent ainsi de manière inverse aux durées de précisaillement. Ce résultat est logique puisque le gel de laponite-carbopol est thixotrope et un même temps de repos de 120 s ne peut pas donner un même état restructuré pour des états déstructurés différents. Cela ne devient possible que pour les temps de précisaillement suffisamment longs, pour lesquels, on atteint un état structurel à l'équilibre sous cisaillement. La figure montre clairement que les changements du rhéogramme sont d'autant moins significatifs que le temps de précisaillement est long. Par ailleurs, au-delà d'un niveau critique du taux de cisaillement, les rhéogrammes présentent pourtant un comportement d'écoulement similaire. En ce qui concerne la descente en contrainte, toutes les courbes se superposent. Cela tend à dire que l'organisation structurelle sous cisaillement du matériau est identique pour les hauts niveaux de contrainte et donc indépendante de la durée du précisaillement.

Si l'on utilise de nouveau le temps d'induction t_i vu précédemment, une relation entre ce temps et le temps de précisaillement (*preshear*) t_{ps} peut être décrite. Elle prend la forme d'une loi de puissance d'exposant λ valant -0,273 (figure 3.14(b)). Le signe négatif de l'exposant indique que la présence de la viscoplasticité, lors de l'augmentation de contrainte imposée, apparaît plus tôt lorsque le temps de précisaillement est long. L'utilisation de la loi de puissance ainsi déterminée permet d'obtenir ensuite une courbe maîtresse, entre le terme $J.(t_{ps})^\lambda$ et le temps $t/(t_{ps})^\lambda$ (figure 3.14(c)). Cette courbe maîtresse, qui est indépendante de la période de précisaillement, traduit une similitude structurelle du matériau. L'intensité des interactions mises en jeu dépend du temps de précisaillement mais le processus de transition semble globalement inchangé.

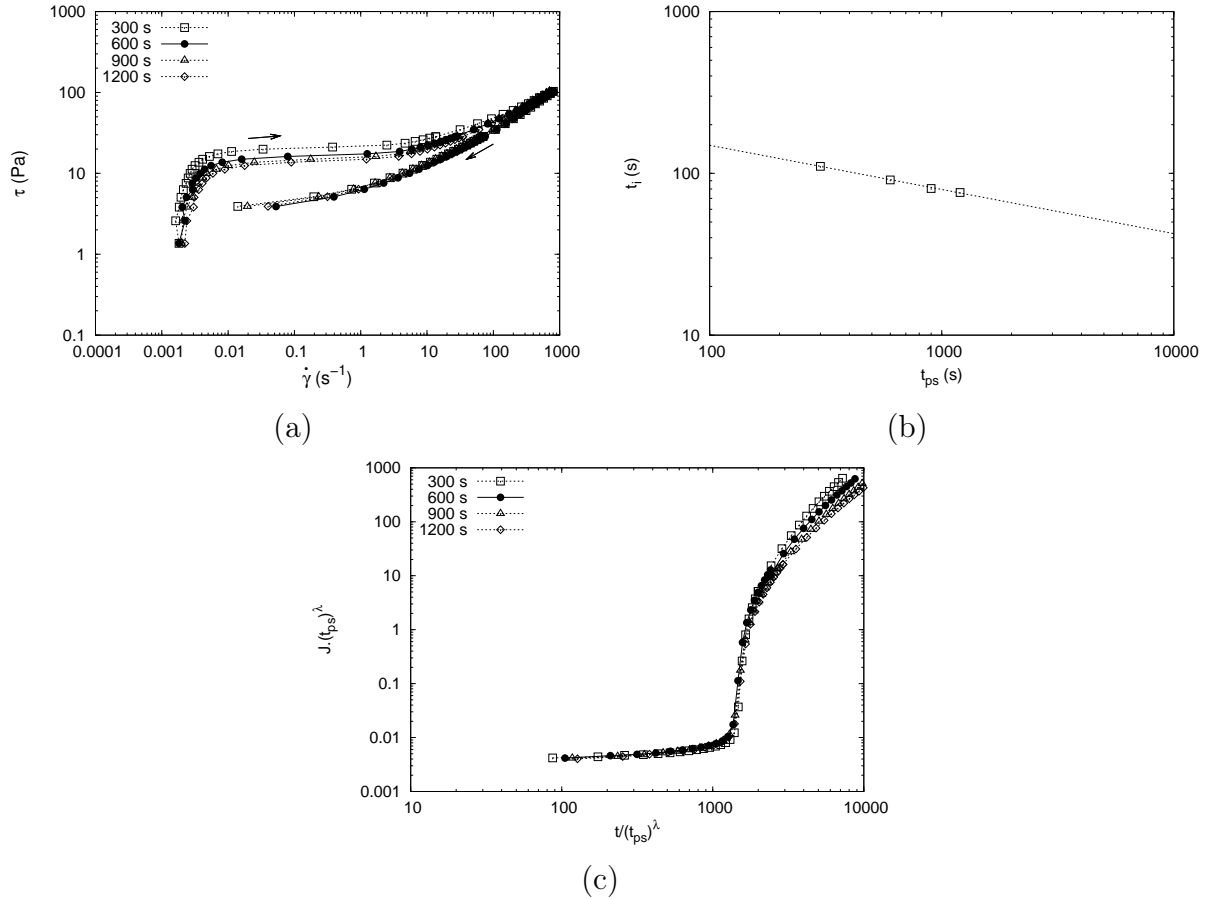


FIGURE 3.14: Effet du temps de précisaillement sur le comportement du gel mixte laponite-carbopol : (a) rhéogrammes obtenus pour différentes périodes de précisaillement, (b) évolution du temps d'induction en fonction du temps de précisaillement, (c) utilisation d'une loi de puissance pour adimensionner les courbes de la complaisance en fonction du temps. Dans (b) et (c), seule la courbe de montée des rhéogrammes est considérée. Le trait pointillé vu dans (b) est la fonction de puissance $t_i = a.(t_{ps})^\lambda$, où $a = 524,06$ et $\lambda = -0,273$.

3.5.5.2 Effet du temps de repos

Le temps de repos est classiquement considéré comme un temps de vieillissement du matériau, au cours duquel, une reprise de structure se déroule. Plusieurs auteurs ont déjà rapporté l'influence de cette variable sur la réponse en fluage de différents matériaux [8, 10, 108, 124]. Dans notre cas, on tente d'évaluer cette influence à partir des courbes d'écoulement en contraintes imposées par balayage en rampe (charge et décharge). Pour le gel mixte laponite-carbopol, quatre temps de la phase de repos, qui fait suite à la même étape de précisaillement (100 s^{-1} , 600 s), sont retenus : 120 s, 600 s, 1800 s et 7200 s. Quant au gel de carbopol, seuls deux temps de repos sont retenus : 120 s et 7200 s.

Les rhéogrammes illustrés sur la figure 3.15(a) indiquent que le seuil de contrainte du gel mixte laponite-carbopol augmente en fonction du temps de vieillissement, ce qui est cohérent du point de vue physique, partant d'un matériau avec un même état initial

structuré, l'effet de la réorganisation structurelle au repos est d'autant plus grande que cette étape dure. Concernant la réponse du matériau lors de décharge en contrainte, elle reste une nouvelle fois la même quel que soit le temps de repos. On atteint donc un même état déstructuré sous cisaillement.

La figure 3.15(b) révèle qu'il est une nouvelle fois possible de relier la variable t_i (le temps d'induction que l'on peut encore définir) au temps de repos t_w . On obtient alors une loi de puissance d'exposant $\mu = 0,124$. L'utilisation de la loi de vieillissement ainsi déterminée permet d'obtenir une courbe maîtresse (figure 3.15(c)) mettant en évidence un domaine, pour lequel, les propriétés de transition du matériau sont analogues pour les différentes durées de repos.

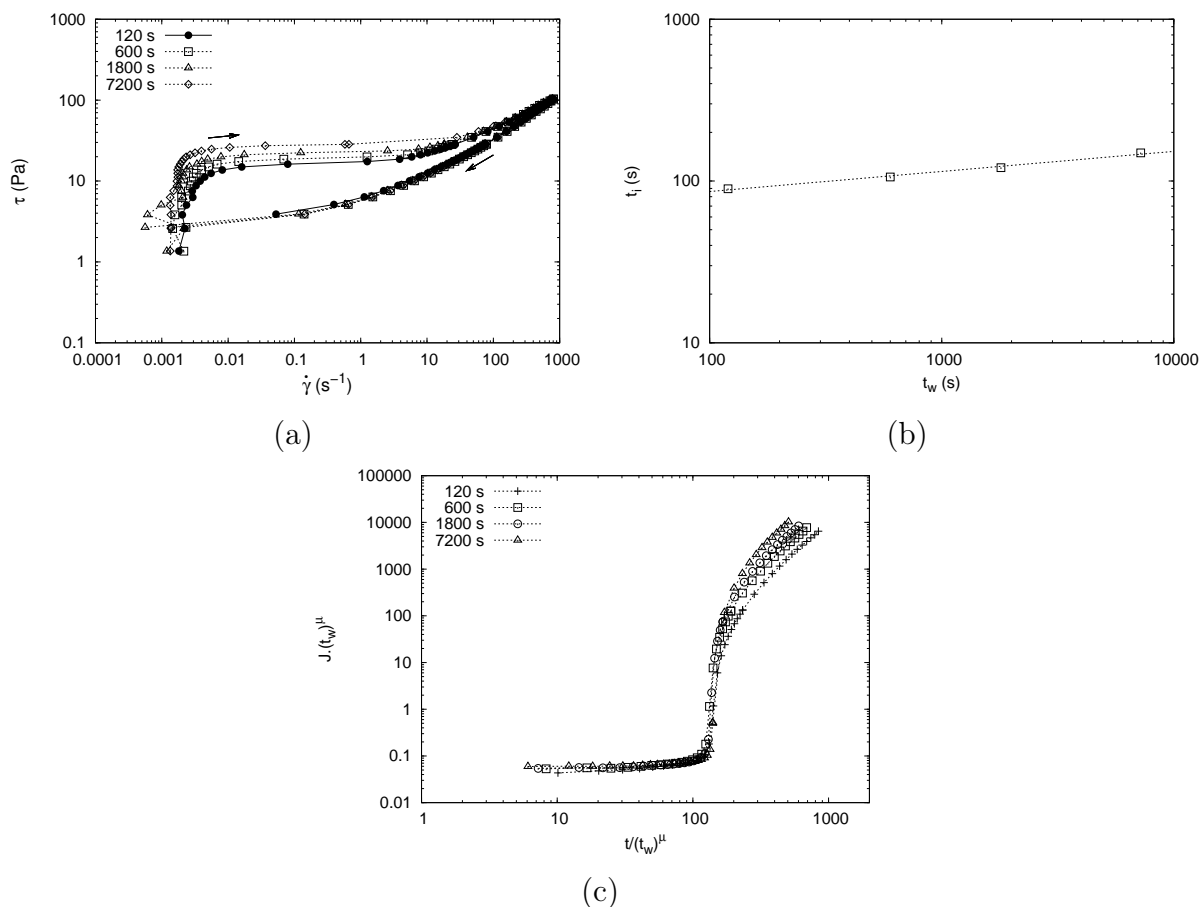


FIGURE 3.15: Effet du temps de repos sur le comportement du gel mixte laponite-carbopol : (a) rhéogrammes obtenus pour différents temps de repos, (b) évolution du temps d'induction en fonction du temps de repos, (c) utilisation de la loi de vieillissement pour adimensionner la complaisance et le temps. Dans (b) et (c), seule la partie de montée des rhéogrammes est considérée. Le trait pointillé vu dans (b) est la fonction de puissance $t_i = b \cdot (t_w)^\mu$, où $b = 48,68$ et $\mu = 0,124$.

Pour finir, le phénomène de vieillissement est également observé dans le cas du gel de carbopol seul (figure 3.16). Ceci est visible par l'évolution du rhéogramme, surtout pour la zone de faibles contraintes imposées, où il y a une contrainte seuil plus élevée lorsque le temps de repos est augmenté. Toutefois, cet effet semble être qualitativement de moindre

ampleur pour le gel de carbopol que pour le gel mixte laponite-carbopol. On n'observe pas de changement pour la courbe de descente, ce qui indique que le cisaillement en fin de la phase de montée a été suffisamment intense pour que l'histoire mécanique n'est plus d'influence. Ainsi, on confirme, de nouveau, que le gel mixte laponite-carbopol a une propriété de thixotropie plus prononcée.

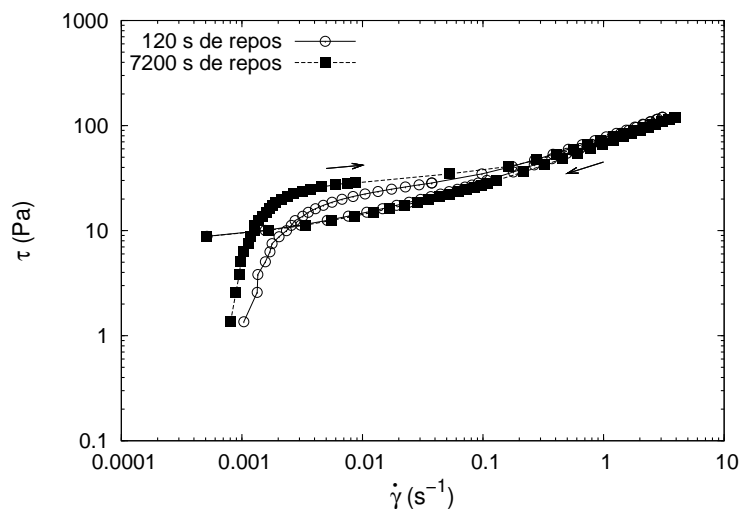


FIGURE 3.16: *Effet du temps de repos sur le comportement du gel de carbopol.*

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté essentiellement l'intérêt d'utiliser deux types de matériau modèle (carbopol et laponite) pour remplacer des sédiments cohésifs naturels. Ces matériaux transparents, exploitables pour les techniques optiques, peuvent manifester différents comportements (i.e. liquide viscoélastique, gel viscoélastique ou solide élastique) selon l'ajustement de certains paramètres physico-chimiques comme la concentration en particules, le pH et la force ionique.

Nous avons donné deux méthodes de préparation effectives pour obtenir de manière reproductible deux sédiments modèles (gel de carbopol/glycérol et gel mixte laponite-carbopol/glycérol) ayant des contraintes seuils voisines et des niveaux de thixotropie différents, comme l'a démontré la caractérisation rhéométrique. Un point intéressant qu'il faut également retenir de cette caractérisation est que, la mise en place du gel au fond du canal à érosion ne pourra donner lieu à des expérimentations reproductibles et comparables à celles de rhéométrie, que si l'on est capable de pré-cisailler le matériau à une faible vitesse de cisaillement et que l'expérimentation se fait assez rapidement après la mise en place (de l'ordre de 30 min).

Chapitre 4

Comportement des sédiments modèles sollicités mécaniquement en configuration viscosimétrique

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de la caractérisation des sédiments modèles réalisée à l'aide du couplage entre les techniques de rhéométrie et de μ PTV. Les champs d'écoulement de fluides pour différents systèmes plan/plan rugueux pour différentes conditions de sollicitation mécanique seront d'abord abordés. Les aspects dynamiques de transition après l'arrêt du cisaillement et sous cisaillement (marche de contrainte et rampe de contrainte) seront également étudiés.

4.1 Caractérisation du champ de vitesses

Une problématique récurrente du comportement des matériaux à seuil concerne la coexistence de zones cisailées et non cisailées qui peut apparaître au sein du dispositif qui les sollicite mécaniquement.

Un bon nombre de techniques expérimentales ont donc vu le jour pour caractériser localement ces organisations que ce soit pour les fluides à seuil ou d'autres matériaux complexes (i.e. surfactants) [74]. Cette manifestation des matériaux à seuil soulève de nouvelles interrogations en ce qui concerne le rôle que peut jouer le caractère thixotrope [15, 76, 80, 112] et les conditions aux limites [34, 42].

Dans cette partie, on cherche à obtenir le champ de vitesses au cours d'essais de fluage pour les deux fluides modèles (gel de carbopol et gel mixte laponite-carbopol) dont l'un présente un caractère thixotrope important. On examinera plus particulièrement l'influence du niveau de contrainte appliqué. L'impact de l'état initial du matériau (configuration coincée ou non) et celui de la nature des rugosités seront quant à eux abordés dans le cas du gel de carbopol (géométries *PP28 dentés* et *PP28 Al/PMMA rugueux*).

Avant d'aborder en détail le comportement local, il convient d'apporter quelques éléments d'ordre macroscopique.

Tout d'abord, il est à noter que la réponse en écoulement du gel de carbopol (à l'échelle macroscopique) n'est pas affectée par la nature des surfaces rugueuses de la géométrie comme l'indique la superposition des rhéogrammes illustrés sur la figure 4.1.

La même figure présente également le domaine en vitesse de cisaillement dans lequel doit vraisemblablement se situer la vitesse de cisaillement critique en dessous de laquelle il n'y a vraisemblablement pas d'écoulement homogène ($[0,008 ; 0,015]$ s^{-1} pour le gel de carbopol et $[1 ; 2]$ s^{-1} pour le gel mixte laponite-carbopol). Ce domaine est estimé à l'aide des courbes de descente. On recherche une diminution importante de $\dot{\gamma}$ pour une faible décroissance de la contrainte (phénomène de bifurcation). Une contrainte de 35 Pa permet alors d'obtenir un état d'écoulement sans localisation du cisaillement pour les deux fluides modèles.

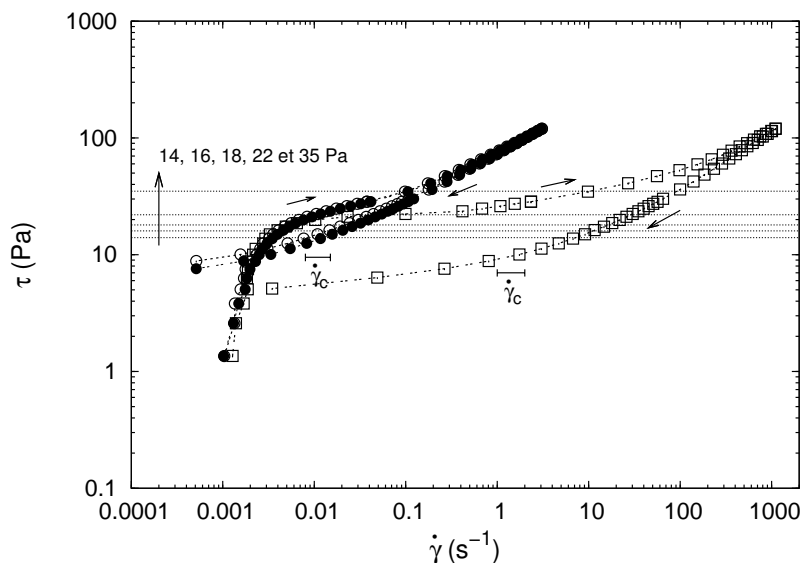


FIGURE 4.1: Rhéogrammes du gel de carbopol (cercle) et du gel mixte laponite-carbopol (carré) obtenus avec les géométries PP28 dentés (symboles vides) et PP28 Al/PMMA rugueux (épaisseur de la couche de billes collées est de $439 \mu m$) (symboles pleins).

L'inconvénient majeur qui existe, dans le cas du gel de laponite-carbopol, est que les niveaux de cisaillement atteints vont induire des déplacements particuliers beaucoup trop rapides pour être exploités avec la technique μ PTV. Nous sommes donc dans l'obligation de limiter les tests à des valeurs de contrainte ne conduisant pas à une fluidification rapide au cours de l'essai. Dans une même logique, les niveaux de contrainte permettant de caractériser la réponse de type solide du matériau doivent être suffisamment importants pour que les déplacements particuliers soient détectables sans que l'on ait des temps d'expérience gigantesques. Nous avons retenu les valeurs de 16, 22 et 35 Pa pour le gel de carbopol et de 14, 16, 18 et 22 Pa pour le gel de laponite-carbopol. Il sera montré ultérieurement (cf. section 4.1.1) que la plus faible valeur de contrainte appliquée pour chacun des fluides correspond à une valeur très voisine du seuil. En effet, sur la durée du test de fluage, le calcul de $\dot{\gamma}$ à partir de l'évolution de la déformation met en évidence une décroissance initiale continue au cours du temps qui débouche vers une stabilisation, voire même sur une nouvelle augmentation, selon les conditions expérimentales. Cette même évolution de $\dot{\gamma}$ est utilisée pour fixer l'instant de démarrage de la cartographie du champ de vitesses par suivi particulaire. Celle-ci débute lorsque l'on est en présence d'une évolution lente et monotone. Pour chaque champ obtenu, on indiquera l'instant initial et

l'instant final liés au suivi particulaire. L'évolution de $\dot{\gamma}$ sera présentée en regard des profils de vitesse obtenus s'il est nécessaire de connaître la tendance d'évolution macroscopique au même moment où l'on effectue des mesures de vitesse en un point donné.

Dans cete partie, et sauf mention contraire, les essais de fluage sont réalisés en utilisant le protocole classique. Cela veut dire que la sollicitation mécanique est imposée après avoir obtenu un état de référence défini par un précisaillement en cycles suivi d'un temps de repos. Il faut aussi rappeler que l'épaisseur effective totale cisailée pour la géométrie *PP28 dentés* est de $1,498 \mu\text{m}$ (cf. section 2.7.2).

4.1.1 Cas d'une contrainte imposée proche du seuil de contrainte

Les essais de fluage sont effectués avec des valeurs de contrainte situées aux alentours du seuil (contrainte de 16 Pa pour le gel de carbopol et 14 Pa pour le gel mixte laponite carbopol).

Les courbes de fluage et les profils de vitesse obtenus pour le gel de carbopol, pour les deux types de géométrie (*PP28 Al/PMMA rugueux* et *PP28 dentés*), sont reportés sur les figures 4.2 et 4.3. On trace également les évolutions théoriques associées en utilisant l'équation 2.16 vue au chapitre 2. Celle-ci fait bien sûr l'hypothèse d'un écoulement homogène. On l'applique pour chaque point d'observation en utilisant les données rhéométriques relatives à la période de mesure. La non linéarité des profils théoriques de vitesse est due au fait que la vitesse de rotation de la géométrie n'est pas constante au cours du temps.

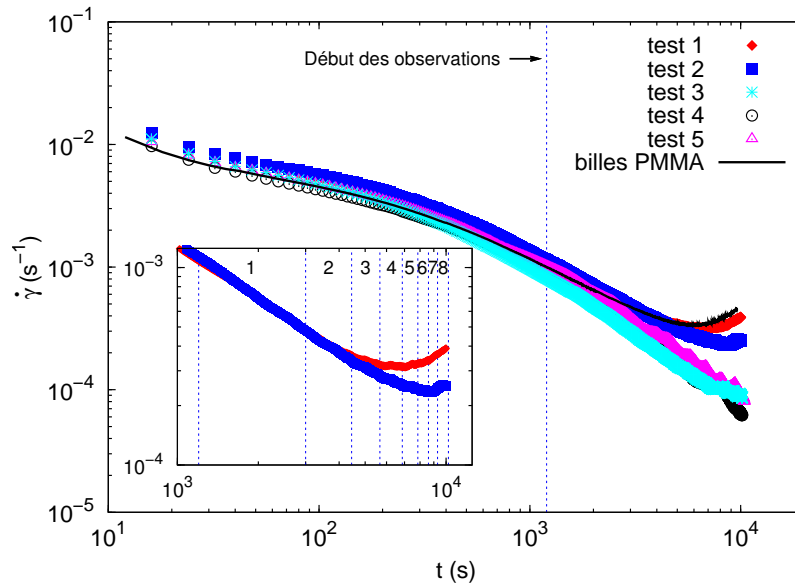


FIGURE 4.2: Evolution temporelle de vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour 6 différents essais de fluage à 16 Pa (5 essais avec la géométrie *PP28 dentés* et 1 essai avec la géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux*). Les domaines 1 ; 2 ; ... ; 8 correspondent aux périodes d'observation de chaque cote z (valeurs croissantes) englobant l'ensemble des positions radiales.

Cette évolution de la vitesse de rotation est très clairement illustrée sur la figure 4.2. Cette même figure traite de l'aspect de reproductibilité des essais. Il apparaît que l'on est capable d'obtenir des évolutions très semblables pour des essais avec une même géométrie quelle que soit sa configuration de rugosité. Cela dit, ce n'est pas une évolution type que l'on enregistre, mais deux. Jusqu'à 2500 s, environ, on observe une même évolution monotone décroissante, ensuite soit cette tendance se poursuit ou au contraire s'inverse. Malgré les soins portés à la réalisation des essais, l'apparition de l'une ou l'autre tendance semble aléatoire. Ce qui semble rassurant, c'est le fait que l'inversion de tendance se fasse pour des instants relativement proches. Par ailleurs, et à notre connaissance, il n'est jamais fait état de l'aspect de reproductibilité dans les travaux relatifs à la problématique de transition solide/liquide. Il est donc difficile de confronter nos résultats à ceux de la littérature. La conséquence directe de ces deux types d'évolution est que l'on aura une partie des profils de vitesse qui sera associée le cas échéant à une accélération de la vitesse de rotation. Cela se produira pour des plans d'observation voisins du plan supérieur car, rappelons le (cf. section 2.5.2), le balayage des volumes d'observation s'effectue radialement dans chaque plan d'observation (du plan inférieur vers le plan supérieur de la géométrie).

On constate que l'on a des similitudes sur l'organisation au sein de l'entrefer pour les deux types de rugosité (figures 4.3(a) et 4.3(b)). Il importe de souligner tout d'abord l'ordre de grandeur des vitesses observées qui est de $0,4 \mu\text{m/s}$ au maximum.

Sur un domaine proche du plan inférieur, on observe des valeurs de vitesse quasi constantes et très faibles. Pour les surfaces rugueuses avec les billes, ces vitesses sont d'autant plus élevées que la position radiale associée est éloignée du centre sauf pour le rayon le plus extrême ($10,62 \mu\text{m}$) où il ne semble plus y avoir d'augmentation. Une frontière (voisine de $z = 0,9 \text{ mm}$ et $z = 0,8 \text{ mm}$ respectivement pour les géométries avec les billes collées et dentées) semble délimiter ce domaine pour les deux types de rugosité. Ce domaine est associé aux mesures faites sur la période de temps où l'évolution macroscopique de la vitesse de cisaillement décroît continûment (figure 4.2). Les durées de cette période sont très similaires pour les deux essais. L'examen des déplacements particuliers obtenus dans cette zone inférieure révèle que le déplacement cumulé sur la période d'observation en un point est d'un ordre de grandeur proche du celui obtenu lors de la relaxation de la structure du matériau lors d'un essai de type recouvrance (cf. section 4.2). On s'aperçoit également que les trajectoires typiquement suivies (qui restent courtes compte tenu de la durée du suivi) présentent une déviation par rapport à la direction purement tangentielle. Ces constats laissent penser que le matériau présente un comportement solide dans cette zone et que les traceurs particuliers sont probablement piégés dans des microstructures qui se réarrangent localement sans qu'il ait pour autant rupture du squelette. Les déplacements peuvent alors traduire soit une déformation élastique, soit un phénomène de relaxation.

Un point demeure intrigant puisque l'on constate des vitesses qui évoluent peu et qui sont très différentes de celles prédites à partir de la donnée macroscopique de la vitesse de rotation de la géométrie, mis à part le cas des rayons 2,38 et 4,42 mm pour la géométrie dentée (figure 4.3(b)).

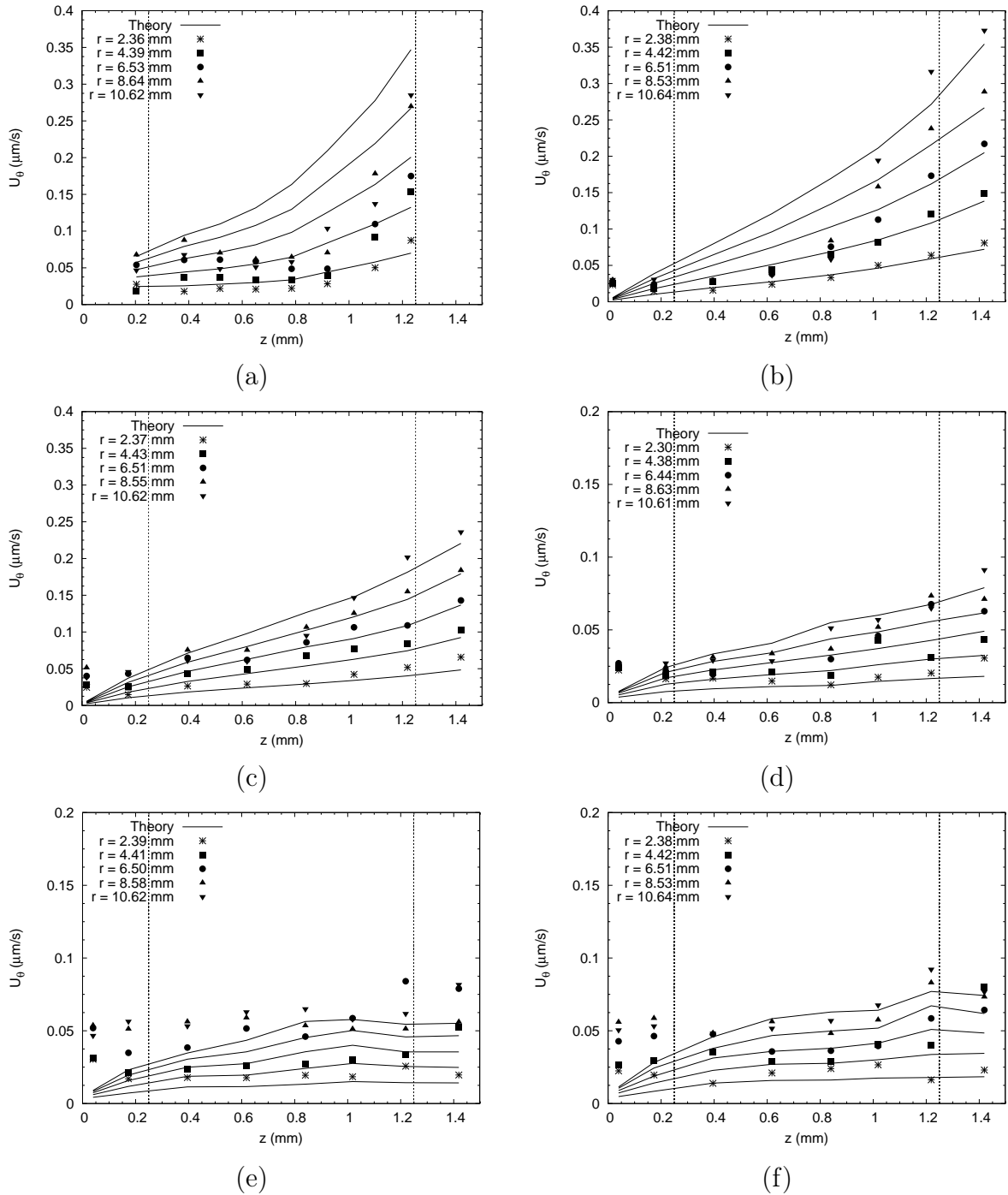


FIGURE 4.3: Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 16 Pa : (a) géométrie PP28 AL/PMMA rugueux, (b) géométrie PP28 dentés (test 1), (c) géométrie PP28 dentés (test 2), (d) géométrie PP28 dentés (test 3), (e) géométrie PP28 dentés (test 4), et (f) géométrie PP28 dentés (test 5). L'épaisseur effective totale cisailée pour les différents cas d'étude est de $1,498 \mu\text{m}$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

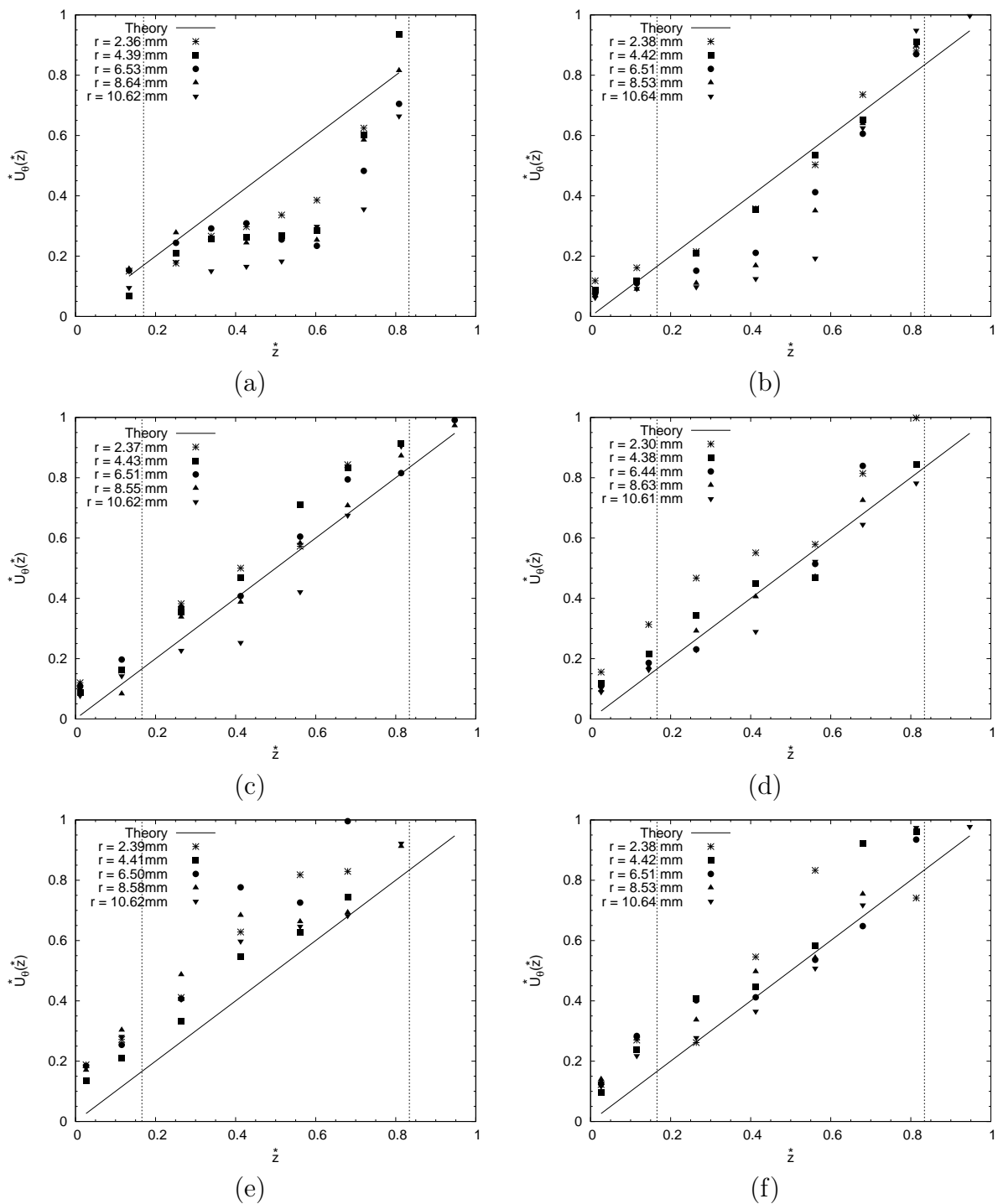


FIGURE 4.4: Champ d'écoulement adimensionné (avec la vitesse maximale pour chaque position radiale) du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 16 Pa : les cas (a) à (f) sont ceux de la figure 4.3.

Pour l'essai N° 2 réalisé avec la géométrie dentée, et pour lequel, on a une évolution de la vitesse de cisaillement en deux étapes (décroissance puis croissance), il ne semble pas exister deux domaines. L'accélération de la géométrie, qui reste beaucoup plus faible que les cas précédents, n'intervient que pour les deux derniers plans z qui sont respectivement au voisinage immédiat des dents et dans l'espace dental. On n'enregistre pas de changement significatif pour les profils. On peut juste noter que les vitesses sont quasiment deux fois plus faibles que celles des cas des figures 4.3(a) et 4.3(b), ce qui est en accord avec les valeurs de vitesses de cisaillement mesurées.

Pour les essais N° 3 à 5 effectués avec la même géométrie, il n'y a plus lieu de distinguer de domaines car on a une décroissance monotone de la vitesse de cisaillement. Les vitesses observées sont faibles et du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les domaines inférieurs des cas précédents. Elles sont également comparables aux vitesses prédites mais l'accord est loin d'être parfait.

Le tracé des profils de vitesse adimensionnés (voir la section 2.6.3 pour la méthode de calcul) montre que la tendance linéaire $U_\theta^*(z^*)$ est bien obtenue pour les essais N° 2 à 5 (figures 4.4(c) à 4.4(f)) même si une variabilité plus ou moins forte est présente. Par contre, pour l'essai avec la géométrie rendue rugueuse par collage de billes (figure 4.4(a)) et l'essai N° 1 avec la géométrie dentée (figure 4.4(b)), on observe plutôt un plateau pour l'ensemble des rayons, voire pour ceux éloignés du centre, pour le domaine inférieur identifié précédemment ($z \leq 0,8$ mm et $z \leq 0,9$ mm). Ces mêmes profils adimensionnés révèlent une augmentation des valeurs de vitesse lorsque la phase d'augmentation de vitesse de cisaillement est présente. Ces valeurs sont en désaccord avec celles attendues avec l'hypothèse d'un cisaillement homogène. Cela laisse donc supposer qu'il existe un domaine proche de la géométrie supérieure qui est cisailé. Rien ne nous permet d'affirmer que ce domaine où se localise le cisaillement est celui situé exactement au delà de $z = 0,8$ mm (ou $z = 0,9$ mm). Des mesures complémentaires en fin d'essai pour le plan d'observation correspondant à cette frontière auraient dû être menées.

Ces constatations suggèrent que lorsque la vitesse de cisaillement décroît continûment, on assiste à une réponse caractéristique d'un matériau solide et que la déformation est homogène dans tout l'entrefer. Les vitesses mesurées correspondent alors à des vitesses de fluage et non pas à de l'écoulement, avec possiblement la superposition de phénomènes de relaxation. Pour l'autre cas d'évolution non monotone de la vitesse de cisaillement, le scénario semble plus complexe. Il semble que le matériau soit initialement solide sur un domaine large au sein de l'entrefer. Un phénomène de localisation du cisaillement/déformation doit apparaître si bien que l'on visualise une zone proche du plan inférieur où le matériau se déforme élastiquement (voire relaxe également). Une question reste ouverte concernant l'étendue radiale de cette localisation. Une zone au cœur de la géométrie qui est homogène (bonne prédiction des vitesses de déformation élastique) semble pouvoir exister (taille des rugosités suffisante?) (figure 4.4(b)). Au cours de cette phase, la vitesse de cisaillement évolue de manière décroissante. La phase d'augmentation de la vitesse de cisaillement correspondrait au cisaillement (écoulement du matériau) d'une zone localisée près du plan supérieur mobile dont l'épaisseur semblerait constante sur cette période. La structure et l'épaisseur du cisaillement dépendent du type de rugosité étudié. On ne sait pas si l'étendue de cette zone est la même que celle qui existe au

début de l'essai. Ainsi, les résultats des champs d'écoulement, obtenus par la technique μ PTV, prouvent que les profils de fluage seuls ne conduisent pas à une caractérisation complète des phénomènes de transition du matériau.

Le cas du gel mixte laponite-carbopol a été étudié uniquement avec la géométrie dentée.

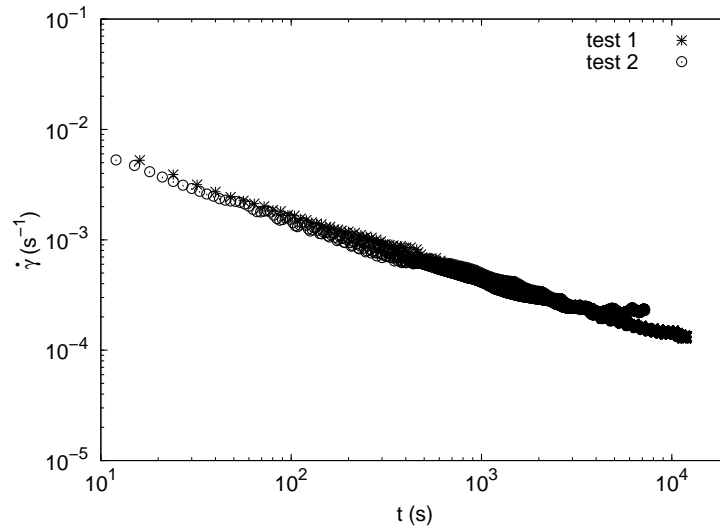


FIGURE 4.5: Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel mixte laponite-carbopol pour 2 différents essais de fluage à 14 Pa (géométrie PP28 dentés).

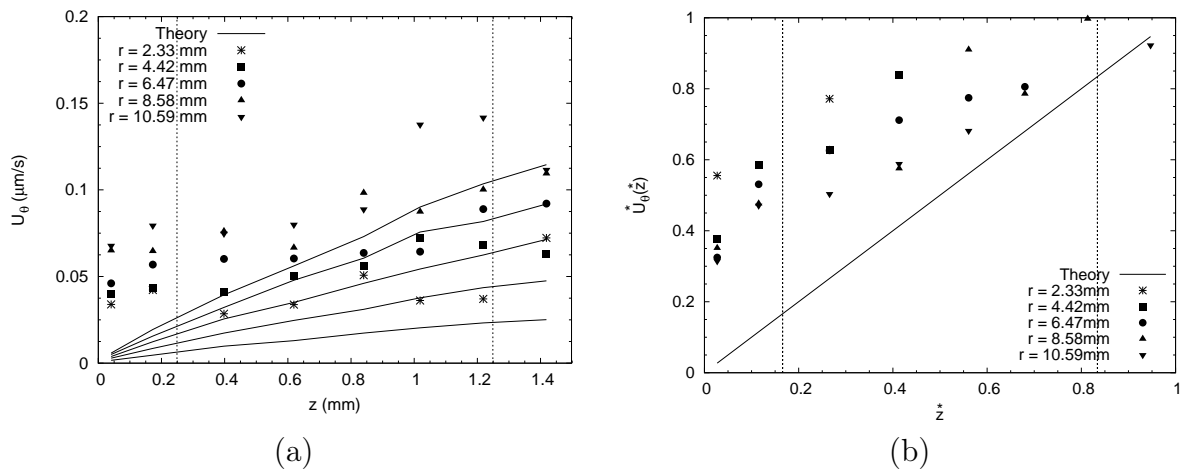


FIGURE 4.6: Champ d'écoulement du gel mixte laponite-carbopol lors d'un essai de fluage à 14 Pa (géométrie PP28 dentés) : (a) vitesses tangentielles obtenues dans le cas du test 1 de la figure 4.5, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'acquisition des images débute à 2000 s et finit à 12000 s. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Pour la valeur de contrainte de 14 Pa, l'essai de fluage se caractérise systématiquement par une évolution décroissante pour la durée retenue (figure 4.5). Un bon niveau de

reproductibilité est obtenu. Les évolutions temporelles se différencient légèrement à partir de 4000 s. Les profils de vitesse obtenus (figure 4.6) sont semblables à ceux enregistrés lors de l'essai N° 4 avec le gel de carbopol (figures 4.3(e) et 4.4(e)). Les valeurs mesurées sont faibles (de l'ordre de $0,1 \mu\text{m/s}$) et plus grandes que celles obtenues dans le cas du gel de carbopol car la vitesse de cisaillement est un peu plus élevée. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles prédites dans le cas d'un cisaillement homogène surtout pour la zone proche du plan supérieur. Bien que l'on constate la hiérarchisation attendue des profils selon la position radiale, on observe un désaccord notable avec la théorie et aussi des variations selon la direction z . Les profils adimensionnés indiquent la tendance linéaire selon la direction z mais les valeurs sont bien supérieures à celles escomptées. Ces résultats laissent penser que l'on est en présence d'un matériau cisailé de manière homogène et que l'effet de la sollicitation conduit le matériau à se déformer élastiquement et aussi à relaxer (se réorganiser localement). Ces deux phénomènes agissent alors sur la dynamique de déplacement des traceurs. Il n'y aurait donc pas de corrélation simple entre le mouvement angulaire de la géométrie et le déplacement local (en direction, sens et intensité) induit.

4.1.2 Cas de contraintes imposées supérieures au seuil de contrainte

On examine ici les champs d'écoulement lors d'essais de fluage avec des valeurs de contrainte imposée supérieures à la contrainte seuil : 22 Pa et 35 Pa pour le gel de carbopol, 16 Pa, 18 Pa et 22 Pa pour le gel mixte laponite-carbopol.

La réponse en vitesse de cisaillement aboutit systématiquement, après un temps plus ou moins important, à une évolution croissante plus ou moins forte selon l'intensité de la sollicitation et le matériau. Dans la mesure où le suivi particulaire est fait au cours de cette période, il n'y a pas lieu de présenter ces évolutions.

Les résultats obtenus pour le gel de carbopol sont reportés sur les trois figures 4.7, 4.8 et 4.9. Dans le cas d'une géométrie *PP28 Al/PMMA rugueux*, les profils de vitesse obtenus pour la contrainte de 22 Pa révèlent vraisemblablement deux zones de cisaillement comme le suggère la figure 4.7(b). Quelle que soit la position radiale, il semble possible d'effectuer une régression linéaire pour les parties du profil de vitesse situées avant et après la position $z = 0,8 \text{ mm}$ (figure 4.7(a)). La bande de cisaillement localisée près du plan inférieur présente alors un taux de cisaillement plus faible que celle proche du plan supérieur. Cette localisation fait que les profils théoriques de vitesse ne sont pas en parfait accord avec les mesures expérimentales sauf au voisinage immédiat du plan supérieur. Il est intéressant de remarquer que cette frontière se localise légèrement plus vers le plan inférieur que dans le cas de l'essai de fluage à 16 Pa ($z = 0,9 \text{ mm}$). Par rapport à ce cas, les vitesses sont environ 65 fois plus grandes et on est en situation d'écoulement. En augmentant la contrainte appliquée à 35 Pa, pour le même système de mesure *PP28 Al/PMMA rugueux*, on s'aperçoit de la bonne concordance entre les allures expérimentales et théoriques au sein de tout l'entrefer (figure 4.8(a)). Il en va de même pour les profils de vitesse adimensionnés qui suivent avec peu de dispersion l'équation théorique $\bar{U}_\theta^*(\bar{z}) = \bar{z}$ (figure 4.8(b)). Le gel de carbopol est complètement cisailé de manière homogène dans tout l'entrefer (absence de bandes de cisaillement). Dans ces conditions, les réponses données par la caractérisation macroscopique (profil de fluage et courbe d'écoulement)

suffisent pour connaître le comportement local du matériau.

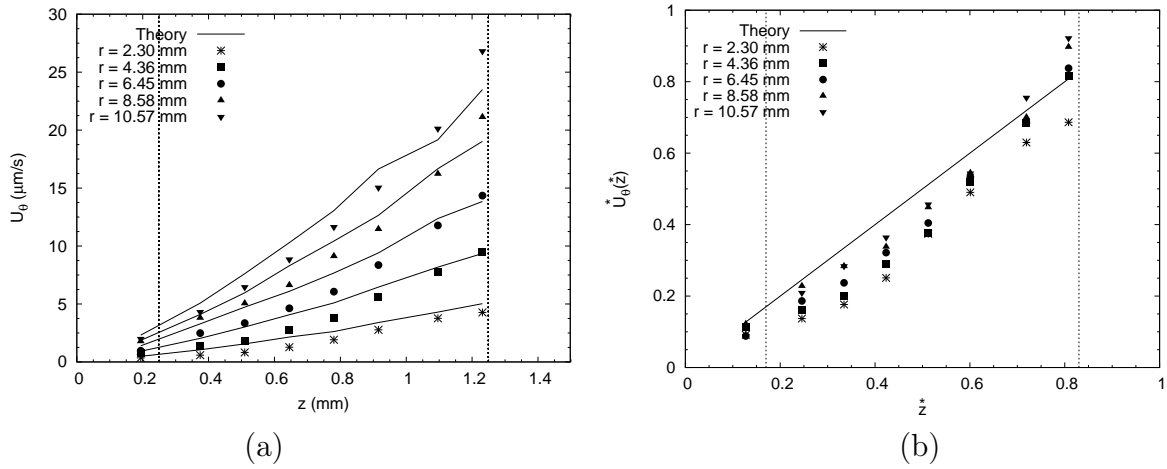


FIGURE 4.7: Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 22 Pa (géométrie PP28 Al/PMMA rugueux) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'épaisseur effective totale cisailée est de $1,498 \mu\text{m}$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

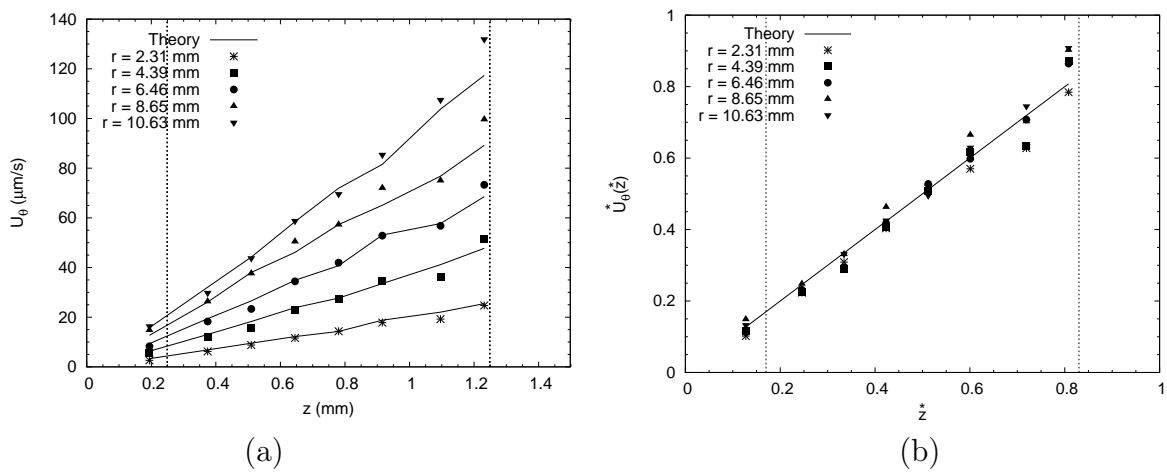


FIGURE 4.8: Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 35 Pa (géométrie PP28 Al/PMMA rugueux) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'épaisseur effective totale cisailée est de $1,498 \mu\text{m}$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Dans le cas de la géométrie *PP28 dentés*, la contrainte imposée de 22 Pa est capable d'induire une situation d'écoulement homogène (figure 4.9(a)). Les commentaires que l'on peut faire à propos des profils de vitesse sont identiques à ceux du cas précédent (figure 4.8(a)) alors que l'on est en présence de valeurs de vitesse 5 fois plus faibles. Le cas du fluage à 35 Pa (géométrie *PP28 dentés*) n'est pas présenté car bien évidemment le champ

d'écoulement demeure homogène et on observe alors un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Alors qu'aucun effet n'était constaté sur les rhéogrammes, il ressort de l'étude locale que l'état de rugosité des surfaces de la géométrie de mesure est un facteur influençant la dynamique du cisaillement localisé. Cette localisation se déroule au sein de l'entrefer quel que soit l'état de rugosité sachant qu'il n'y a vraisemblablement pas de problème de glissement. Nous n'avons pas d'explication sur les mécanismes mis en jeu qui font que seules les rugosités millimétriques pyramidales favorisent un champ d'écoulement homogène alors qu'un même état de contrainte (fluage à 22 Pa) est appliqué.

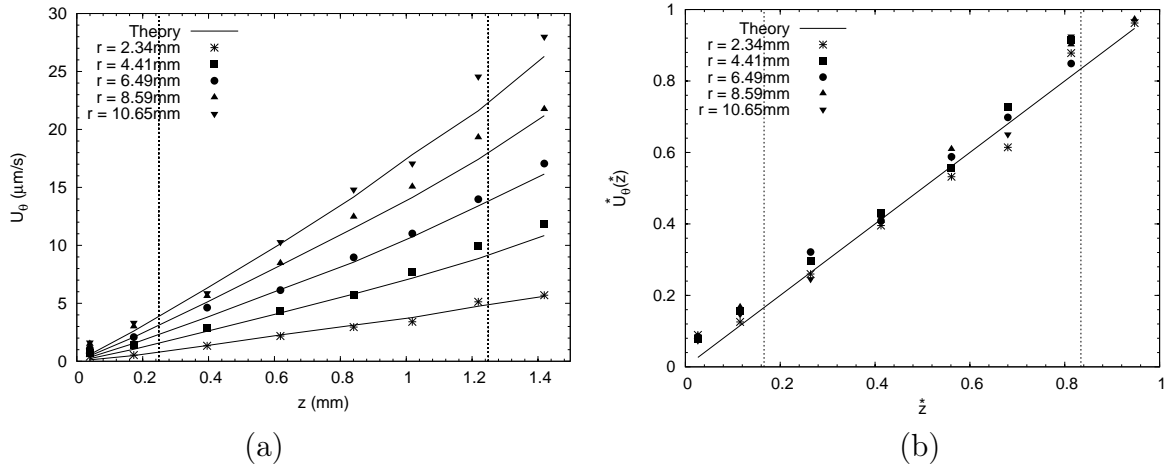


FIGURE 4.9: *Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 22 Pa (géométrie PP28 dentés) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.*

Une précision supplémentaire doit toutefois être apportée. Outre l'état de surface, les deux géométries usinées au laboratoire présentent des valeurs d'inertie différentes du fait des différences dimensionnelles. La géométrie dentée (inertie de $0,5282 \cdot 10^{-6} \text{ kg.m}^2$) présente une inertie quasiment deux fois plus faible que celle de la géométrie utilisée pour le collage de billes de PMMA (inertie de $1,126 \cdot 10^{-6} \text{ kg.m}^2$). Ces valeurs sont exploitées par le logiciel de pilotage du rhéomètre lors de la réalisation des essais. Comme il n'est pas possible d'effectuer un échantillonnage rapide au cours des tous premiers instants, nous ne pouvons pas mesurer l'influence de ce paramètre. Ce qui est certain c'est que l'on a une très bonne concordance des réponses sur le domaine étudié (10 à 10000 s) comme l'indique les courbes de fluage de la figure 4.10.

Des essais complémentaires avec la géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux* ont été réalisés pour savoir si l'inhomogénéité du champ d'écoulement persistait si le matériau était initialement cisailé de manière homogène. Suite à une étape de conditionnement, on applique un essai de fluage à 35 Pa pendant 1 h suivi d'un autre à une valeur de contrainte plus faible (22 ou 16 Pa). Les évolutions temporelles de la vitesse de cisaillement obtenues (figure 4.11) montrent que pour le cas de la contrainte de 22 Pa, la vitesse de cisaillement évolue peu et est voisine de la valeur obtenue en fin de l'essai où le fluide était initialement au repos. Le cas de la contrainte à 16 Pa révèle des valeurs de $\dot{\gamma}$ beaucoup plus grandes que

celles de l'essai précédent. On obtient de nouveau une évolution initialement décroissante puis croissante, avec des valeurs finales de la vitesse de cisaillement "importantes" ($\approx 0,02 \text{ s}^{-1}$) mais plus faibles que pour tous les autres essais à 22 et 35 Pa.

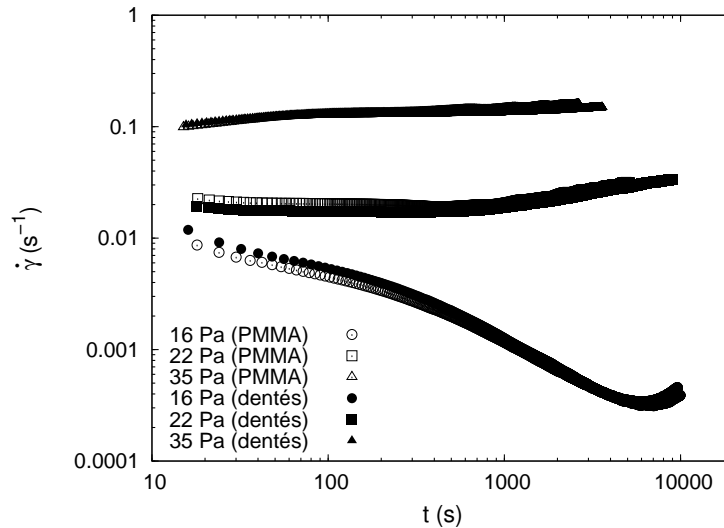


FIGURE 4.10: Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour les essais de fluage à 16, 22 et 35 Pa (géométries PP28 dentés et PP28 AL/PMMA rugueux).

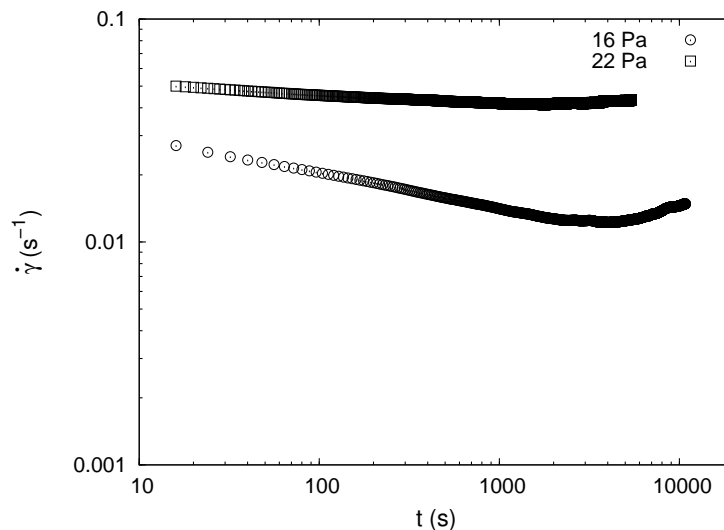


FIGURE 4.11: Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour les essais de fluage à 16 et 22 Pa avec un état initial cisailé (géométrie PP28 AL/PMMA rugueux).

Les profils associés à ces essais sont tracés sur la figure 4.12. On voit immédiatement qu'il existe une bonne concordance entre les vitesses expérimentales et celles prédites sur la base de l'hypothèse d'un champ d'écoulement homogène. La non linéarité observée pour le

cas de l'essai à 16 Pa correspond à l'accroissement de la vitesse de rotation de la géométrie à partir de $t = 4000$ s. On est donc en présence cette fois-ci d'une situation d'écoulement homogène. On s'aperçoit ainsi que parmi tous les cas d'étude où la vitesse de cisaillement apparente est supérieure à $0,01 \text{ s}^{-1}$, valeur estimée de la vitesse de cisaillement critique ; il existe un seul événement où il y a la présence de bandes de cisaillement (essai de fluage à 22 Pa avec la géométrie rendue rugueuse par collage de billes et un fluide initialement au repos). Ce constat semble aller dans le sens du questionnement actuel sur le rôle des conditions aux limites (confinement et état de surface) dans le processus de transition solide/liquide.

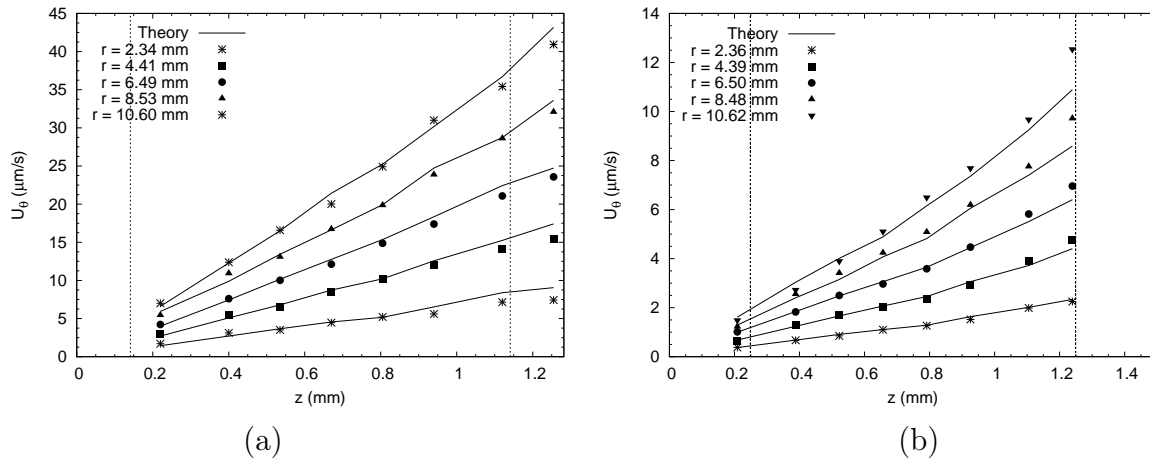


FIGURE 4.12: Champ d'écoulement du gel de carbopol avec un état initial cisailé (géométrie PP28 Al/PMMA rugueux) : (a) essai de fluage à 22 Pa, (b) essai de fluage à 16 Pa. Les épaisseurs effectives totales cisillées pour les deux cas sont respectivement de $1,282 \mu\text{m}$ et de $1,498 \mu\text{m}$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Les profils de vitesse pour le gel mixte laponite-carbopol obtenus avec la géométrie PP28 dentés sont illustrés sur la figure 4.13. Ils soulignent clairement que le caractère thixotrope a un effet important sur le phénomène de localisation du cisaillement comme il l'avait été souligné au cours du chapitre 1.

On observe en effet un phénomène de localisation proche de la géométrie supérieure qui est différent de celui observé avec le gel de carbopol pour la même géométrie. Les valeurs expérimentales des vitesses au voisinage immédiat de la géométrie supérieure (figures 4.13(a1), 4.13(b1), 4.13(c1)) sont cohérentes avec celles prédites (sauf pour 22 Pa), ce qui suggère que le matériau est parfaitement entraîné par la géométrie. Cette zone est juxtaposée à une bande fortement cisailée. On observe en effet une variation de l'ordre de 40 % de la vitesse (figures 4.13(a2) et 4.13(b2)). L'épaisseur de cette zone est inférieure (ou égale) à 0,2 mm pour le cas de l'essai de fluage à 16 Pa. Cette valeur correspond à l'incrément en z si bien que l'on ne dispose pas d'information de vitesse pour cette zone. On peut, soit avoir une bande d'épaisseur finie avec un gradient de vitesse important, soit à la limite une fracturation caractérisée par une discontinuité en vitesse. L'initiation de l'écoulement dans une bande de très faible épaisseur proche du plan supérieur suggère un phénomène de rupture de la zone subissant la plus grande déformation (on dépasse une

valeur de déformation limite).

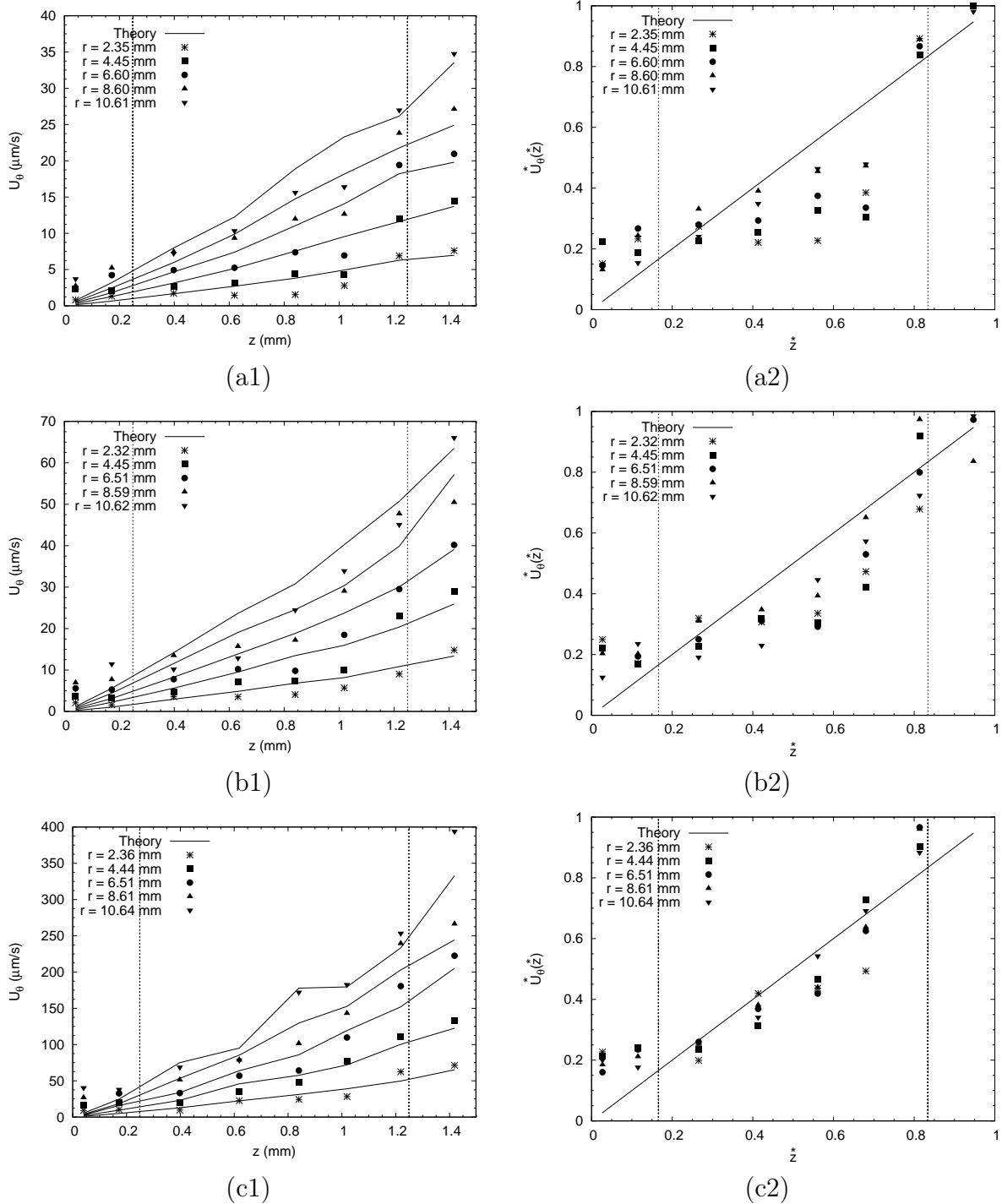


FIGURE 4.13: Champ d'écoulement du gel mixte laponite-carbopol lors d'essais de fluage à 16 (a1 et a2), 18 (b1 et b2) et 22 Pa (c1 et c2) avec la géométrie PP28 dentés : (1) vitesses tangentielles, (2) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Pour le cas de l'essai de fluage à 18 Pa, on a une croissance de la zone. Elle s'achève

approximativement pour $z = 0,8$ mm. On n'observe pas d'extension de cette zone pour l'essai de fluage à 22 Pa (figures 4.13(c1)).

La zone qui va du plan inférieur à la bande fortement cisailée présente des vitesses qui sont plus importantes lorsque la contrainte de fluage augmente. La hiérarchisation attendue avec la position radiale est vérifiée sauf pour la position radiale la plus grande (la progression reste peu importante). Les vitesses obtenues indiquent que l'on est en situation d'écoulement. Les vitesses sont de l'ordre de la dizaine voire de la centaine de $\mu\text{m/s}$. On note également des valeurs de vitesses importantes dans l'espace interdental, plus élevées que celles rencontrées dans le cas d'un fluide Newtonien. Les profils de vitesse adimensionnée indiquent que le gradient de vitesse de la zone inférieure semble identique pour les essais de fluage à 16 et 18 Pa, alors qu'il croît pour celui à 22 Pa. Conjointement, l'étendue spatiale de la zone inférieure décroît en augmentant la contrainte de 16 à 18 Pa et n'évolue plus pour l'essai à 22 Pa. A partir d'un certain niveau de contrainte, on aurait donc deux bandes, d'étendue fixe, dont la vitesse de cisaillement évolue avec le niveau de contrainte appliquée jusqu'à celle-ci soit la même pour chaque bande (vitesse de cisaillement critique). Ces observations vont dans le sens des éléments rapportés par la littérature comme quoi il n'est pas possible d'obtenir un écoulement homogène tant que l'on a pas dépassé une valeur de vitesse de cisaillement critique.

4.1.3 Synthèse

Les différents types du champ d'écoulement des gels de carbopol et de laponite-carbopol pour les contraintes voisines et supérieures aux seuils (essais de fluage), décrits aux paragraphes ci-dessus du chapitre, sont récapitulés sur la figure 4.14, sous la forme de profils de vitesse en grandeurs adimensionnelles ($U_\theta^*(z)$).

Dans le cas du gel de carbopol, on a vu auparavant qu'il était difficile d'obtenir des taux de déformation en fluage ($\dot{\gamma}(t)$) identiques pour les différents essais avec une même valeur de contrainte imposée située aux alentours du seuil ($\tau \approx \tau_c$). En effet, l'évolution de la vitesse de cisaillement peut croître ou continuer à décroître, au bout d'un certain temps. La réponse en vitesse de cisaillement a, par ailleurs, une relation avec celle du champ d'écoulement correspondant (amplitudes et allures des vitesses). Dans le cas où $\dot{\gamma}$ décroît continûment au cours du temps, le champ d'écoulement expérimental adimensionné se présente sous forme d'une évolution linéaire située au dessus de celle théorique (N° 1 sur la figure 4.14(a)). Ceci caractérise le comportement d'un solide qui se déforme élastiquement. Dans l'autre cas où il y a la présence de l'augmentation finale de la vitesse de cisaillement, on peut distinguer vraisemblablement deux domaines au sein de l'entrefer effectif (N° 2 sur la figure 4.14(a)). Sur un domaine proche du plan inférieur, les vitesses sont très faibles et restent quasiment constantes. Les valeurs de vitesse mesurées sont inférieures à celles prédites par l'équation théorique. On constate que ces réponses traduisent soit une déformation élastique, soit un phénomène de relaxation du matériau. Sur le deuxième domaine, la vitesse augmente en fonction de la cote z . Selon les résultats indiqués précédemment, les valeurs de vitesse ont été déterminées lorsque la phase d'augmentation de la vitesse de cisaillement est présente. L'évolution de la vitesse mesurée obtenue sur ce domaine, sauf pour une épaisseur au voisinage immédiat du plan supérieur, est en désaccord avec celle attendue avec l'hypothèse d'un cisaillement homogène.

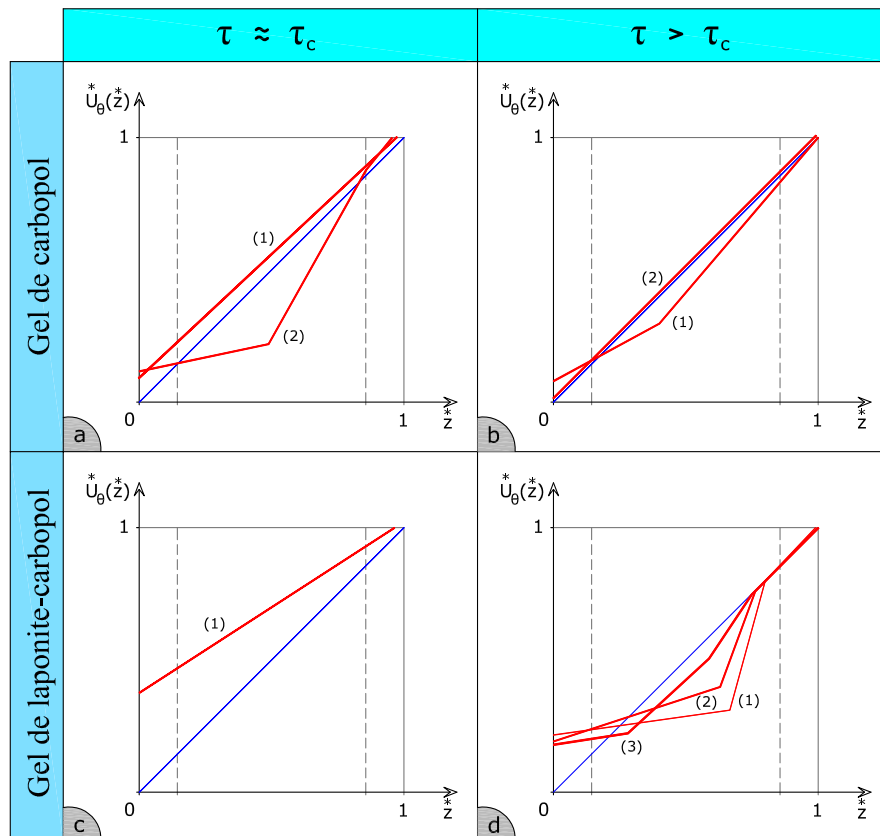


FIGURE 4.14: Champ de vitesses adimensionnées par la vitesse maximale pour une position radiale donnée lors d'essais de fluage réalisés avec une géométrie rugueuse. La droite $\bar{U}_\theta^*(z^*) = z^*$ caractérise un état d'écoulement homogène du matériau (équation théorique). Les deux lignes en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.

Lorsque l'amplitude de la contrainte imposée dépasse le seuil supposé ($\tau > \tau_c$), il a été révélé que les valeurs de la vitesse de cisaillement évoluent peu au cours du temps. Dans ces conditions, le profil de vitesse expérimental (N° 1 sur la figure 4.14(b)) est analogue au profil N° 2 sur la figure 4.14(a), car on est en présence de deux domaines cisailés différemment. Ce profil tend à se rapprocher de celui prédit par la théorie. Enfin, si la contrainte imposée est suffisamment importante (i.e. $\tau = 35$ Pa) pouvant induire une vitesse de cisaillement supérieure à une valeur critique bien définie ($\dot{\gamma} > \dot{\gamma}_c$), le profil de vitesse expérimentale (N° 2 sur la figure 4.14(b)) concorde totalement avec l'équation linéaire de la théorie ($\bar{U}_\theta^*(z^*) = z^*$) décrivant un écoulement homogène du matériau. Pour ce dernier cas, les réponses données par la caractérisation macroscopique suffisent pour connaître le comportement local du matériau.

Le gel mixte laponite-carbopol, qui présente un caractère thixotrope plus prononcé, se comporte également comme un solide élastique lorsqu'une contrainte située aux alentours du seuil considéré ($\tau \approx \tau_c$) est imposée (figure 4.14(c)). Ce phénomène se manifeste par une évolution linéaire (après une régression) de la vitesse mesurée en fonction de la cote z . Toutefois, l'écart entre ce profil expérimental et celui théorique, dans la zone proche du plan inférieur, est plus remarquable que dans le cas du gel de carbopol. Pour $\tau > \tau_c$, on

n'a pas pu effectuer un essai permettant d'identifier un régime d'écoulement homogène dans tout l'entrefer car le gradient de vitesse associé est trop important pour l'application de la technique de μ PTV. Tous les résultats des essais réalisés (figure 4.14(d)) mettent en évidence un phénomène de localisation du cisaillement qui diffère de celui observé avec le gel de carbopol. En examinant le profil N° 1, qui correspond au cas de la contrainte la plus faible (figure 4.14(d)), on voit que les valeurs expérimentales des vitesses au voisinage de la géométrie supérieure sont cohérentes avec celles prédites, ce qui traduit un cisaillement du matériau. Cette zone est juxtaposée à une bande fortement cisailée. Dans la zone inférieure de l'entrefer, la vitesse expérimentale adimensionnée augmente légèrement à partir du plan inférieur avec des valeurs initiales plus élevées que celles rencontrées dans le cas d'un fluide Newtonien. En augmentant le niveau de contrainte imposé (N° 2 et 3 sur la figure 4.14(d)), on observe un accroissement de la bande de cisaillement jusqu'à ce que celle-ci occupe tout l'entrefer ; c'est le cas de la droite théorique.

Ces résultats indiquent que le comportement local du matériau dépend non seulement du niveau de contrainte imposé mais également du caractère thixotrope (évolution temporelle). Par ailleurs, même s'il n'a pas été présenté ici, la réponse d'un solide élastique est attendue lorsque la contrainte imposée est inférieure au seuil. Il est aussi à rappeler que, selon les résultats d'essais réalisés avec le gel de carbopol, la réponse locale est également influencée par l'état de surface de la géométrie utilisée, ce qui était difficilement détectable à partir des seuls résultats de caractérisation macroscopique (courbes d'écoulement et de fluage). Ce phénomène mériterait une étude complémentaire plus approfondie en intégrant la valeur de l'entrefer et la régularité du motif rugueux utilisé.

4.2 Dynamique de recouvrance

Cette étude cherche à mieux définir les mécanismes de réarrangements et d'organisation, provoquant le déplacement des micro-particules solides ensemencées dans les matériaux modèles à seuil, lors de l'étape de recouvrance (repos) qui fait suite à un précisaillement (méthode en cycle présentée au paragraphe 2.3.1). Dans notre cas, le suivi des particules s'effectue pendant 7100 s après l'arrêt du précisaillement et le point d'observation dans l'entrefer a les coordonnées suivantes : $z = 0,618$ mm, $r = 8,59$ mm. Pour ce type d'essai, il importe de souligner que les particules observées demeurent totalement dans le champ d'observation tout au long du suivi.

4.2.1 Influence de l'intensité du précisaillement

Dans le cas du gel de carbopol, on a réalisé deux essais qui se différencient par le niveau du précisaillement imposé (1 s^{-1} et 2 s^{-1}). Le temps de précisaillement ainsi que le nombre de cycles ont été maintenus constants. Le précisaillement à 2 s^{-1} se caractérise alors par une amplitude du cycle deux fois plus grande.

Pour chaque essai, on observe macroscopiquement deux étapes lors de la recouvrance (figure 4.15). La première, qui dure très brièvement (environ 100 secondes), correspond à une forte diminution de l'angle de déformation. La seconde est beaucoup plus longue (plusieurs heures) et correspond à une convergence vers un état quasi-équilibre de la défor-

mation. La valeur d'équilibre est fonction de l'intensité du précisaillement. La déformation totale recouverte est d'autant plus grande que l'intensité du précisaillement est élevée ; ou plus précisément, que l'amplitude de déformation initiale est grande.

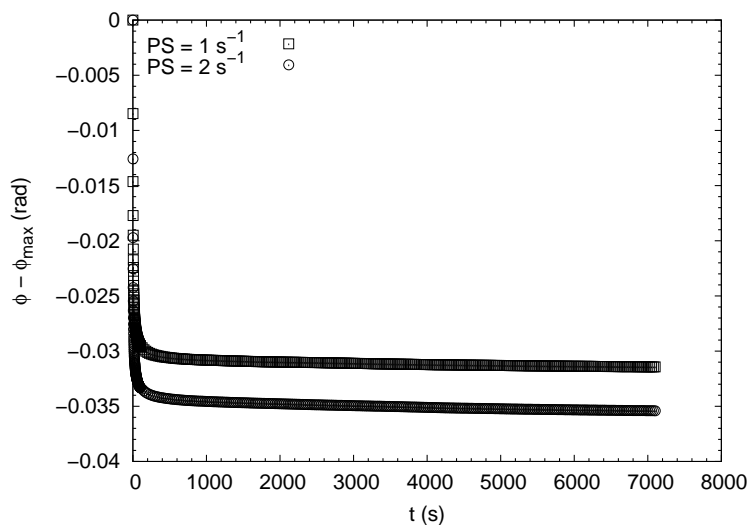


FIGURE 4.15: Evolutions temporelles de la variation des angles de déformation obtenues après l'arrêt du précisaillement oscillatoire (1 s^{-1} et 2 s^{-1}).

La figure 4.16(a) présente les trajectoires des particules au cours du même essai. Une réponse similaire est obtenue pour les deux essais. Comme précédemment, on peut distinguer deux phases pour chaque trajectoire. Pendant la première, la particule effectue un mouvement initial balistique purement tangentiel suivi d'une déviation plus ou moins importante selon l'intensité du précisaillement. Vu que le sens initial de ce mouvement (de la droite vers la gauche) est inversé par rapport au sens obtenu lors de l'application d'une sollicitation mécanique, on peut attribuer ce mouvement à la récupération de la déformation élastique du matériau qui propulse la géométrie dans un sens qui est conservé du fait de l'inertie du système. Comme les caractéristiques du matériau sont les mêmes pour les deux essais, il est logique que la distance balistique soit plus grande quand l'amplitude de déformation initiale est plus grande. Pour la deuxième phase, la particule suit un mouvement lent, non brownien (le nombre de Péclet de la particule est très supérieure à 1), purement radial et centrifuge, à partir d'un certain temps plus ou moins long selon l'intensité du précisaillement. Cette observation a déjà été faite par Monti et al. [84]. En outre, on remarque que l'application d'un cisaillement initial plus intense conduit à une distance radiale parcourue un peu plus grande. Pour un système de deux disques parallèles, la répartition de la déformation de cisaillement n'est pas homogène, la partie du matériau dans la zone centrale est moins déformée que celle située près du bord. L'entrefer étant beaucoup plus petit que le rayon, l'inhomogénéité radiale prédomine. Si l'on reprend le scénario de Cipelletti et al. [23], basé sur la distribution de sources de contrainte qui induisent des déformations élastiques par relaxation, alors on a une densité de présence qui croît radialement. Conjointement, le matériau étant rhéofluidifiant, la viscosité tend à décroître radialement. Cette distribution favorisait alors un mouvement centrifuge des particules pour l'échelle de structure sondée par les traceurs.

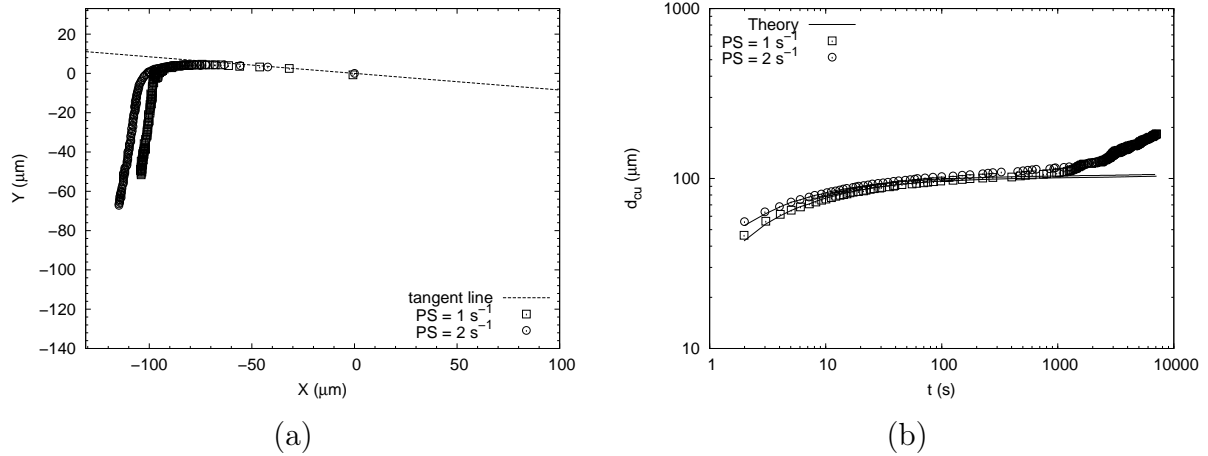


FIGURE 4.16: *Dynamiques particulières observées après l'arrêt du précisaillement ($PS = 1 \text{ s}^{-1}$, et $PS = 2 \text{ s}^{-1}$) : (a) trajectoires des particules, (b) évolutions temporelles du déplacement cumulé des particules. On fixe l'origine comme étant la position initiale observée de la particule.*

On rappelle que notre échelle de visualisation ainsi que la taille des traceurs sont d'un ordre de grandeur plus grandes que celles utilisées par Oppong et de Bruyn [90] (i.e. taille d'image de $175 \mu\text{m} \times 131 \mu\text{m}$, taille de particules de $0,49 \mu\text{m}$) lors de leurs études de diffusion des traceurs par la technique de micro-rhéologie passive. A cette échelle, on constate que le gel de carbopol est hétérogène. Certains traceurs sont coincés alors que d'autres paraissent plus libres et se déplacent selon un mouvement subdiffusif (qui peut être expliqué dans le cadre du schéma des cages). A l'échelle locale, les environnements rhéologiques sont différents. Les particules piégées voient plutôt un environnement élastique, alors que celles plus libres explorent le caractère visqueux et élastique. Cela dit, Cipelletti et al. [23] ont clairement exclu pour leurs systèmes (gel de nanosphères de polystyrène, émulsion concentrée et solution de copolymères tribloc), le mouvement diffusif pour la dynamique lente observée pour les temps longs. Cette dynamique correspond probablement à la deuxième phase de nos observations car le phénomène se manifeste sur des distances de plusieurs dizaines de microns. Pour ces auteurs, c'est un mouvement balistique auquel est associé une large distribution des temps de relaxation. Le mécanisme à l'origine de ce phénomène serait des fluctuations inévitables de température provoquant des cisaillements mécaniques locaux sous l'effet des dilatations et des contractions thermiques (ce sont les "sources" de contrainte) [75].

La figure 4.16(b) illustre les évolutions temporelles du déplacement cumulé des particules. Avant tout, on observe que les déplacements particuliers obtenus pour les deux essais ne commencent pas avec la même valeur au départ. Cet écart montre que la dynamique de vol libre des particules associée à la recouvrance élastique instantanée est un peu plus rapide pour le cisaillement à 2 s^{-1} . Par ailleurs, on remarque que le profil expérimental pour chaque essai, suit correctement la théorie pendant les premiers instants (jusqu'à environ 300 s pour 1 s^{-1} et 100 s pour 2 s^{-1}), c'est-à-dire, tant que les déplacements particuliers induits sont tangentiels. Les déplacements, pour les deux cas, se rejoignent à partir d'un certain moment marqué par une augmentation du taux d'accroissement de d_{cu} . On assiste alors à une évolution plutôt linéaire. L'augmentation de déplacement cumulé

mesuré pendant cette deuxième période correspond à la phase établie de déplacement purement radial de la particule vue sur la figure 4.16(a). On serait alors confronté à une même dynamique de mouvement balistique ultra lent (selon l'hypothèse de Cipelletti et al. [23]). On n'assiste plus à une corrélation entre le déplacement angulaire macroscopique et le déplacement local (qui n'est plus purement tangentiel).

La phase intermédiaire correspond à un régime transitoire qui semble plus long pour l'essai avec un précisaillement de 2 s^{-1} .

4.2.2 Cas de différents matériaux viscoplastiques

Pour trois différents fluides à seuil, on examine ici les dynamiques particulières dans la phase de recouvrance (7100 s) effectuée après l'arrêt d'un précisaillement bidirectionnel en cycle de même intensité (1 s^{-1}). Pour cette étude, on a fabriqué spécifiquement un gel de carbopol purement aqueux de concentration massique 0,3 %, en suivant le protocole présenté au chapitre 3 mais en remplaçant le glycérol par de l'eau.

D'après les courbes d'écoulement (figure 4.17), on voit que le gel de carbopol (sans glycérol) présente un seuil d'écoulement plus important, un comportement plus visqueux, et ne possède pas de caractère thixotrope comme cela a été déjà plusieurs fois rapportée dans la littérature. Cette observation suggère que les gels à base de glycérol contiennent des particules de carbopol moins hydratées, et donc moins "gonflées", et que le glycérol pourrait être à l'origine du caractère légèrement thixotrope (création d'une sorte de chevelure sur la particule?).

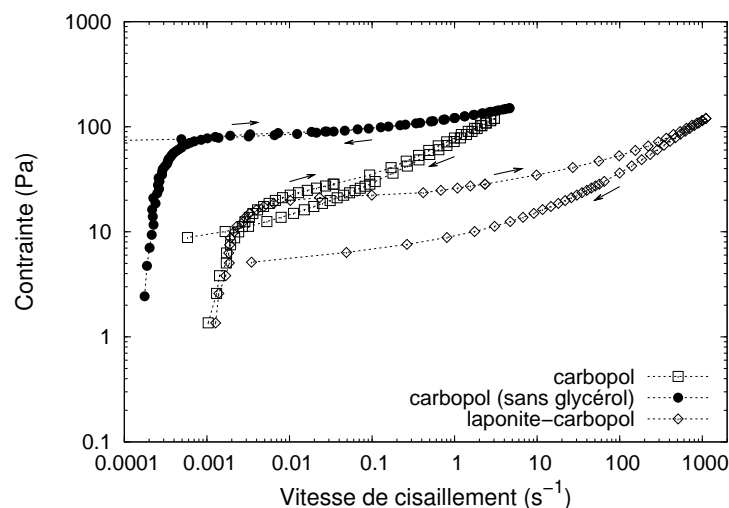


FIGURE 4.17: *Rhéogrammes de trois fluides à seuil.*

Au repos, les évolutions temporelles de la variation des angles de déformation des trois matériaux sont globalement similaires car chaque courbe montre classiquement deux périodes de recouvrance (figure 4.18). Les amplitudes de l'angle de déformation recouvrée ne sont pas tout à fait les mêmes, surtout, aux premiers instants. Le gel de carbopol sans glycérol, qui est le plus visqueux, a la plus faible diminution de déformation. Pour le gel

mixte laponite-carbopol, on observe une oscillation de la variation de l'angle de déformation au début du repos qui est la signature typique du couplage entre l'inertie du système et l'élasticité du matériau. Ce phénomène qui doit exister pour tous les autres cas étudiés n'est pas mis en évidence vraisemblablement à cause de la fréquence d'échantillonnage qui doit être trop faible. On a fait le choix de s'affranchir de cette évolution en considérant seulement les instants supérieurs à 2 s. On a ainsi une récupération de déformation initiale qui est voisine de celle du gel de carbopol sans glycérol. Parmi tous les matériaux, seul le gel de carbopol avec glycérol présente une amplitude recouvrée initiale très importante.

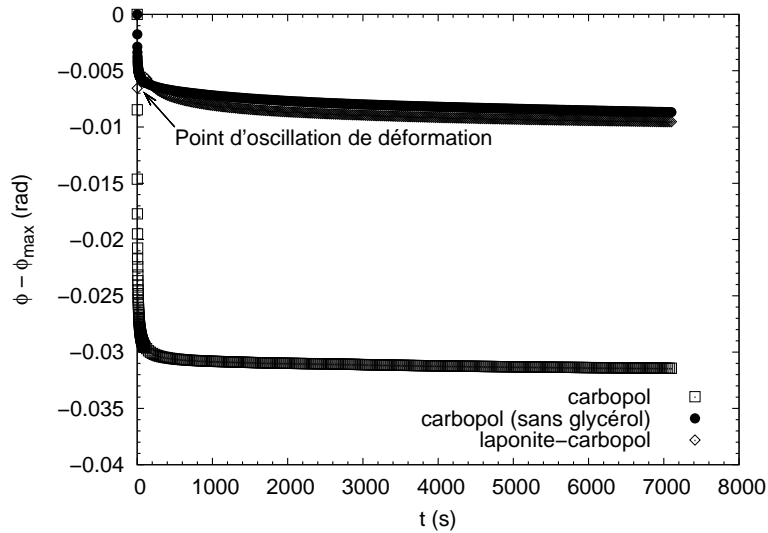


FIGURE 4.18: Evolutions temporelles de la variation des angles de déformation obtenues après l'arrêt du précisaillement de 1 s^{-1} (cas de trois fluides à seuil).

Les mouvements des micro particules ensemencées dans les trois matériaux, visualisés durant la phase de recouvrance, sont différents (figure 4.19(a)). En considérant seulement les données obtenues à partir de l'instant $t = 2 \text{ s}$, les trajectoires particulières deviennent comme indiquées sur la figure 4.19(b). Cela permet de s'affranchir d'un déplacement de plus de $50 \mu\text{m}$ lors de la phase oscillatoire initiale du gel mixte laponite-carbopol. Cela facilite ainsi la comparaison des trajectoires particulières en ayant un déplacement unidirectionnel selon x et en ayant une même origine initiale.

Pour chaque cas de matériau, les particules observées suivent une trajectoire tangentielle au début du repos. La recouvrance élastique instantanée se caractérise alors par une phase balistique des particules. La durée et l'étendue de cette phase dépendent des propriétés spécifiques (élasticité et viscosité) de chaque matériau. On retrouve la hiérarchisation vue sur l'évolution temporelle de l'angle de la géométrie. Le caractère local visqueux limite la portée du déplacement (cas du gel de carbopol purement aqueux). Il en va de même lorsque le caractère viscoélastique se redéveloppe du fait des interactions à l'origine de la thixotropie (cas du gel mixte laponite-carbopol qui est plus thixotrope que le gel de carbopol avec glycérol). La seconde phase de déplacement particulière, qui correspond à l'évolution lente de l'angle macroscopique de recouvrance, présente deux types d'évolution qui sont liées à l'environnement rhéologique local vu par les particules.

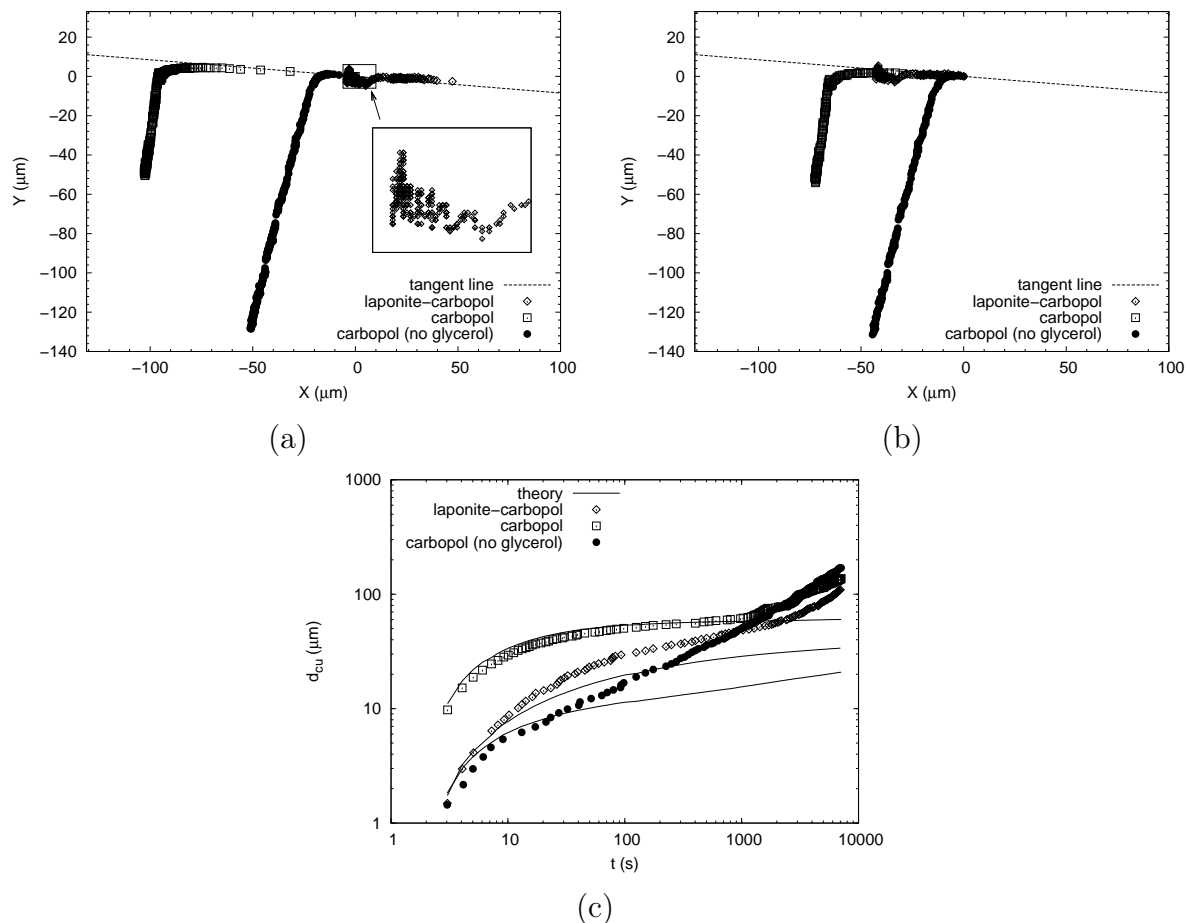


FIGURE 4.19: *Dynamiques particulières observées après l'arrêt du précisaillement oscillatoire de même amplitude ($PS = 1 \text{ s}^{-1}$) : (a) et (b) trajectoires de particule à partir de l'instant $t = 0 \text{ s}$ et de l'instant $t = 2 \text{ s}$, (c) évolutions temporelles du déplacement cumulé de particule à partir de $t = 2 \text{ s}$. Pour les figures (a) et (b), on fixe, à chaque fois, l'origine comme étant la position initiale observée de la particule.*

Pour les gels de carbopol, on observe, après une étape intermédiaire, des trajectoires linéaires selon la direction radiale dans le sens centrifuge. Une déviation prononcée par rapport à la direction radiale est toutefois visible pour le gel de carbopol purement aqueux. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, la phase intermédiaire débouche sur un comportement plus spécifique. On assiste à un déplacement moyen, lent et en décélération, selon la direction tangentielle couplée à des mouvements oscillatoires instantanés importants selon la direction radiale (voir encadré de la figure 4.19(a)). Cette évolution laisse penser que la particule devient localement confinée. Il est important de noter que l'étendue spatiale du domaine associé à cette seconde phase est importante lorsque le matériau est non thixotrope (gel de carbopol sans glycérol), qu'elle est réduite lorsqu'un léger caractère thixotrope apparaît (gel de carbopol avec glycérol) et qu'elle est faible lorsque la thixotropie est significative (gel mixte laponite-carbopol). Cela signifie que les interactions à l'origine de la restructuration du matériau modifient localement l'organisation spatiale (mobilité et taille de clusters) dans des proportions plus ou moins fortes selon les temps caractéristiques et l'intensité des interactions. La distribution des sources de contrainte, telle que proposée par Cipelletti et al. [23], serait donc affectée en nombre et en intensité

par les interactions à l'origine de la thixotropie.

La figure 4.19(c) présente les évolutions temporelles du déplacement cumulé de particule pour les mêmes essais (instants supérieurs à 2 s). On constate que l'accord entre les valeurs expérimentales et celles prédites est bon sur la période de temps où les particules sont dans leur phase balistique selon la trajectoire tangentielle.

Par contre, même si la particule se trouve dans la seconde phase de déplacement décrite précédemment, il y a toujours une évolution du déplacement cumulé. A partir de 2000 s, un régime en loi de puissance se met en place. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, ce régime ne semble pas encore parfaitement établi. L'exposant est plus grand pour le gel de carbopol sans glycérol et voisin de celui du gel mixte laponite-carbopol. Le gel de carbopol avec glycérol présente l'exposant le plus faible.

4.3 Dynamique de transition pour une marche de contrainte

4.3.1 Etude macroscopique

4.3.1.1 Analyse des profils de fluage

En partant d'un même état structural initial, obtenu à partir d'une phase de précipitation en cycles suivie d'un temps de repos, on examine ici les comportements en fluage des matériaux modèles pour différents niveaux de contrainte (durée d'une heure pour le gel de carbopol et deux heures pour le gel mixte laponite-carbopol).

Pour le gel de carbopol, les évolutions temporelles du taux de cisaillement permettent de définir trois catégories de réponse (figure 4.20(a)). La première se rapporte aux faibles contraintes (i.e. 12 Pa et 16 Pa), pour lesquelles, le taux de cisaillement ne cesse de diminuer et tend vers zéro. Dans le cas du gel de carbopol, on retrouve une décroissance ($t > 100$ s) avec une pente de -1 comme cela a déjà été observée par Caton et Baravian [17]. Cette évolution n'est pas observée dans le cas du gel mixte laponite-carbopol. Pour ce premier groupe, les contraintes appliquées déforment seulement le gel dans le domaine solide viscoélastique. La plus grande valeur de contrainte de ce groupe est souvent vue comme le seuil de contrainte pour l'échelle de temps d'observation fixée. En revanche, il semble difficile de déterminer sa valeur exacte. On rappelle en effet que les essais précédents ont montré que deux types d'évolutions étaient observés pour la valeur de 16 Pa si bien que cette valeur peut être associée à 2 groupes. La phase de croissance peut apparaître au bout de 2 h de manière non "répétable". Un essai plus long a été entrepris et l'évolution croissante du taux de déformation a été constatée pour un temps de 4,5 h comme le révèle la figure 4.21. Pour une telle durée, la manifestation de phénomènes perturbateurs n'est pas à exclure (séchage, "cracks").

La deuxième catégorie contient les contraintes associées à une évolution du taux de cisaillement présentant un minimum qui marque la transition vers le régime d'écoulement (i.e. 17 Pa, 18 Pa, 20 Pa et 22 Pa). L'instant associé à ce minimum est appelé temps de transition par d'autres auteurs qui l'ont observé dans le cas d'autres types de fluide [17, 108]. Il est à noter que l'identification de ce minimum semble très délicate dans le cas d'un gel de carbopol purement aqueux mais un temps caractéristique de naissance du régime d'écoulement existe [17].

La dernière catégorie que l'on peut définir à l'aide de la figure 4.20, correspond aux contraintes élevées, pour lesquelles, le taux de cisaillement tend à augmenter pour atteindre rapidement un état d'équilibre au cours du temps. Dans ce cas, on considère que le matériau est cisailé partout dans l'entrefer et il est difficile de définir un minimum.

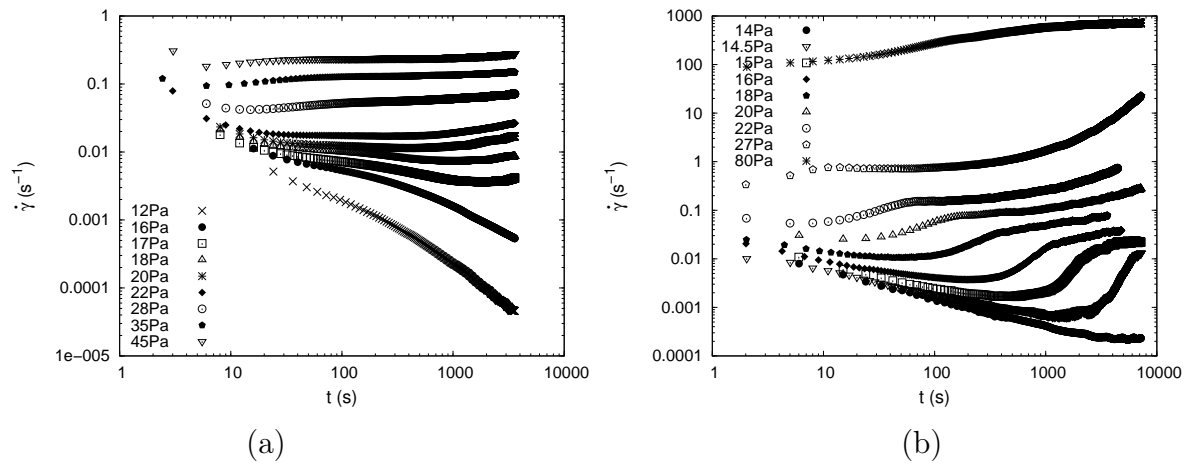


FIGURE 4.20: Evolution temporelle du taux de cisaillement lors d'essais de fluage : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol.

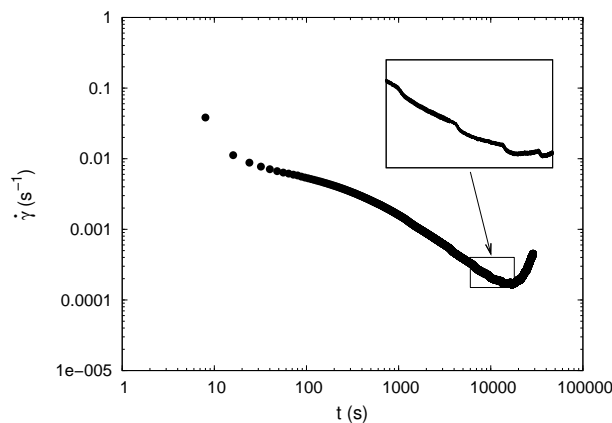


FIGURE 4.21: Evolution temporelle du taux de cisaillement lors d'essai de fluage à 16 Pa (gel de carbopol).

Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, les formes des profils de fluage, vues au travers de l'évolution temporelle du taux de déformation (figure 4.20(b)), semblent être plus complexes car ce matériau possède un fort caractère thixotrope. Il est de nouveau possible de distinguer différents groupes de contraintes selon le comportement du matériau observé. Pour la contrainte de fluage de 14 Pa, le taux de cisaillement diminue dans un premier temps en suivant une loi de puissance, puis il tend à se stabiliser tout en fluctuant de manière "sinusoïdale" (avec un période d'environ 1000 s). Cette ultime phase semble correspondre à une transition du comportement vers l'écoulement de matériau. Pour la période de mesure donnée, on peut alors supposer que la valeur de contrainte seuil pour le gel mixte laponite-carbopol est très voisine de 14 Pa.

En augmentant le niveau de contrainte, on obtient un point minimum de transition très marqué qui débouche sur l'accroissement du taux de cisaillement qui s'amorce brutalement et continue progressivement. Le point de transition apparaît d'autant plus tôt que la contrainte est grande. Toutes les contraintes imposées permettant d'observer ces phénomènes peuvent alors constituer un deuxième groupe (14,5 à 27 Pa).

Un troisième groupe peut être défini pour les contraintes imposées permettant d'observer une augmentation temporelle du taux de cisaillement qui tend ensuite vers un régime stationnaire obtenu pour l'échelle de temps considérée que si la contrainte est suffisamment intense (80 Pa). Dans ce cas, le matériau doit être, a fortiori, complètement cisailé au sein de l'entrefer (écoulement homogène).

La figure 4.22 montre que le minimum temporel correspond à une même déformation dans le cas du gel de carbopol (si la contrainte reste inférieure à 22 Pa, au-delà, il est difficile de définir un minimum) alors qu'il n'y a pas unicité selon l'état de contrainte pour ce paramètre dans le cas du gel mixte laponite-carbopol. Ces résultats diffèrent de ceux de Caton et Baravian [17] puisqu'une déformation de transition peut être définie pour chaque matériau excepté pour le gel de carbopol purement aqueux (contrairement à notre cas).

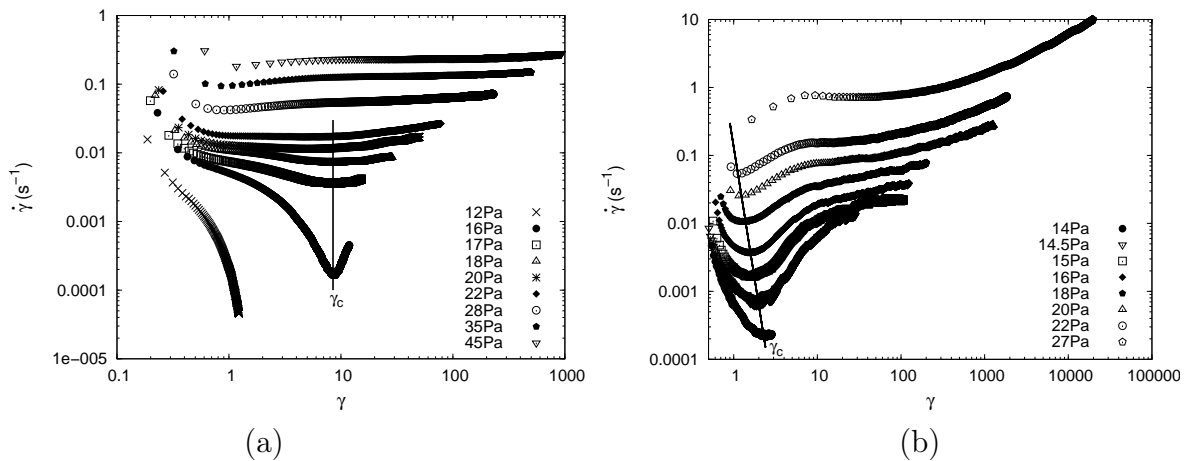


FIGURE 4.22: Evolution du taux de cisaillement en fonction de la déformation lors d'essais de fluage : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol.

4.3.1.2 Analyse du temps minimum de transition

La figure 4.23 présente l'évolution des temps de transition déterminés précédemment en fonction de l'inverse de la contrainte appliquée. La représentation en échelle logarithmique-linéaire met en évidence une première évolution linéaire. Celle-ci peut donc être décrite par le modèle empirique $t_c = a.\exp(b/\tau)$, où t_c est le temps de transition et τ la contrainte appliquée, comme cela a déjà été pratiqué par Caton et Baravian [17]. Ces mêmes auteurs rapportent que cette expression est très semblable à celle utilisée pour la rupture d'un cristal 2D décrite à l'aide d'un modèle avec des cracks de Griffith peu stables. Cela soutient donc une hypothèse de fracture ou dislocation.

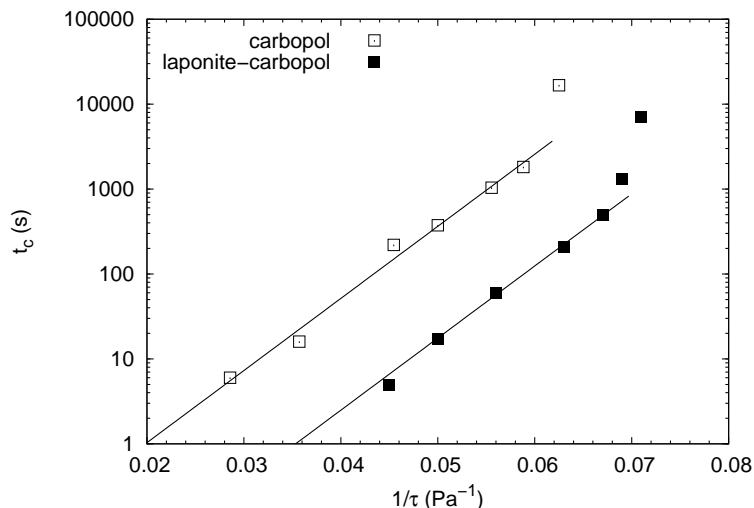


FIGURE 4.23: Evolutions du temps de transition en fonction de l'inverse de contrainte (les deux traits pleins matérialisent les lois exponentielles). La durée d'essai de fluage à 14 Pa pour le gel mixte laponite-carbopol, qui est de 7000 s, a directement été reportée.

On constate que, pour nos matériaux, une même valeur du paramètre b peut être définie. L'évolution du temps de transition s'effectue dans les mêmes proportions mais les temps de transition restent plus faibles, pour un même état de contrainte, dans le cas du matériau fortement thixotrope. On pourrait donc définir, par comparaison, un comportement plus ductile pour le gel de carbopol, et un comportement plus fragile pour le gel mixte laponite-carbopol. L'analyse des profils de vitesse précédents a montré que ces deux comportements étaient associés à deux types de structuration au sein de l'entrefer.

Les points relatifs aux contraintes faibles se détachent de l'évolution linéaire précédente. On assiste à un accroissement très important du temps de transition ; qui a pu être observé pour un essai long spécifique pour le gel de carbopol, ou qui correspond à la durée de l'essai dans le cas du gel mixte laponite-carbopol (fluage à 14 Pa). Cela suggère un phénomène de bifurcation vers les temps infinis lorsque la contrainte, appliquée brutalement, est suffisamment faible.

4.3.2 Etude locale

4.3.2.1 Réponses spatiales pour des contraintes voisines du seuil

On analyse ici localement les dynamiques particulières dans le cas des contraintes pour lesquelles la durée du fluage ne permet pas de définir un temps de transition (évolution monotone décroissante du taux de cisaillement). Pour le gel de carbopol, il s'agit des essais à 12 et 16 Pa ; et pour le gel mixte laponite-carbopol, on considère l'essai à 14 Pa.

On retient deux plans d'observation, l'un situé à la même cote z que celle des essais de recouvrance, $z = 0,61$ mm (soit au voisinage du milieu de l'entrefer) ; l'autre localisé proche du sommet des dents du plan supérieur, $z = 1$ mm. Pour le premier, on examine trois positions radiales, $r = 4,49$ mm (ou 6,59 mm), $r = 8,6$ mm et $r = 10,6$ mm. Pour le second, seule la position radiale $r = 8,6$ mm est étudiée.

Les figures 4.24(a1), 4.24(b1) et 4.24(c1) présentent l'histoire de la marche particulière pour les différents cas. On place arbitrairement la première particule observée à l'origine. On compte positivement le déplacement dans le sens de la rotation de la géométrie (axe X) et dans le sens centripète (axe Y). On représente également la droite qui correspond à un déplacement qui serait purement tangentiel pour tous les instants. Compte tenu du grandissement optique et des zones observées, la trajectoire curviligne pour le champ image est approximée par une droite. C'est la raison pour laquelle on a une droite pour la reconstruction de la marche particulière (cela aurait été un arc de cercle si l'on analysait la trajectoire complète d'une particule). On dessine à l'extrémité de cette droite le symbole auquel se rapporte cette trajectoire tangentielle. L'étalonnage du dispositif optique a montré des variations selon la position du volume d'observation. On trace donc la droite pour chacune des positions.

Le premier constat que l'on peut faire est que la portée de la marche est bien en accord avec la déformation locale. Elle est d'autant plus grande que le volume d'observation (situé dans un même plan z) s'éloigne radialement. De la même manière, pour une même position radiale, la portée croît lorsque l'on se rapproche du plan supérieur mobile. Pour nos essais, l'écart selon z des plans d'observation correspond à des niveaux de déformation dans un rapport de 1,67 (rayon 8,61 mm). Celui-ci n'est que de 1,23 lorsque l'on passe de la position radiale 8,6 mm à 10,6 mm. Les plus grands déplacements sont donc pour le cas où l'on observe les particules proches du plan supérieur, ce que l'on constate effectivement. Enfin, nous notons que c'est l'essai de fluage avec une contrainte bien inférieure au seuil (12 Pa, gel de carbopol) qui conduit aux plus faibles déplacements particuliers.

Dans le cas du gel de carbopol, on peut distinguer deux phases dans la marche particulière dans le volume fixe d'observation. La première correspond à une évolution linéaire qui est d'autant plus importante que la déformation locale théoriquement induite par la variation angulaire de la géométrie est grande. Il n'y a pas réellement d'accord avec la marche purement tangentielle. Cela dit, la tendance est plutôt bien respectée sauf pour la position ($r = 4,40$ mm ; $z = 0,61$ mm) de l'essai de fluage à 16 Pa. La seconde phase est marquée par une déviation radiale centrifuge couplée à un mouvement oscillatoire selon la direction radiale. L'évolution du taux de cisaillement indiquant une décroissance continue, on a alors un accroissement de plus en plus faible de la déformation locale, ce qui conduit à des déplacements de plus en plus confinés spatialement dont l'étendue dépend de la position du volume d'observation. Il est important de préciser que l'évolution du taux de cisaillement présente aussi des oscillations si l'on examine les évolutions en échelle linéaire sur des périodes de temps "courtes" (figure 4.21). Notons également que la "périodicité" du mouvement oscillatoire n'est pas corrélée au passage d'une dent de la géométrie à la verticale du point d'observation. Enfin, il faut souligner que la déviation radiale est beaucoup plus accentuée dans le cas de fluage à 12 Pa.

En ce qui concerne le gel mixte laponite-carbopol, il semble plus délicat de pouvoir définir la première phase précédente. Le régime oscillatoire débutant assez rapidement, on ne peut pas savoir si les premières évolutions correspondent à un déplacement tangentiel ou à une oscillation de longue période spatiale. Le régime oscillatoire se dénote également du cas précédent car il ne semble pas exister de dérive radiale, et les oscillations sont plus régulières et présentent de plus grandes amplitudes.

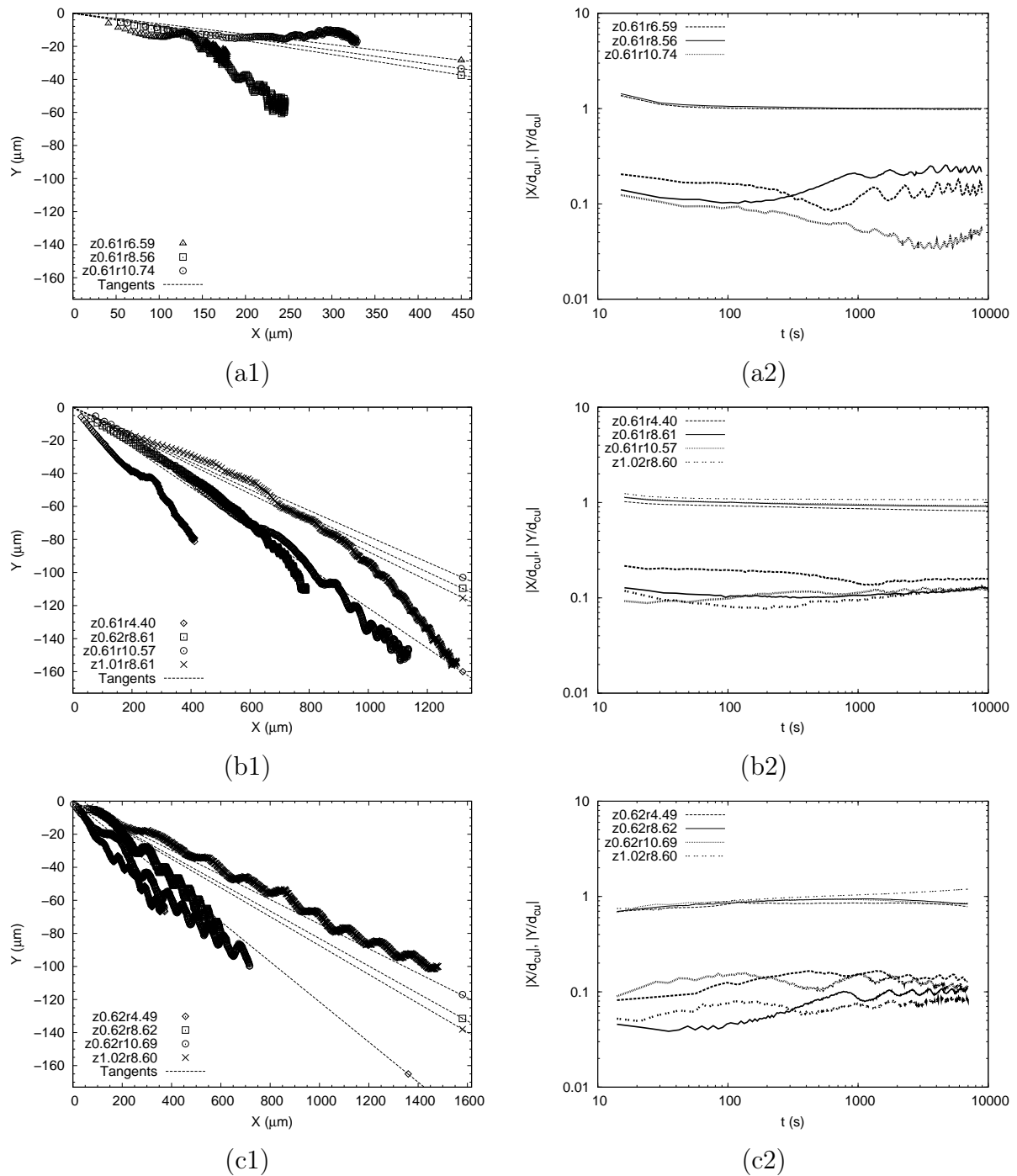


FIGURE 4.24: Réponses spatiales des marches particulières : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa (9000 s), (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa (10000 s), (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa (7000 s). (1) histoires de la marche particulière, et (2) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$).

Afin de caractériser plus finement cette marche particulière oscillatoire, on analyse l'évolution temporelle de chaque coordonnée particulière. Pour tenir compte de la localisation du volume de mesure, l'idée première est d'adimensionner les coordonnées en les divisant par le facteur $r.z/e_{eff}$. On obtient ainsi un déplacement angulaire local équivalent selon la direction X et Y du plan image. Si l'on intègre la variation angulaire macroscopique de la géométrie, on aboutit à un paramètre sans dimension caractérisant le déplacement selon les directions principales du plan image relatif au déplacement angulaire macroscopique. On divise donc les grandeurs X et Y par le terme $(\phi - \phi_0).r.z/e_{eff}$ qui n'est autre que le déplacement cumulé purement tangentiel d_{cu} (expression 2.23). Pour s'affranchir du signe de ces termes qui reste constant, on trace l'évolution temporelle des coordonnées adimensionnées en valeur absolue (figures 4.24(a2), 4.24(b2) et 4.24(c2)).

Le premier constat est que le déplacement selon X est le mouvement principal directement engendré par la rotation de la géométrie. En effet, on observe des valeurs de $|X/d_{cu}|$ quasi constantes et proches de 1. La trajectoire tangentielle étant inclinée dans le plan image, on s'attend plutôt à avoir des valeurs de $|X/d_{cu}|$ inférieures à 1. C'est le cas lorsque la contrainte appliquée est voisine du seuil (16 Pa pour le gel de carbopol et 14 Pa pour le gel de laponite-carbopol) excepté systématiquement pour le plan d'observation $z = 1,01$ mm où les valeurs sont supérieures, et pour la contrainte bien inférieure au seuil (gel de carbopol) où l'on a l'égalité.

En ce qui concerne les déplacements selon Y , on retrouve une dépendance avec la variation angulaire de la géométrie. Cela dit, ils sont d'un ordre de grandeur plus faibles que ceux selon X . L'évolution temporelle en échelle logarithmique met en évidence l'apparition du phénomène oscillatoire aux alentours de 1000 s. Approximativement, la valeur moyenne de cette étape oscillatoire reste constante, ce qui indique que le déplacement selon Y résulte de la superposition d'un mouvement principal proportionnel à la rotation de la géométrie et d'un mouvement oscillatoire. Les plus grandes valeurs moyennes sont obtenues dans le cas du fluage à 12 Pa avec le gel de carbopol. Le calcul des vitesses locales indique que celles-ci oscillent autour d'une valeur moyenne pour cette période alors que, macroscopiquement, le taux de déformation continue à décroître.

Trois paramètres sont retenus pour caractériser ces oscillations : l'amplitude a , la demi période T_1 en montée et la demi période T_2 en descente (figure 4.25).

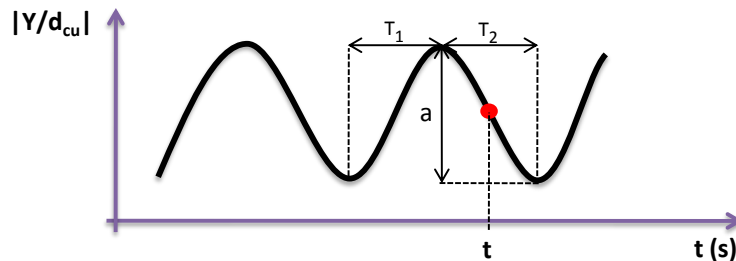


FIGURE 4.25: Paramètres d'oscillation étudiés.

Sept à quinze valeurs ont pu être obtenues pour chaque paramètre selon l'essai considéré. Les résultats sont présentés sur la figure 4.26.

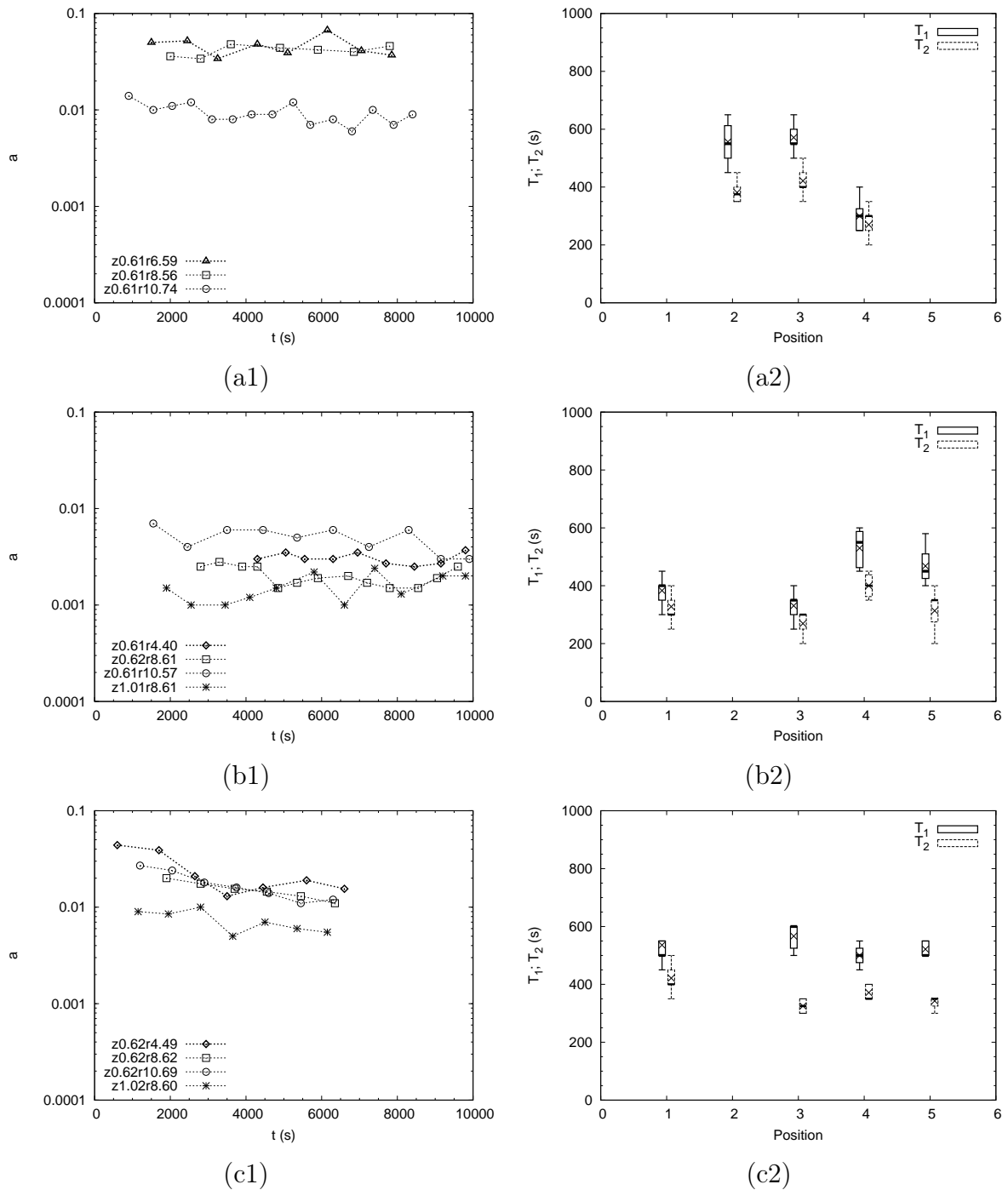


FIGURE 4.26: Analyse de la phase oscillatoire des dynamiques particulières : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa, (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa, (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa. (1) évolutions temporelles des amplitudes “a”, et (2) représentation en boîtes à moustaches des périodes des oscillations observées sur les courbes $|Y/d_{cu}|(t)$ illustrées sur la figure 4.24(2). Les symboles “x” vus sur les figures (2) représentent les valeurs moyennes de T_1 et de T_2 . Les positions 1 à 5 correspondent aux points d’observation ($z0,61r4,4$); ($z0,61r6,6$); ($z0,61r8,6$); ($z0,61r10,6$) et ($z1,01r8,6$).

Les évolutions temporelles de l'amplitude semblent difficilement corrélables avec la position de la zone sondée et donc le niveau de déformation locale. Elles sont du même ordre de grandeur pour le cas du fluage à 12 Pa du gel de carbopol et celui du gel mixte laponite-carbopol (fluage à 14 Pa), alors qu'elles sont plus faibles d'une décade dans le cas du fluage du gel de carbopol à 16 Pa. Les amplitudes évoluent peu pour le gel de carbopol alors qu'une diminution plus franche semble exister pour le gel de laponite-carbopol. La décroissance linéaire observée (pour la représentation logarithmique-linéaire choisie) suggère alors l'existence d'une constante de temps très grande ($\approx 3.10^5$ s).

Les évolutions temporelles des demi-périodes T_1 et T_2 étant irrégulières, on a fait le choix de présenter une description statistique sous la forme de boîtes à moustaches. Globalement, on est confronté à des échantillons avec des distributions non symétriques. Typiquement, la partie centrale, représentant 50 % des effectifs, montre un écart de 50 à 75 s pour ces valeurs. Les valeurs moyennes, pour tous les essais, sont comprises entre 250 et 600 s. Les valeurs relatives à la demi période T_1 sont systématiquement plus grandes que celles associées à T_2 . Les écarts vont de 50 à 200 s. Dans le cas particulier du gel de laponite-carbopol, les valeurs de T_1 et T_2 semblent indépendantes de la position sondée.

Pour terminer cette analyse, on utilise de nouveau les évolutions temporelles du déplacement cumulé des particules (figure 4.27). Quel que soit le matériau étudié, pour chaque sollicitation mécanique appliquée, le niveau final des déplacements cumulés dépend directement du niveau de déformation locale. Il est moins élevé si l'observation est faite dans la zone centrale de rotation et est plus important pour le plan d'observation proche de la géométrie supérieure. On remarque que les déplacements cumulés mesurés sont majoritairement concordants avec les déplacements cumulés théoriques déterminés à partir des valeurs de l'angle de déformation macroscopique.

Cependant, lorsque la contrainte appliquée n'est pas suffisamment grande par rapport à la résistance mécanique du matériau (i.e. la contrainte de 12 Pa pour le gel de carbopol), on observe qu'il existe un écart qui va en s'accroissant car expérimentalement une dynamique en loi de puissance semble apparaître comme dans le cas des essais de recouvrance. Ce phénomène, qui apparaît d'autant plus tard que la déformation locale créée est grande, reflète la relaxation du matériau qui tend à récupérer son comportement solide initial. Le fait que le déplacement mesuré soit supérieur à celui théorique s'explique par l'accumulation du déplacement principal selon la direction radiale. La contribution du déplacement oscillatoire joue peu. Parmi tous les essais précédents, on a vu que le cas du gel de carbopol à 12 Pa conduisait aux déviations radiales les plus importantes.

Pour le cas du gel de laponite-carbopol, l'écart observé, pour la position proche du plan supérieur, entre les courbes théorique et expérimentale est très important. Ici, ce n'est pas la contribution du déplacement principal dans le sens radial qui est à l'origine de l'écart car il ne semble pas exister de dérive, et encore moins la composante oscillatoire. C'est plutôt le fait que la composante X soit fortement corrélée au déplacement angulaire macroscopique et que l'on a, dans le cas présent, des valeurs de $|X/d_{cu}|$ supérieures à 1 et qui augmentent au cours du temps.

Ces dernières remarques peuvent ainsi expliquer pourquoi cette représentation du déplacement particulière met en évidence de manière plus franche la similitude spatiale du comportement (au travers de la concordance expérience/théorie).

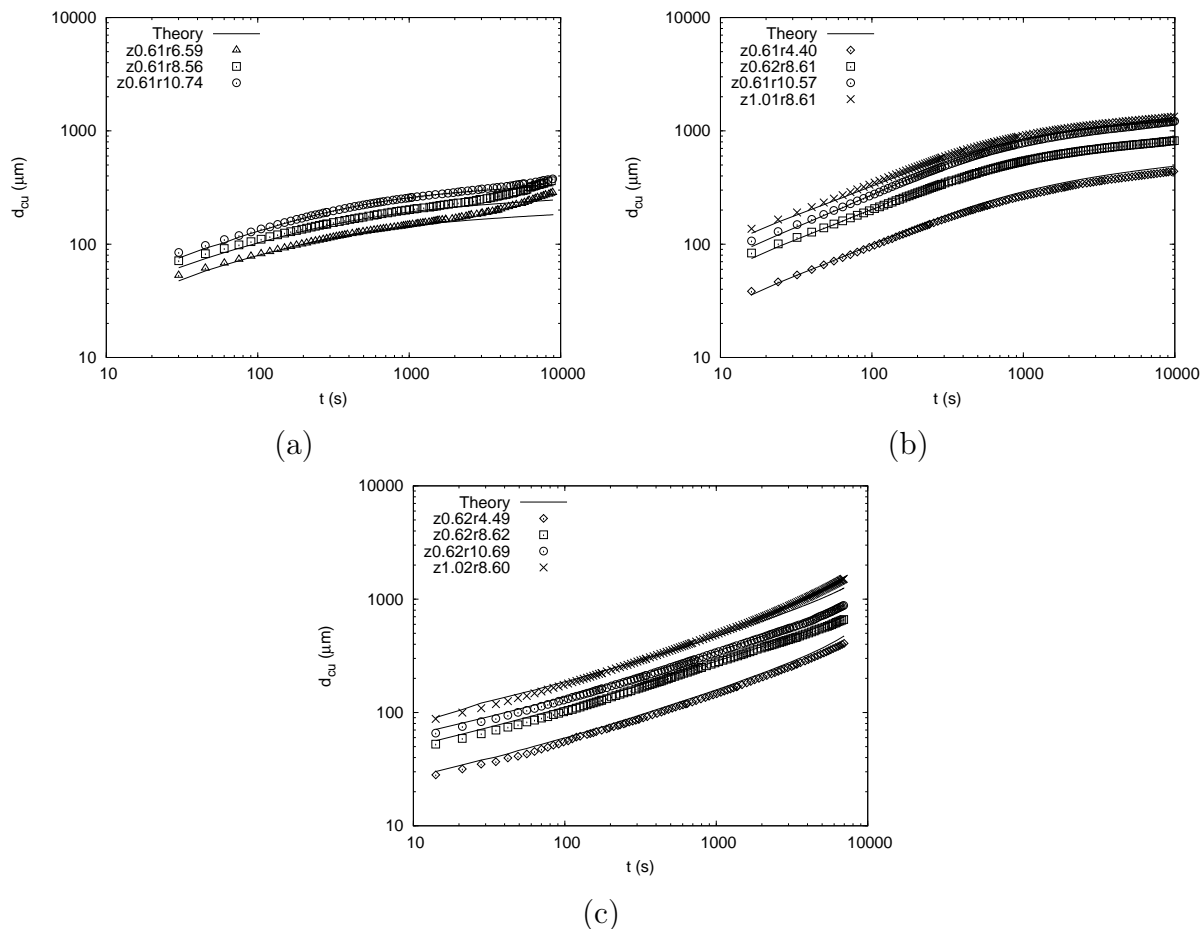


FIGURE 4.27: Evolution temporelle des déplacements cumulés : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa, (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa, (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa.

Pour finir, on observe globalement deux types d'évolution selon le matériau. On a une évolution croissante asymptotique vers une valeur constante pour le gel de carbopol si l'on exclut la phase lente qui peut survenir aux temps longs. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, on a une évolution croissante caractérisée par un taux d'accroissement qui augmente au cours du temps.

4.3.2.2 Réponses en contrainte en un point de l'entrefer

Cette partie consiste à examiner l'influence du niveau de la sollicitation mécanique appliquée sur la dynamique particulaire au sein des matériaux modèles qui vont inévitablement effectuer une transition de l'état solide vers l'état liquide. Quatre valeurs de contraintes en fluage (12 Pa, 16 Pa, 22 Pa et 35 Pa) ont été retenues pour l'étude du gel de carbopol et trois valeurs (14 Pa, 16 Pa et 18 Pa) pour l'étude du gel mixte laponite-carbopol. La seule position d'étude a les coordonnées suivantes : $r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm. Rappelons, d'après la section 4.1, que pour les valeurs de contrainte supérieures au seuil, on observera un écoulement homogène dans le cas du gel de carbopol, et que l'on sera confronté à l'écoulement d'une bande faiblement cisailée dans le cas du gel mixte laponite-carbopol.

Les réponses des deux matériaux sont présentées sur les figures 4.28 et 4.29.

Dans le cas du gel de carbopol, les successions temporelles du déplacement particulaire, acquises avec les quatres niveaux de contrainte en fluage, se superposent pendant les premiers instants qui correspondent à un déplacement tangentiel (figure 4.28(a)). Le déplacement particulaire pour les contraintes de 12 et 16 Pa tend à dévier radialement de manière centrifuge. La portée de la phase tangentielle est plus grande pour la contrainte de 16 Pa. La partie de déviation contenant les fortes fluctuations de déplacement suivant l'axe \vec{u}_y , surtout pour le cas de 12 Pa, suggère que la structure du matériau sondée relaxe car le niveau de sollicitation est voisin du seuil de contrainte. En revanche, pour les contraintes imposées plus grandes (i.e. les contraintes de 22 et 35 Pa), il apparaît que les particules se déplacent, à différentes vitesses, selon un même chemin qui correspond plus ou moins à la direction tangentielle imposée par le mouvement angulaire du plan mobile. Les déplacements observés sont alors très grands (figure 4.28(b)). Le caractère de la marche particulaire sans fluctuations remarquables est peut-être un signe d'écoulement homogène ou d'écoulement en régime permanent du matériau (le taux de cisaillement est en effet quasi constant pour ces valeurs de contrainte).

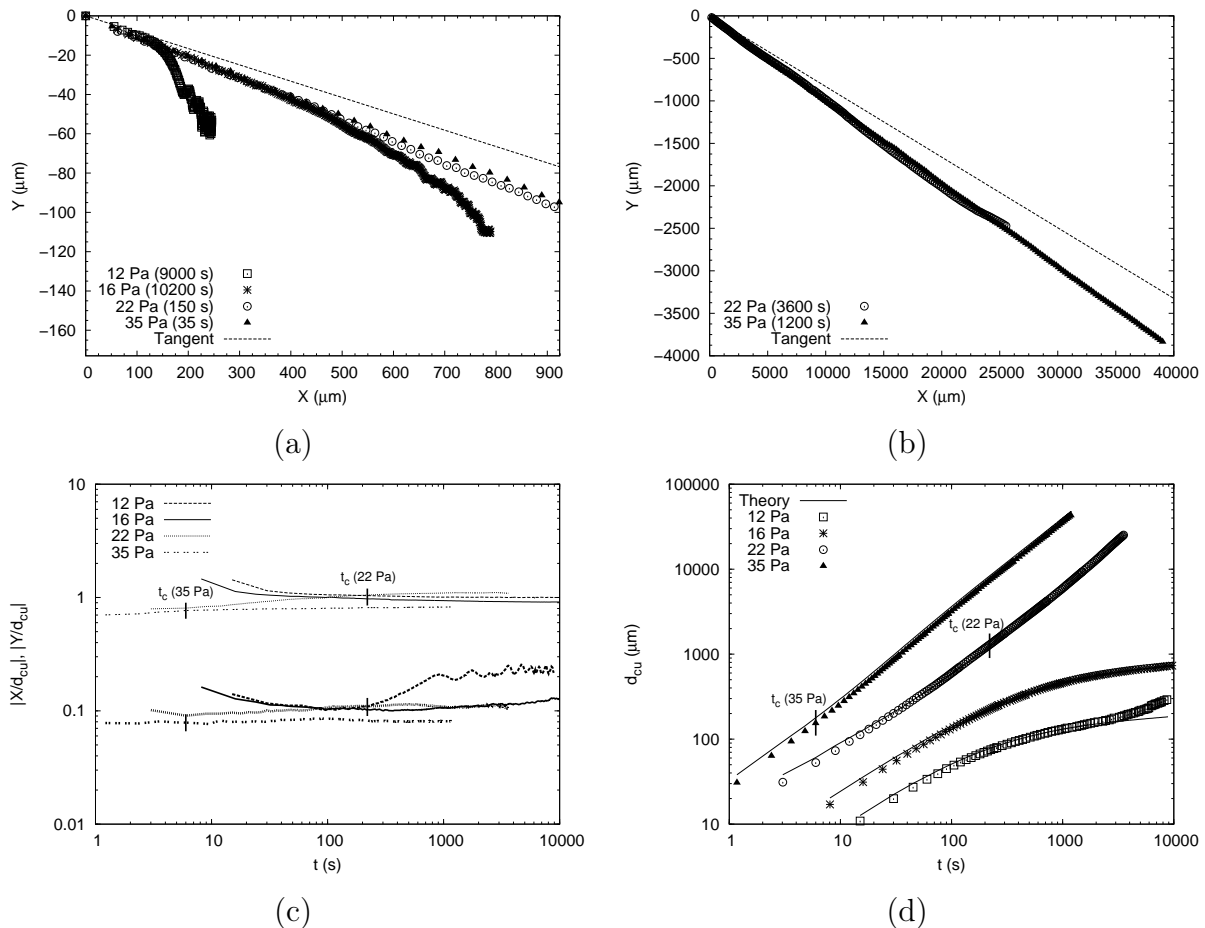


FIGURE 4.28: Réponses en contrainte de la marche particulaire obtenues au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) pour le gel de carbopol : (a) et (b) histoires de la marche particulaire, (c) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$), (d) évolutions temporelles du déplacement cumulé.

L'évolution temporelle des coordonnées adimensionnées de la particule indique que l'on a toujours la dépendance des coordonnées avec la variation angulaire de la géométrie (figure 4.28(c)); les valeurs en X étant supérieures d'un facteur 10 à celles de Y . L'évolution en Y reste constante et ne présente pas d'oscillation pour les valeurs de contrainte supérieures au seuil. Les valeurs du temps de transition déterminées à partir de la figure 4.20 sont matérialisées sur la figure 4.28(c). Aucun changement ne se dénote sur les évolutions de $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$ après ces temps caractéristiques. Dans la mesure où la composante X est bien corrélée à la variation angulaire et qu'il n'y a pas d'évolution radiale importante, il est logique de constater que les évolutions du déplacement cumulé (figure 4.28(d)) sont en accord avec celles prédites sur la base de l'hypothèse d'un déplacement purement tangentiel induit par la rotation de la géométrie (cas des contraintes de 16 Pa, 22 Pa et 35 Pa). Dans le cas contraire, un écart entre le déplacement cumulé expérimental et celui prédit est mis en évidence (cas de la contrainte à 12 Pa à partir de $t = 1000$ s, ce qui était prévisible compte tenu de la courbe $|Y/d_{cu}|$ de la figure 4.28(c) pour la même période). De nouveau, on n'observe pas de changement pour les valeurs de temps de transition.

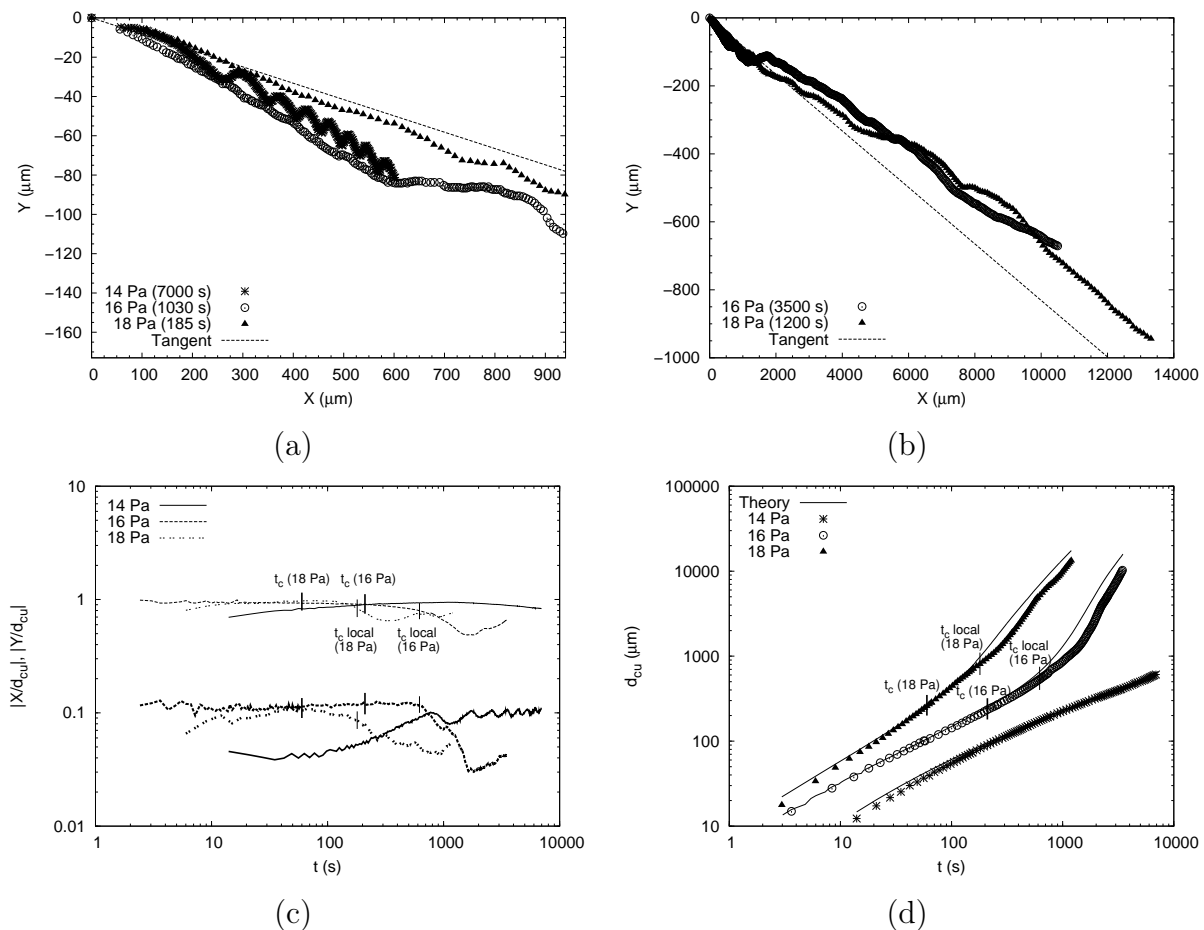


FIGURE 4.29: Réponses en contrainte de la marche particulaire obtenues au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) pour le gel mixte laponite-carbopol : (a) et (b) histoires de la marche particulaire, (c) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$), (d) évolutions temporelles du déplacement cumulé.

Pour le gel mixte laponite-carbopol, aucun caractère d'écoulement homogène n'a été précédemment observé pour les trois niveaux de contrainte appliqués que l'on soit proche du seuil (14 Pa) ou au-delà (16 Pa et 18 Pa). Les histoires de la marche particulière (figures 4.29(a) et 4.29(b)) obtenues pour les trois essais sont confondues pendant les premiers instants très courts, puis, présentent un caractère fluctuant avec une étendue spatiale d'autant plus grande que la contrainte est élevée. Cela dit, pour la contrainte de 14 Pa, les oscillations de la marche particulière paraissent plus régulières alors qu'elles ne les sont pas et qu'elles vont en s'estompant pour les autres contraintes. Pour tous les cas, la tendance du déplacement particulière est bien selon une direction tangentielle. La question qui reste entière est celle de la nature du phénomène générant ces fluctuations. Quelle est la part des temps caractéristiques de reprise de structure ? Quelle est la taille des structures sondées ? Observe-t-on du morcellage de structures ou de l'étirement/extraction de structures ?

Une analyse temporelle à partir des coordonnées adimensionnées (figure 4.29(c)) montre que le temps de transition, défini précédemment avec les courbes d'évolution du taux de cisaillement, est localement en avance par rapport au temps de transition local qui marque la naissance d'un régime où les deux coordonnées évoluent fortement. On conserve toujours l'ordre de grandeur beaucoup plus grand pour le paramètre $|X/d_{cu}|$ qui est associé principalement au déplacement tangentiel. Ces observations laissent penser que la structuration en bandes de cisaillement s'est développée et donc que la couche de fluide observée est moins cisailée. Il ne semble pas possible de conclure sur l'endroit d'initiation de la bande : est-ce localement en tout point ou alors la propagation d'une fracture ?

La figure donnant l'évolution des déplacements particuliers cumulés (figure 4.29(d)) permet de quantifier le même phénomène de cisaillement en bande. La composante en X étant bien corrélée avec la variation angulaire, on retrouve des évolutions du déplacement cumulé en accord avec la théorie lorsque le cisaillement est homogène (contrainte de 14 Pa). L'apparition d'un décalage est observée pour le cas où il y a des bandes de cisaillement à partir du temps de transition local. Les déplacements cumulés sont ainsi plus faibles mais le taux d'accroissement est en accord avec celui associé au mouvement de la géométrie.

Pour poursuivre cette étude cinématique, on calcule les valeurs de vitesse instantanée en dérivant (ordre 1) les valeurs de position par rapport au temps. Afin de réduire les fluctuations résultantes, on applique un filtre de type "médiane mobile" de largeur 9 (i.e. on considère les 4 instants antérieurs et postérieurs à l'instant t considéré). Le résultat est comparé à celui de la vitesse tangentielle qui existe théoriquement au même point en considérant la vitesse de rotation instantanée de la géométrie et en conservant l'hypothèse d'homogénéité du cisaillement au sein de l'entrefer.

Les évolutions obtenues sont données en les désignant avec le même paramètre U_θ sachant que la vitesse expérimentale représente la norme de la vitesse et qu'elle intègre donc inévitablement une composante radiale (surtout pour les temps intermédiaires et grands). En ce qui concerne la vitesse théorique, l'allure est bien évidemment similaire à celle du taux de déformation (figure 4.20). Les conclusions que l'on peut faire à partir des courbes obtenues (figure 4.30) sont semblables à celles présentées dans le cas de l'analyse des déplacements cumulés.

Le point particulier qu'il convient de souligner est que les valeurs de vitesse obtenues quasiment en fin d'essai sont voisines de celles mesurées lors de la détermination du champ de vitesse (cf. section 4.1). Cela conforte le caractère reproductible des essais.

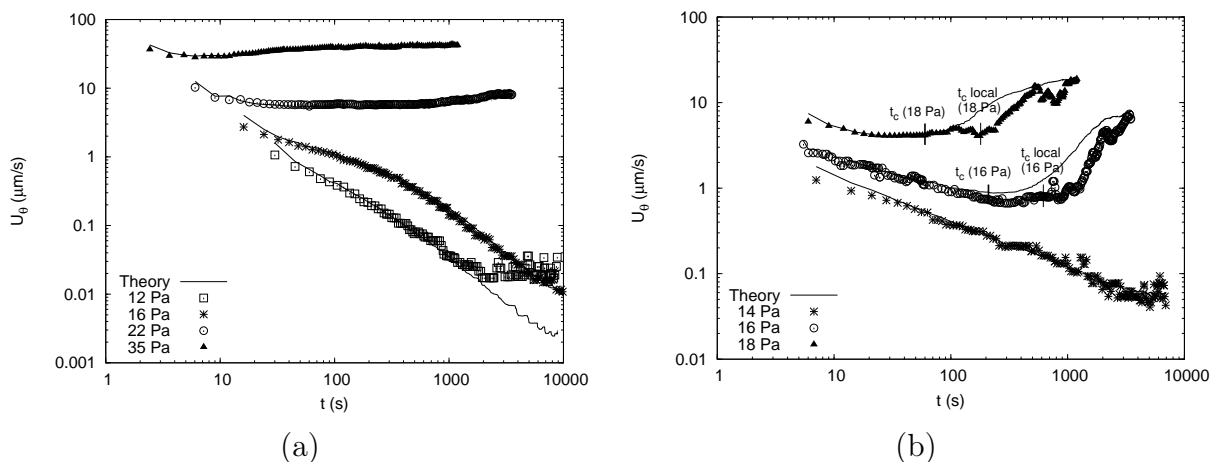


FIGURE 4.30: Réponses locales en vitesse au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) : (a) et (b) évolutions temporelles de la vitesse tangentielle instantanée respectivement pour le gel de carbopol et pour le gel mixte laponite-carbopol.

Dans le cas du gel de carbopol, on observe un bon accord entre la vitesse prédite et celle mesurée localement sauf dans le cas de l'essai à 12 Pa où la vitesse ne décroît plus à partir de 2000 s et présente de fortes fluctuations autour d'une valeur moyenne. L'hypothèse de l'évolution vers un mécanisme de relaxation de structure peut une nouvelle fois être proposée pour expliquer ce comportement.

En ce qui concerne le gel mixte laponite-carbopol, il y a également une bonne concordance entre la théorie et l'expérience dans le cas de l'essai de fluage où la contrainte voisine du seuil (14 Pa) induit une déformation homogène. Pour les deux autres valeurs de contrainte, la valeur du temps de transition permet de distinguer deux régimes. Le premier qui correspond à la décroissance initiale de la vitesse est correctement prédit, ce qui suggère un cisaillement homogène au sein de l'entrefer. Le second se rapporte à l'augmentation au cours du temps de la vitesse. On retrouve donc un minimum comme dans le cas des évolutions du taux de déformation (observation macroscopique). La valeur temporelle de ce minimum correspond donc au temps de transition dans le cas des courbes théoriques. Un retard systématique est observé pour les valeurs issues du suivi particulière. C'est le temps de transition local défini précédemment qui marque le début de l'accroissement des vitesses locales. Les valeurs de vitesse mesurées par la suite sont alors plus faibles que celles prédites. Ces décalages semblent cohérents dans le cadre d'un schéma en bandes de cisaillement avec la zone observée située dans une bande cisailée plus faiblement.

La figure 4.31 montre, en effet, que l'on n'observera pas, ou du moins très peu, de changement local tant que le cisaillement se rencontre dans la bande supérieure proche de la géométrie mobile. Un écart croissant sera même constaté entre les vitesses enregistrées et celles prédites sur la base d'un cisaillement homogène. Pour les instants supérieurs au temps de transition local, le cisaillement de la bande inférieure est modifié et croît avec

le temps. Les vitesses locales augmentent alors. Ce raisonnement simpliste, faisant l'hypothèse d'une localisation spatiale fixe des bandes de cisaillement, permet de comprendre les écarts constatés pour les déplacements cumulés et les profils de vitesse. Par contre, il n'explique pas l'origine du décalage temporel pendant lequel la bande de cisaillement inférieure reste peu affectée par l'évolution de la bande supérieure.

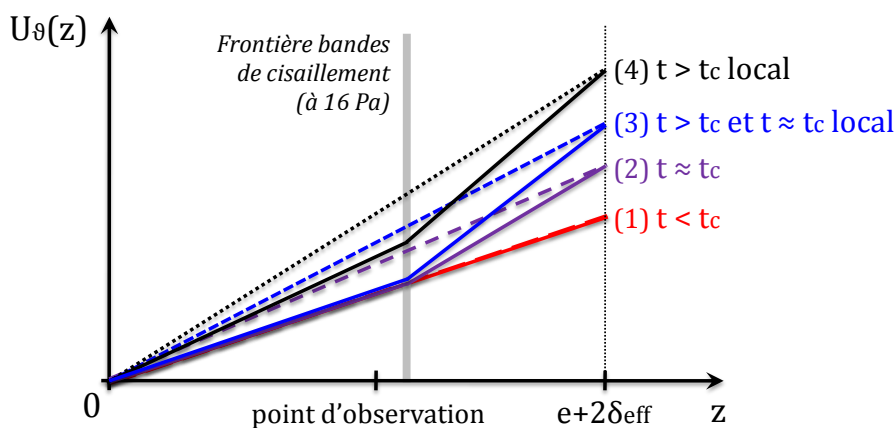


FIGURE 4.31: Réponses en vitesse au sein de l'entrefer en lien avec le temps de transition t_c (cas de la contrainte à 16 Pa, gel mixte laponite-carbopol). Les traits pleins et traits pointillés matérialisent respectivement les profils de vitesse avec bandes de cisaillement et avec cisaillement homogène.

4.4 Dynamique de transition pour une rampe de contrainte

On cherche à évaluer l'influence de l'histoire mécanique sur la réponse en fluage. En pratique, on utilise le protocole d'essais de fluage classique, en insérant une rampe linéaire en contrainte par valeurs croissantes pour "raccorder", d'une façon plus progressive, la phase de repos avec la phase de fluage. Deux niveaux de contrainte en fluage, dont l'un est proche du seuil et l'autre plus grand, sont considérés pour chaque matériau modèle (16 Pa et 22 Pa pour le gel de carbopol, 14 Pa et 16 Pa pour le gel mixte laponite-carbopol). En outre, quatre durées de rampe (10 s, 100 s, 400 s et 1000 s) sont retenues pour cette étude.

4.4.1 Etude macroscopique

A l'échelle macroscopique, on s'intéresse aux réponses expérimentales données directement par l'instrument rhéoscope1 (déformation et taux de déformation).

4.4.1.1 Cas de contraintes imposées proches du seuil de contrainte

Nous allons traiter conjointement le cas du gel de carbopol (fluage à 16 Pa) et celui du gel mixte laponite-carbopol (fluage à 14 Pa). Les résultats sont présentés respectivement sur les figures 4.32 et 4.33.

Le graphique (a) de ces mêmes figures donne l'évolution temporelle de la déformation γ_{tot} pour les différentes histoires mécaniques en distinguant à chaque fois la phase de rampe de celle de fluage. On constate que la déformation instantanée en début d'essai est d'autant plus grande que le temps mis pour atteindre la valeur de contrainte en fluage est court. Dans le cas où la phase de rampe existe, la déformation finale développée est du même ordre de grandeur mais augmente cependant avec la durée de la rampe t_r (soit lorsque le taux d'accroissement de la contrainte est faible). La valeur de déformation, atteinte pour la rampe de 10 s, est très proche de celle initialement observée lorsque l'on réalise directement l'étape de fluage, ce qui laisse penser que, si le taux d'accroissement en contrainte est suffisamment grand, alors les temps caractéristiques du matériau ne permettent pas d'induire de changements significatifs.

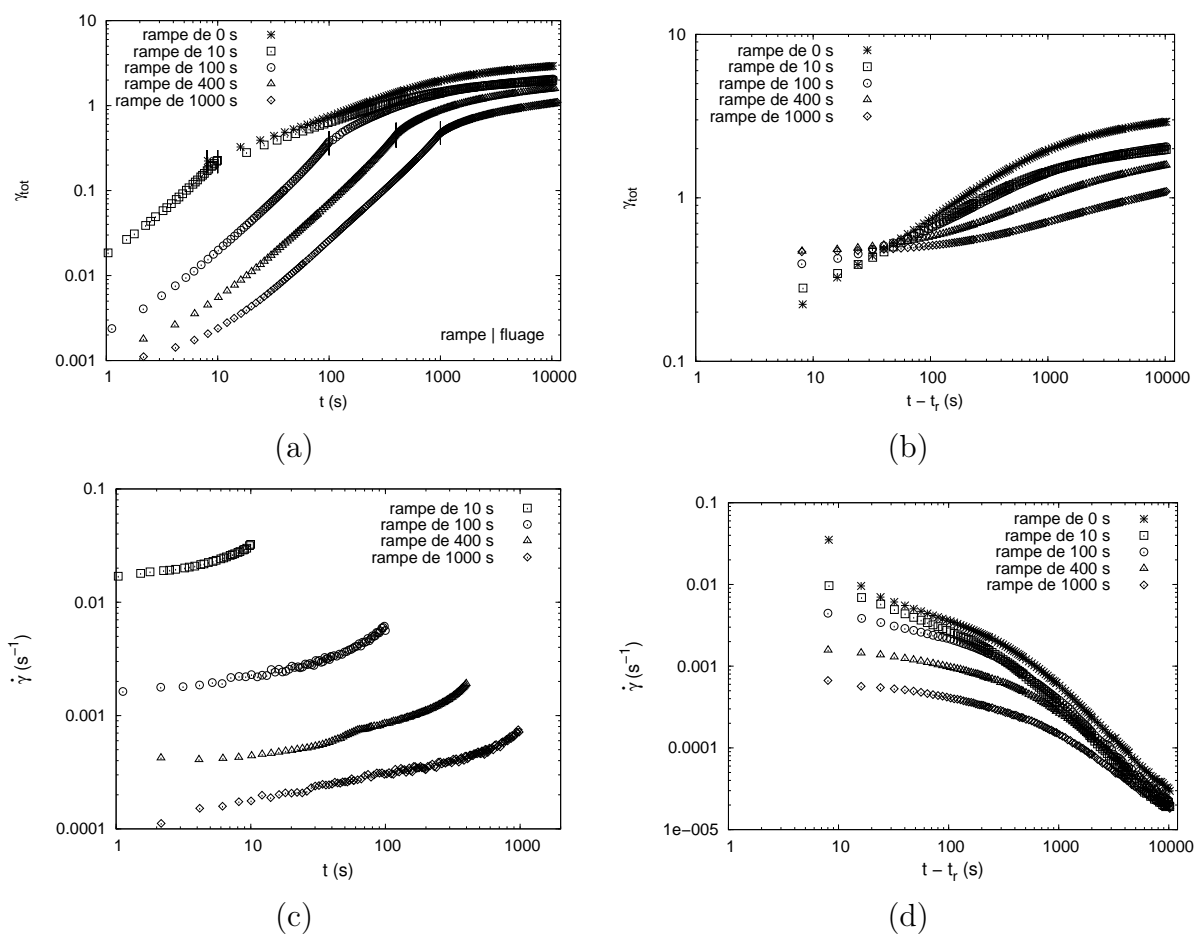


FIGURE 4.32: Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à 16 Pa (gel de carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (phases de rampe et de fluage), (b) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale lors de la phase de fluage, (c) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de rampe, (d) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de fluage. t_r représente la durée de rampe.

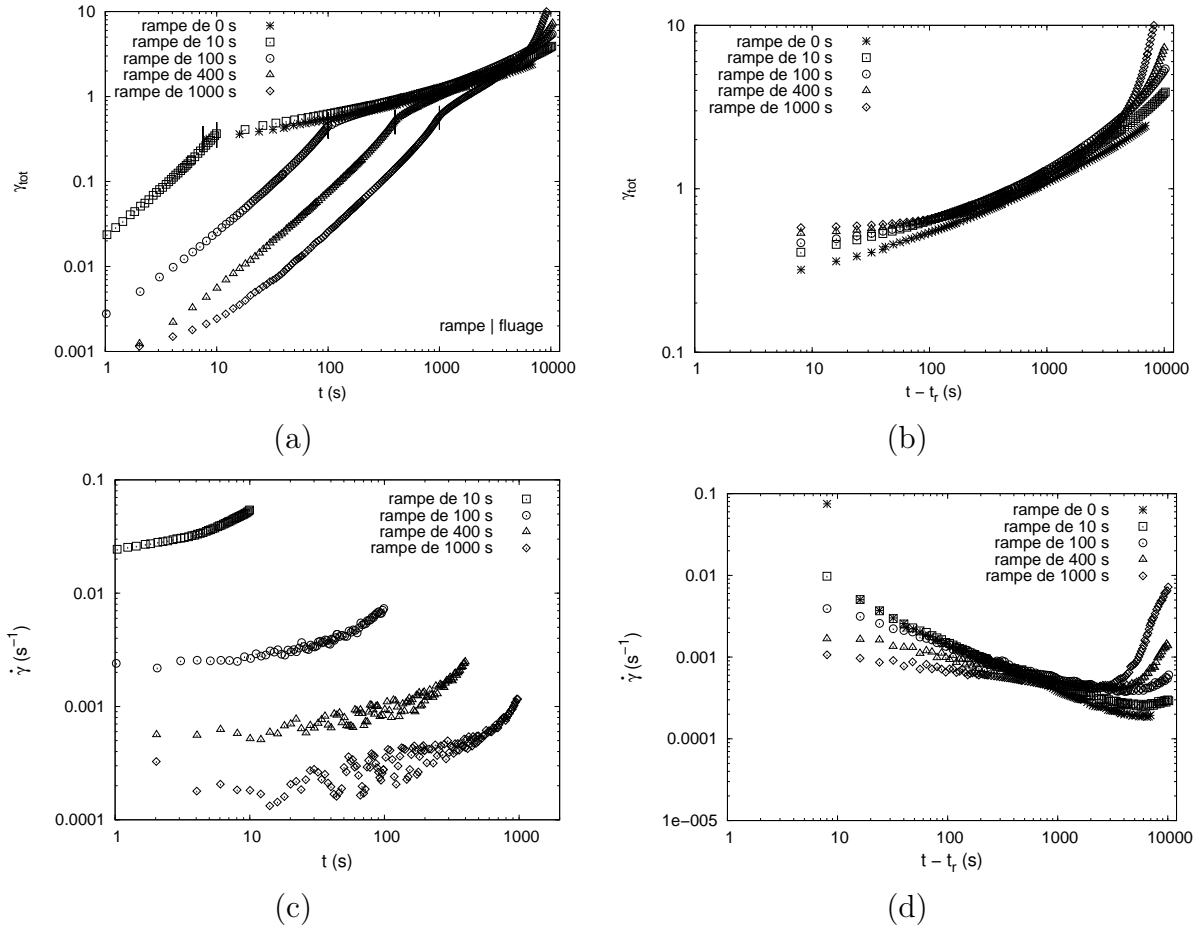


FIGURE 4.33: Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à 14 Pa (gel mixte laponite-carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (phases de rampe et de fluage), (b) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale lors de la phase de fluage, (c) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de rampe, (d) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de fluage. t_r représente la durée de rampe.

Si l'on analyse ces phases de rampe en terme de taux de déformation (graphique (c) des figures 4.32 et 4.33), on peut faire deux constats. Tout d'abord, pour chacun des cas, les valeurs sont du même ordre pour les deux matériaux. Les valeurs augmentent lorsque le taux d'accroissement de la contrainte est plus grand. Cela avait été déjà observé lors des essais de caractérisation sommaire des fluides (chapitre 3). Ensuite, on distingue une évolution en deux temps. Pour chacun d'entre eux, on peut associer un taux d'accroissement. Celui-ci est approximativement de type loi de puissance comme l'indique la tendance quasi linéaire observée en double échelle logarithmique. Pour le second temps, il augmente de manière significative. Un commentaire spécifique doit toutefois être apporté dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, car un régime oscillatoire se superpose à la tendance du premier temps. Ce régime est d'autant plus prononcé que le taux d'accroissement de la contrainte est faible, c'est-à-dire, quand les éléments structuraux du matériau ont le temps de se réorganiser. La période de ces oscillations diminue au cours du temps et varie de 30 à 15 s sur la durée de l'essai.

Il convient également de revenir sur le temps marquant la naissance de l'étape d'augmentation importante du taux de déformation, que l'on appellera temps d'induction t_i . Ce temps ne doit pas être confondu avec le temps de transition car il n'est pas forcément associé à un écoulement final.

Les valeurs relevées, et tracées en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de la contrainte, montrent qu'il existe une même dépendance en relation linéaire pour les deux gels (figure 4.34). La pente de la droite ($\tau_e = 7,9$ Pa) est proche de celle obtenue, lors de l'étude de l'influence du taux de forçage sur le comportement du gel de carbopol, présentée au chapitre 3 ($\tau_e = 7,6$ Pa). Il est intéressant de constater que les valeurs de t_i correspondent à une même valeur de déformation très proche de 0,12 dans le cas du gel de carbopol, et de 0,2 dans le cas du gel mixte laponite-carbopol.

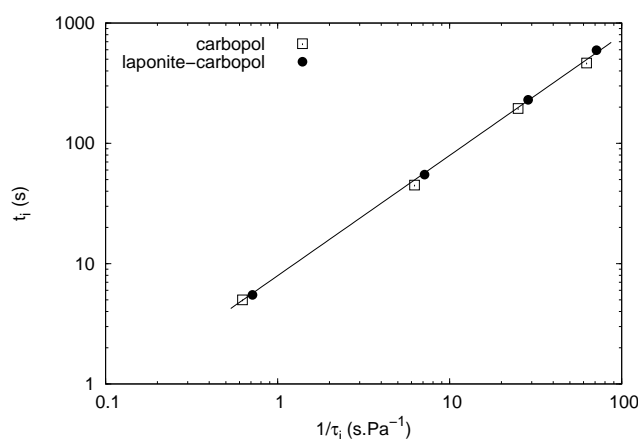


FIGURE 4.34: Temps d'induction en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de la contrainte. Le trait plein est une relation linéaire de pente de 7,9 Pa.

En ce qui concerne l'étape de fluage, celle-ci est influencée par l'histoire mécanique imposée. On peut l'analyser soit en considérant la déformation sur toute la durée de l'essai (graphique (a) des figures 4.32 et 4.33), soit en ne considérant que la période de temps de fluage en prenant comme origine des temps¹ le moment où la phase de fluage commence (graphique (b) des mêmes figures). Dans le deuxième cas, on considérera également l'évolution du taux de déformation (graphique (d) des mêmes figures). Il y a lieu de distinguer les deux gels séparément car seul le gel laponite-carbopol est en mesure d'amorcer une transition solide-liquide, pour le niveau de contrainte de 14 Pa, sur une échelle de temps "raisonnable".

Dans le cas du gel de carbopol, la déformation augmente de manière asymptotique vers une valeur "d'équilibre". Les niveaux de déformations en fin de fluage sont d'autant moins importants que la durée de la phase de rampe est grande. Certes, les niveaux de départ sont plus grands quand l'histoire mécanique a été longue, mais comme l'évolution est moins rapide (taux de déformation plus faibles), on aboutit au constat précédent (figure 4.32(b)). L'évolution monotone décroissante du taux de déformation (figure 4.32(d)) indique que le matériau présente toujours un caractère solide. Ces observations suggèrent qu'il y a

1. La variable de temps sera alors $t - t_r$.

davantage d'éléments contribuant à la réorganisation du matériau en phase de fluage lorsque la durée de la phase de rampe est courte ou nulle. Lorsque la phase de rampe est suffisamment longue, elle induit déjà de nombreux réarrangements sans qu'il y ait une perte de l'intégrité de la structure macroscopique.

De manière assez étonnante, les courbes de déformation de la phase de fluage (figure 4.32(b)) présentent un point de croisement unique de coordonnées 0,5 en déformation et 45 s en temps.

Concernant le gel mixte laponite-carbopol, l'évolution de la déformation est cette fois strictement croissante avec une évolution beaucoup plus rapide en fin d'essai qui traduit une situation de mise en écoulement (figure 4.33(a)). Approximativement, des évolutions très semblables sont observées sur la période 100-1000 s si l'on ne considère que la phase de fluage (figure 4.33(b)). Le tracé du taux de déformation au cours du temps met en évidence un minimum qui définit le temps de transition critique t_c comme vu précédemment. On constate que ce minimum apparaît d'autant plus tôt que le taux d'accroissement en contrainte est faible (figure 4.33(d)). Les valeurs de taux de déformation associées sont quant à elles plus élevées. Il faut garder en mémoire que dans le cas d'un essai de fluage seul où le niveau de contrainte est juste supérieur au seuil de contrainte, on est en présence de bande de cisaillement au sein de l'entrefer. Ce même phénomène doit vraisemblablement avoir lieu au cours de la transition que l'on observe sur une période d'autant plus longue que le temps de rampe est long.

Le point de transition critique dépend donc directement de l'histoire mécanique du fluide. Si l'on considère toute l'histoire du fluide, on constate que les valeurs de temps de transition critique $t_c + t_r$ forme une fonction de puissance croissante du taux d'accroissement de la contrainte (figure 4.35).

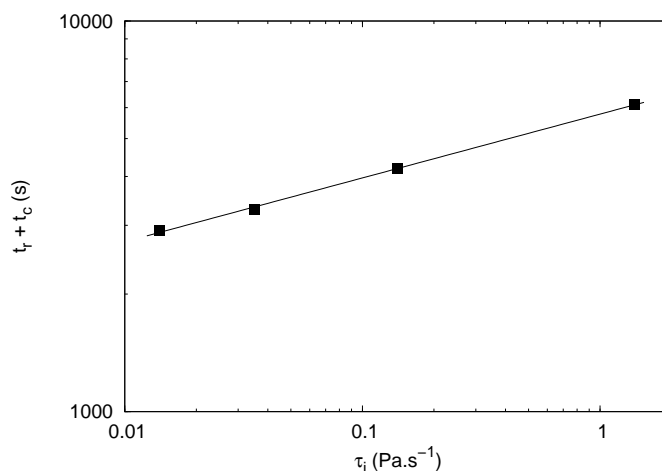


FIGURE 4.35: Valeurs de temps de transition critique $t_c + t_r$ en fonction du taux d'accroissement de la contrainte. Le trait plein matérialise une loi de puissance d'exposant de 0,163.

4.4.1.2 Cas de contraintes imposées plus grandes que le seuil de contrainte

Pour cette étude, on a choisi les contraintes de 22 Pa et de 16 Pa respectivement pour le gel de carbopol et le gel mixte laponite-carbopol. Ces valeurs de contrainte permettent de produire des niveaux de déformation d'écoulement, pour les deux matériaux modèles, qui sont voisins. On compare les résultats obtenus avec l'essai de fluage classique (pas de rampe), avec ceux de l'essai de fluage précédé d'une augmentation régulière de la contrainte (rampe de 1000 s).

Les évolutions temporelles de la déformation révèlent, dans tous les cas, un accroissement significatif qui traduit la mise en écoulement du matériau (figures 4.36(a1) et 4.36(a2)).

L'évolution est régulière dans le cas du gel de carbopol et l'on sait que le champ de vitesse est homogène au sein de l'entrefer (figure 4.9). Il y a la présence d'un point d'inflexion pour le gel mixte laponite-carbopol, dans le cas où l'on réalise directement l'essai de fluage. On rappelle que les profils de vitesse obtenus aux alentours de cet instant caractéristique montrent que l'on est en présence d'un régime d'écoulement en bandes de cisaillement (figure 4.13).

Dans le cas où une phase de rampe précède l'essai de fluage, l'évolution présente toujours un point d'inflexion pour les deux types de gel. Contrairement au cas des niveaux de contrainte proches du seuil, la transition solide-liquide s'amorce au cours de la phase de rampe (puisque l'on franchit le seuil de contrainte). On obtient alors une meilleure continuité entre l'étape de rampe et celle de fluage : le rythme d'évolution de la déformation est conservé au lieu de décroître, comme précédemment, dans les premiers instants de la phase de fluage.

Bien que les histoires mécaniques soient différentes, les déformations du matériau, développées avec le même niveau maximal de sollicitation mécanique, tendent à se rejoindre en fin d'essai. Elles sont toutefois plus grandes dans le cas où l'essai comporte une phase de rampe.

Les évolutions temporelles du taux de déformation ont déjà été décrites, dans le cas d'un essai seul de fluage, dans le paragraphe 4.3.1.1. On a un minimum dont la position temporelle caractérise un temps de transition.

Dans le cas de la succession d'une phase de rampe et de fluage (figures 4.36(b1) et 4.36(b2)), on retrouve la première étape caractéristique de la phase de rampe, à savoir une évolution en loi de puissance sur une période dite d'induction. Le comportement oscillatoire est de nouveau présent dans le cas du gel laponite-carbopol. Les temps d'induction pour chacun des essais caractérisés par des taux d'accroissement de 0,022 Pa/s (gel de carbopol) et 0,016 Pa/s (gel de laponite-carbopol) vérifient correctement la relation linéaire décrite précédemment (figure 4.34). La valeur de contrainte associée à ce temps d'induction est quasiment identique pour les deux gels (valeur moyenne de 7,7 Pa).

Cette fois ci, le temps d'induction t_i peut être vu comme le temps caractéristique de transition car, au delà de t_i , la phase de rampe se poursuit et applique des niveaux de contrainte bien supérieurs au seuil, de sorte que le taux de déformation continue à croître fortement au cours des premiers instants de la phase de fluage (au lieu de décroître comme s'était le cas pour des contraintes finales voisines du seuil).

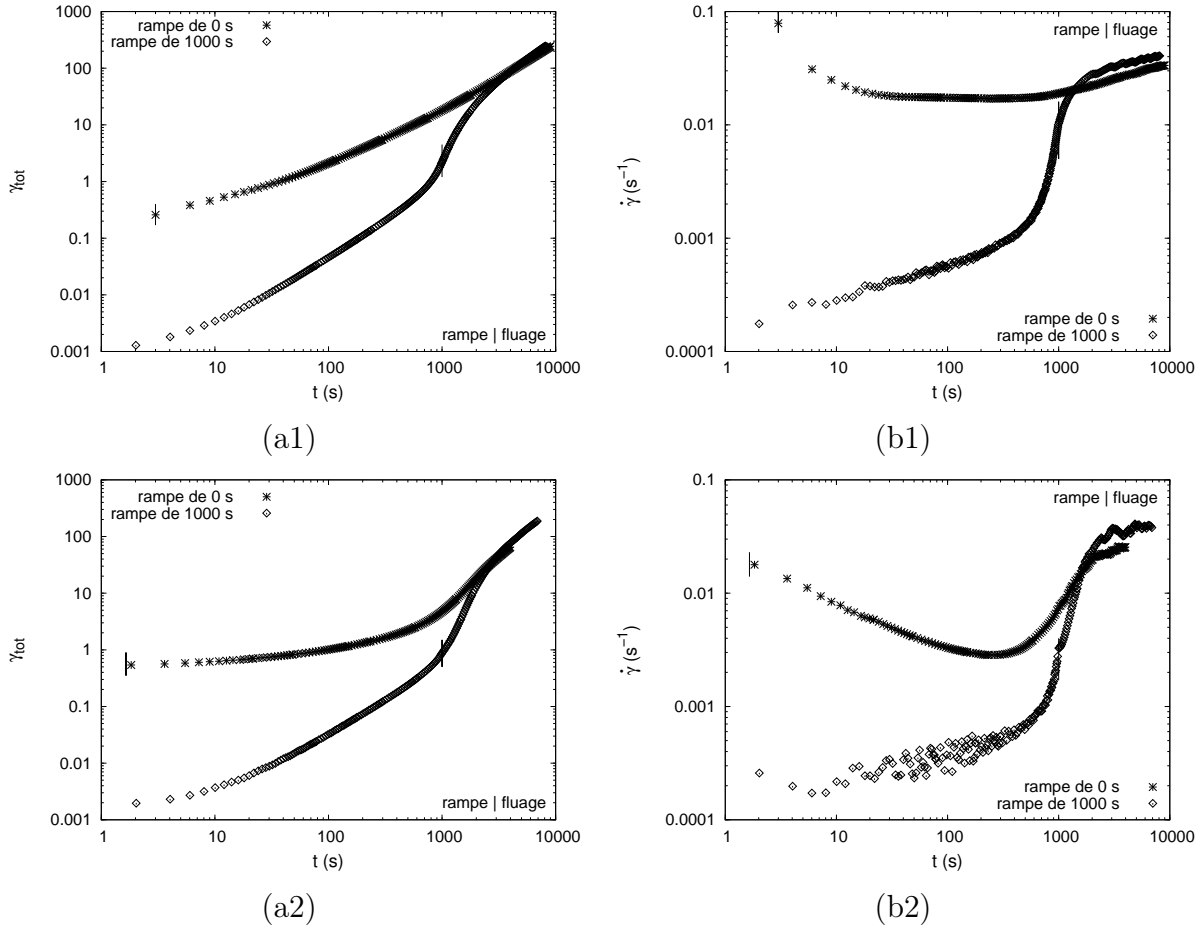


FIGURE 4.36: Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à (1) 22 Pa (gel de carbopol) et (2) 16 Pa (gel de laponite-carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (rampe et fluage), (b) évolutions temporelles du taux de déformation (rampe et fluage).

La durée de la phase de fluage est suffisamment longue pour observer, *in fine*, une “stabilisation” de l'évolution du taux de déformation. On retrouve alors une évolution croissante plus lente similaire à celle observée lors des essais de fluage seuls, cela dit, elle semble beaucoup moins régulière. Pour les deux types d'histoire mécanique, les niveaux de vitesse de cisaillement obtenus sont du même ordre de grandeurs mais sont plus grands dans le cas de l'application d'une rampe en contrainte. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, on doit plutôt considérer une vitesse de cisaillement apparente du fait de l'existence de bandes de cisaillement.

4.4.2 Etude locale

A l'échelle locale, on focalise sur les processus de déformation/écoulement pour une seule position dans l'entrefer ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm), qui a été utilisée au point 4.3. Cette étude concerne tous les essais décrits précédemment (cf. section 4.4.1).

4.4.2.1 Cas de contraintes imposées proches du seuil de contrainte

Comme précédemment, l'analyse des coordonnées des particules suivies vont être exploitées au moyen de l'historique de la marche particulière, du suivi temporel du déplacement "angulaire équivalent" pour chaque direction du plan image, et du suivi temporel du déplacement cumulé.

L'historique de la marche particulière (figure 4.37) dans le cas du gel de carbopol (a1) et du gel de laponite-carbopol (a2) révèle deux tendances opposées en ce qui concerne la portée selon la direction X . Pour le premier matériau, elle est d'autant plus courte que le taux d'accroissement de la contrainte, pour atteindre la valeur de fluage, est faible ; alors que, pour le second, plus thixotrope, c'est le contraire.

La matérialisation du passage de la phase de rampe à la phase de fluage indique que le chemin parcouru lors de la phase de rampe augmente avec la durée de la rampe en contrainte et que la différence est faible pour les durées de 400 s et 1000 s. Cela est en accord avec les valeurs de déformations finales macroscopiques observées précédemment.

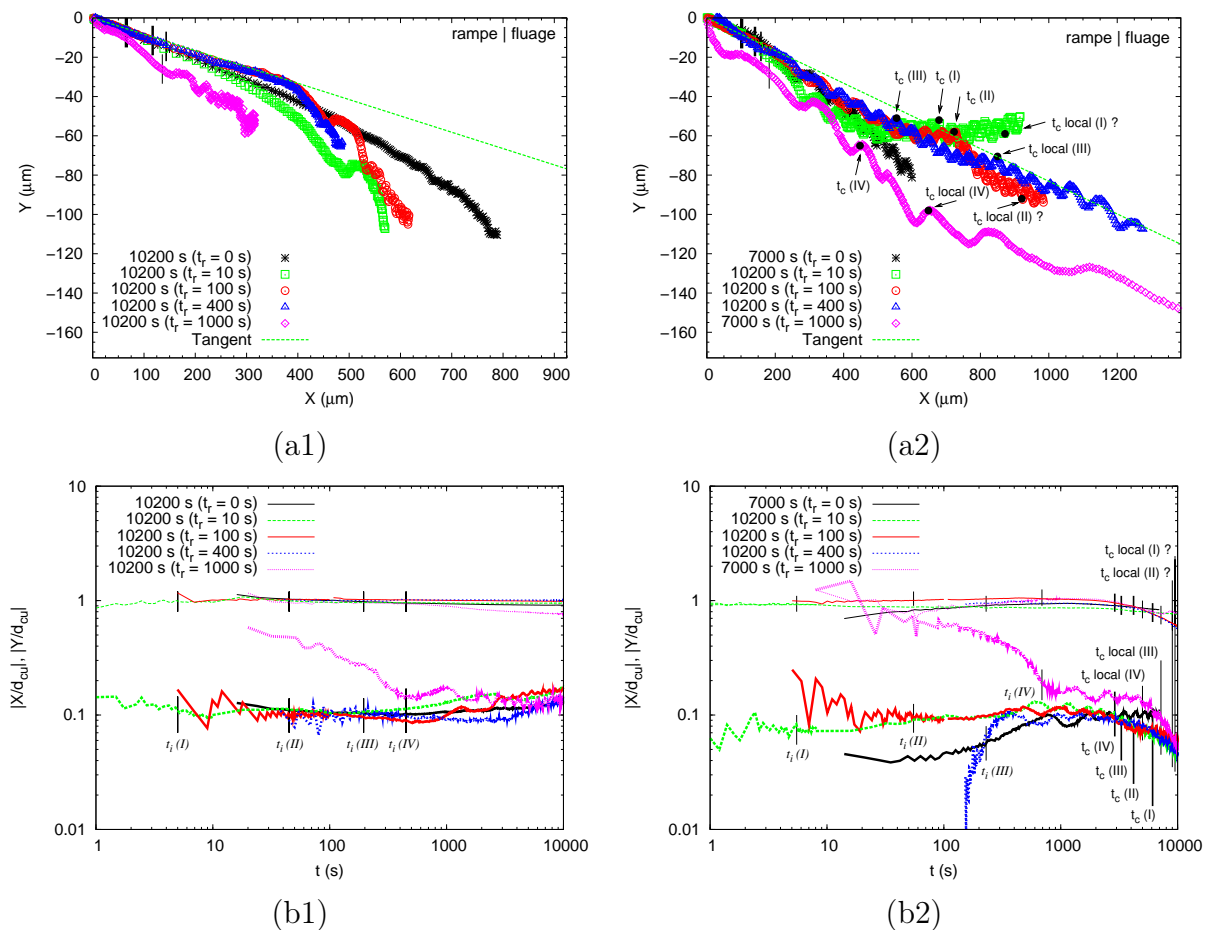


FIGURE 4.37: (a) Histoire de la marche particulière et (b) l'évolution temporelle des coordonnées absolues adimensionnées pour les phases de rampe et de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa, (2) cas du gel mixte laponite-carbopol à 14 Pa. Pour les figures (b), les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$. (I), (II), (III) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 10 s, 100 s, 400 s et 1000 s.

La présence d'un déplacement secondaire oscillatoire dans le cas du gel de carbopol est encore rencontrée en fin d'essai surtout pour les taux d'accroissement de la contrainte les plus faibles.

Le phénomène de déviation radiale, dans le sens centrifuge (sauf étonnamment pour le cas de la rampe de 10 s pour le gel de laponite-carbopol), est de nouveau présent et se manifeste après que les particules aient empruntées une trajectoire principalement tangentielle, excepté pour le plus faible taux d'accroissement de la contrainte où la déviation radiale est immédiate pour les deux fluides. Ce cas est d'ailleurs très spécifique car dans le cas du gel de carbopol, un comportement oscillatoire se met en place (dès le début de la phase de fluage) de manière identique à celui rencontré lors d'un essai de fluage avec une contrainte en deçà du seuil (12 Pa), ce qui donne l'image d'un piégeage spatiale de la particule. Pour le gel mixte laponite-carbopol, la période spatiale qui avait peu augmentée jusqu'à là, devient beaucoup plus irrégulière et les oscillations semblent même disparaître. L'instant correspondant à la modification du "schéma" oscillatoire est plus grand que celui correspondant au temps de transition macroscopique. D'une manière générale, on ne décèle pas de changements particuliers sur la marche particulaire pour le temps de transition macroscopique qui a pu être défini seulement pour le gel de laponite-carbopol. La réponse observée avec le gel de laponite-carbopol pour le temps de rampe de 1000 s, rappelle plutôt celle obtenue dans le cas d'un essai de fluage donnant lieu à la mise en écoulement du matériau.

Les courbes du déplacement angulaire local équivalent adimensionné selon la direction X et Y (X/d_{cu} et Y/d_{cu}) (figure 4.37) dans le cas du gel de carbopol (b1) et du gel de laponite-carbopol (b2) soulignent, de manière logique, que le déplacement selon X est le mouvement principal directement engendré par la rotation de la géométrie. En effet, on observe des valeurs de X/d_{cu} évoluant peu et proches de 1. Les cas qui se dénotent sont ceux du temps de rampe de 1000 s pour les deux types de gel et celui du temps de rampe de 400 s pour le gel de laponite-carbopol.

Les évolutions de la coordonnée Y adimensionnée sont beaucoup plus marquées et restent d'un ordre de grandeur inférieures à celles de la coordonnée X sauf dans le cas du plus faible taux d'accroissement de la contrainte pour les deux types de gel. Il est important de souligner que le phénomène de "bruit" constaté sur les tracés est un artefact lié à la densité de points et au mode de tracé épais avec le logiciel Gnuplot.

Les différents temps d'induction et de transition (si le phénomène se produit macroscopiquement) ont été portés sur les graphiques afin d'identifier des comportements locaux associés. Il apparaît que l'évolution de la coordonnée Y varie, dans des proportions plus ou moins importantes, au cours des premiers instants de l'essai. Le temps d'induction t_i marque la stabilisation de l'évolution. Ce phénomène est le plus flagrant dans le cas du plus faible taux d'accroissement de la contrainte. En ce qui concerne le temps de transition t_c , il n'est pas associé à une modification particulière. Il faut en fait considérer, de nouveau, un temps de transition local qui est plus grand que le temps de transition. Celui-ci correspond à une chute importante de la coordonnée Y .

L'analyse en terme de déplacements cumulés (figure 4.38) montre que les évolutions sont très analogues à celles de la déformation totale présentée précédemment (figures 4.32 et 4.33). Les mêmes commentaires peuvent être faits à partir de ces données locales que

ce soit en considérant l'ensemble de l'essai (rampe et fluage, figure 4.38(a)) ou seulement la phase de fluage (figure 4.38(b)).

Si l'on compare les valeurs obtenues à celles prédites, on remarque qu'il existe une différence dans la phase de rampe en contrainte dans le cas où l'évolution de la coordonnée Y présente une amplitude importante (cette différence est très notable dans le cas du temps de rampe de 1000 s pour le gel de laponite-carbopol). Globalement, on reproduit la tendance et on peut aboutir éventuellement de nouveau à une coïncidence des courbes théoriques et expérimentales en fin de phase de rampe.

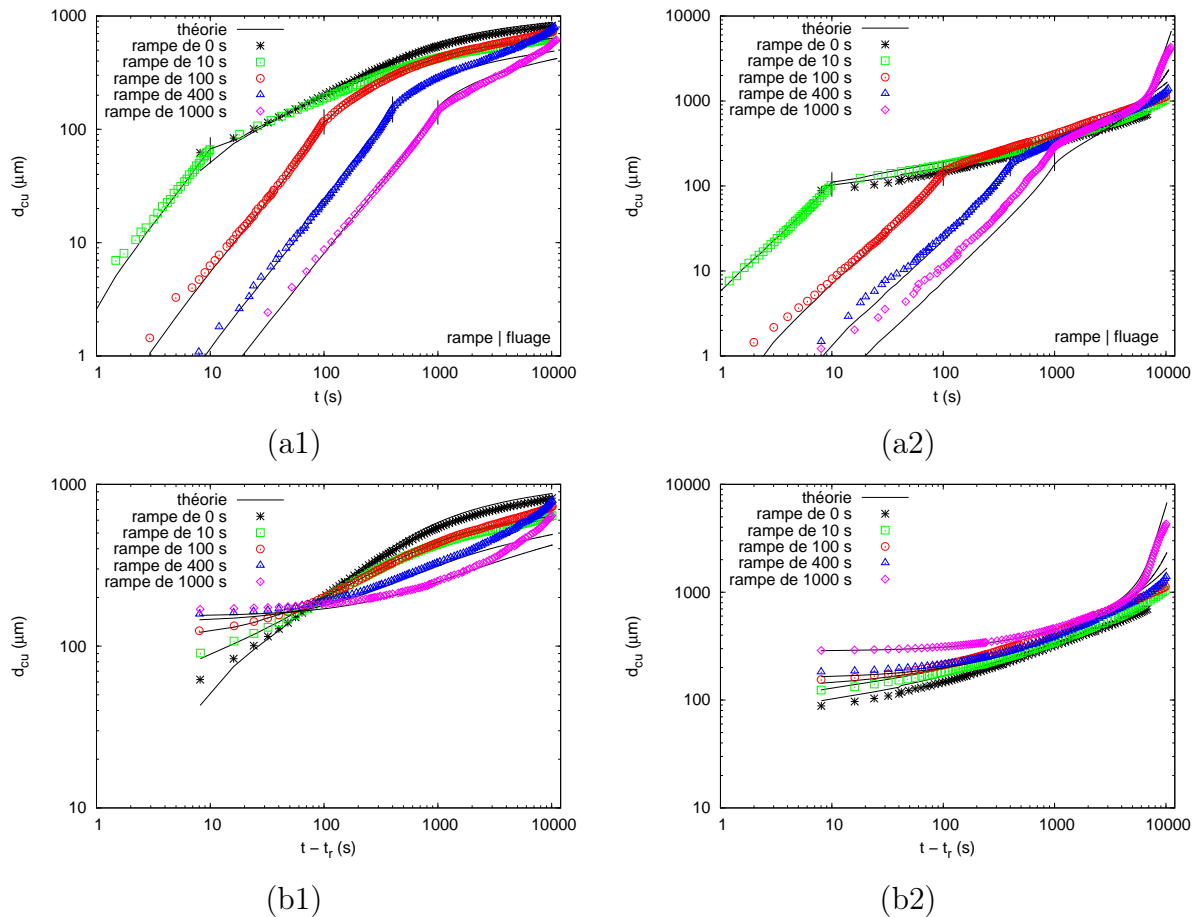


FIGURE 4.38: (a) Evolution temporelle complète de déplacements cumulés totaux, (b) évolution temporelle de déplacements cumulés totaux dans les phases de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa, et (2) cas du gel de laponite-carbopol à 14 Pa.

Si l'on examine isolément la phase de fluage (figure 4.38(b)), on observe, dans le cas du gel de carbopol, que l'évolution basée sur les données macroscopiques coïncide avec celle locale excepté pour les deux plus faibles taux d'accroissement de la contrainte. On constate, en effet autour de 2000 s, des valeurs de déplacements cumulés plus grandes que celles prédites, qui ont pour origine, vraisemblablement, les mécanismes d'organisation structurelle. La relaxation, qui a eu le temps de s'opérer au cours de la phase de rampe compte tenu des faibles taux d'accroissement de sollicitation mécanique (i.e. diminution des sources de contrainte en nombre et intensité selon le schéma de Cipelletti et al. [23]), ferait alors place à des réarrangements très localisés (effets de contractions/dilatations

et/ou des temps caractéristiques liés aux interactions à l'origine de la thixotropie?). Les déplacements sont ainsi principalement radiaux avec une composante aléatoire.

Dans le cas du gel de laponite-carbopol, on considère, pour l'essai avec la rampe de 1000 s, l'évolution théorique "recalée" à l'instant initial pour qu'elle corresponde aux données expérimentales. On remarque qu'un écart systématique apparaît en fin d'essai si la phase de rampe est présente. Cette fois-ci, la déformation locale est inférieure à celle estimée macroscopiquement en supposant un cisaillement homogène. Cette observation suggère alors l'apparition de bandes de cisaillement.

La figure 4.39 présente, pour finir, les évolutions temporelles de la vitesse particulaire. On utilise la même méthode de calcul que celle exposée au point 4.3.2. On présente séparément la phase de rampe et la phase de fluage en définissant à chaque fois l'origine des temps au début de chaque phase. Les conclusions que l'on peut tirer de ces évolutions en fonction de l'histoire mécanique restent les mêmes (évolution en deux temps des vitesses lors de la phase de rampe caractérisée par l'existence d'un temps d'induction, évolution décroissante du temps de transition avec le temps de rampe dans le cas du gel de laponite-carbopol, ...).

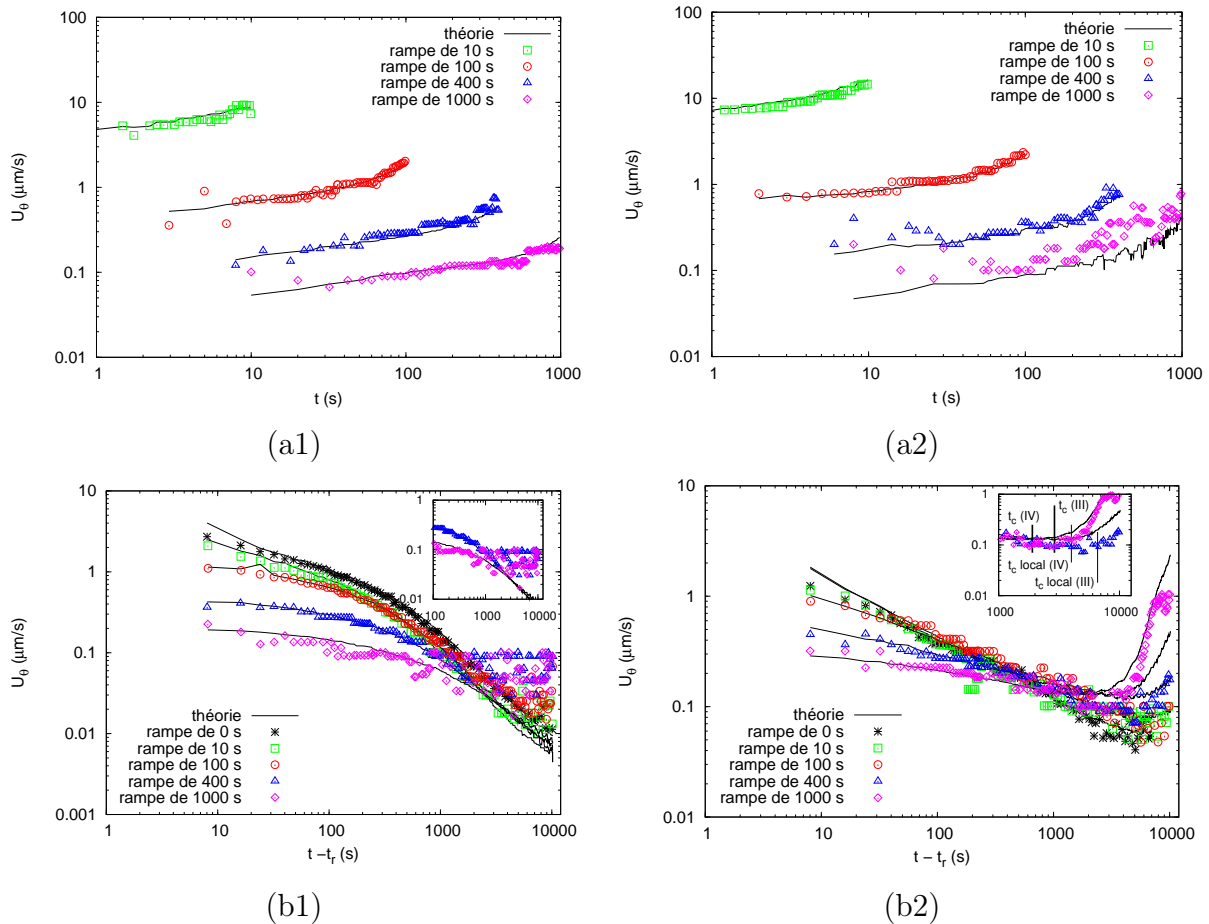


FIGURE 4.39: Evolution temporelle de vitesses tangentielles instantanées lors de (a) l'étape de rampe et (b) l'étape de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa et (2) cas du gel de laponite-carbopol à 14 Pa. (III) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 400 s et 1000 s.

On peut toutefois remarquer que le régime oscillatoire des vitesses locales dans le cas du gel de laponite-carbopol (temps de rampe de 400 s et 1000 s) est nettement moins marqué et régulier. Cela est dû à la méthode de calcul qui comporte un filtre médian. Celui-ci a également été appliqué sur les courbes théoriques issues des données macroscopiques, et on constate également la très forte atténuation des oscillations initialement existantes.

La comparaison entre les données expérimentales et celles prédites va dans le même sens que celle faite pour le paramètre de déplacement cumulé.

Pour la phase de rampe, seul l'essai avec le plus faible taux d'accroissement de la contrainte avec le gel de laponite-carbopol donne lieu à un écart mais la tendance et l'ordre de grandeur sont bien respectés.

Une nouvelle fois, les essais avec un temps de rampe de 400 s et 1000 s pour le gel de carbopol se dénotent des autres lors de la phase de fluage. Comme précédemment, le comportement spécifique intervient aux alentours de 2000 s. Les valeurs de vitesse fluctuent alors autour d'une valeur moyenne alors que macroscopiquement, elles décroissent de manière monotone. Cela confirme que localement, la relaxation structurelle s'étant opérée principalement tout au long de la phase de rampe, on assiste simplement à des réarrangements à vitesse "fixe" sans que la structure macroscopique soit fragilisée.

Quant au gel de laponite-carbopol, les courbes expérimentales et théoriques exhibent un minimum, dont la position temporelle définit un temps de transition. Le temps de transition local est plus grand que celui macroscopique, et il concorde avec celui vu lors de l'analyse des trajectoires. Les vitesses mesurées localement sont donc plus faibles que celles prédites au delà du temps de transition macroscopique, ce qui est en accord avec un schéma en bandes de cisaillement.

4.4.2.2 Cas de contraintes imposées plus grandes que le seuil de contrainte

Dans la mesure où l'étude macroscopique a montré que la transition s'opérait au cours de la phase de rampe, on décide de présenter principalement l'historique de la marche particulière pour cette phase (figure 4.40). Il reste seulement à préciser que la portée totale du déplacement particulière, pour les deux types de gel, est plus grande dans le cas où la phase de rampe existe, ce qui est en accord avec les valeurs de déformation enregistrées.

L'ensemble de l'exploitation des coordonnées du suivi particulière comporte les évolutions temporelles, sur toute la durée des essais, des déplacements angulaires équivalents selon les directions X et Y , des déplacements cumulés et des vitesses (toujours calculée par dérivation en utilisant un filtre médian). Tous ces résultats sont regroupés sur les figures 4.40 et 4.41. Les différents temps caractéristiques macroscopiques identifiés précédemment sont également reportés. On ajoute également le temps de transition local qui s'obtient à l'aide de l'évolution des vitesses particulières au cours du temps en considérant l'instant pour lequel il y a une augmentation de celles-ci.

L'historique de la marche particulière des phases de rampe présente, dans le cas du gel de carbopol, une progression assez régulière qui dévie radialement essentiellement au début de l'essai. Pour le gel de laponite-carbopol, l'évolution est plus irrégulière. Le temps d'induction t_i marque une transition vers plus de régularité et un déplacement porté plutôt selon la direction tangentielle.

En ce qui concerne les essais de fluage seul, la progression est plus ou moins régulière excepté pour le cas du gel mixte laponite-carbopol à partir du temps de transition local.

Les coordonnées adimensionnées (figures 4.40(a2) et 4.40(b2)) révèlent des évolutions avec des changements plus facilement identifiables. Tout d'abord, les valeurs des abscisses proches de 1 et celles des ordonnées 10 fois plus faibles, caractérise le fait que le déplacement angulaire induit un déplacement plus selon X que Y .

Dans le cas où il n'y a pas de rampe, le gel de carbopol donne lieu à des évolutions légèrement croissantes où il ne semble pas possible de trouver une corrélation avec le temps de transition identifié précédemment. Pour le gel de laponite-carbopol, ces évolutions sont plutôt constantes initialement puis présentent une décroissance significative aussi bien pour la coordonnée X que Y mais non simultanément. Le temps de transition macroscopique correspond alors à la décroissance de la coordonnée X . Un temps de transition local, qui peut aussi être défini dans le cas présent, se matérialise sur la courbe de la coordonnée Y par la décroissance brutale.

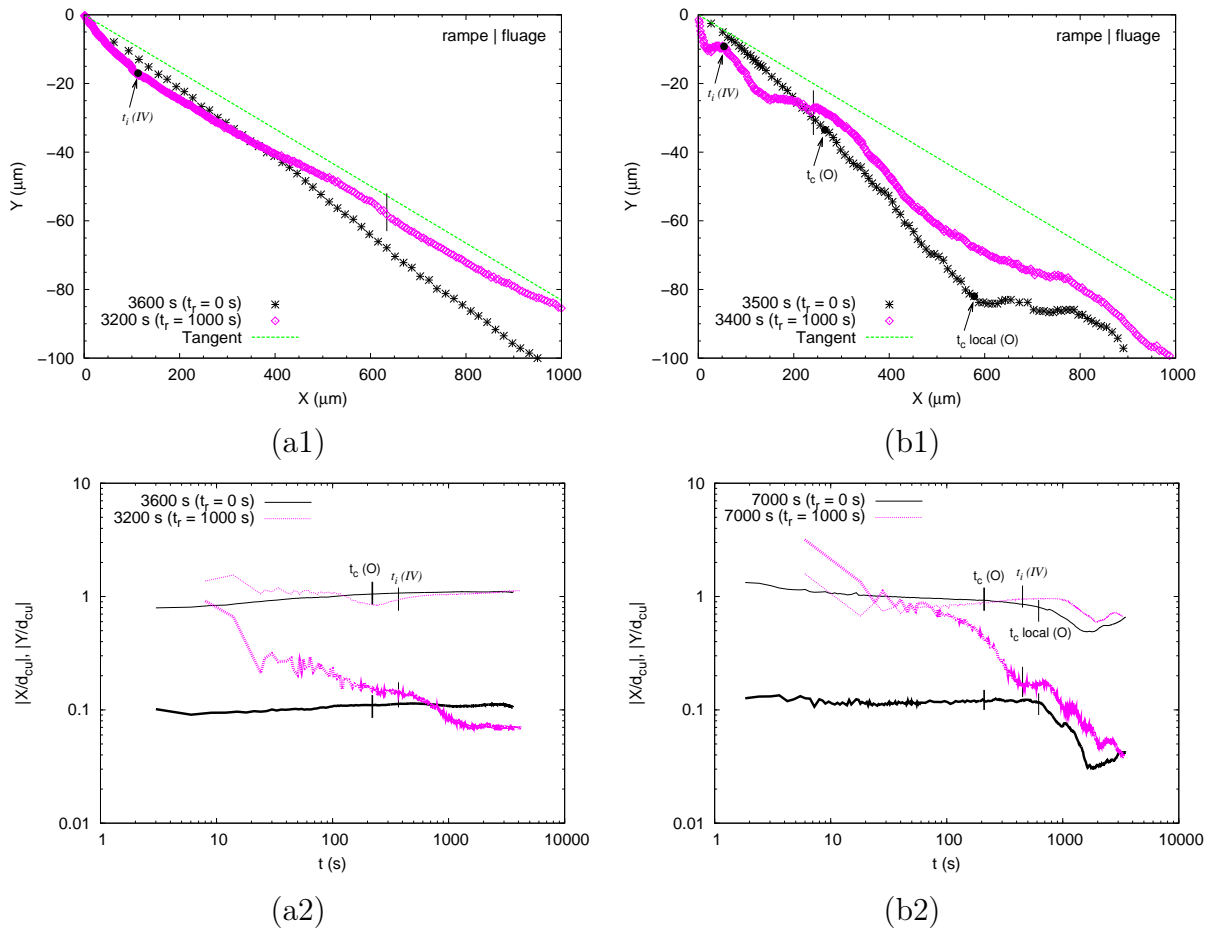


FIGURE 4.40: (a) Cas du gel de carbopol à 22 Pa, et (b) cas du gel mixte laponite-carbopol à 16 Pa : (1) histoire de la marche particulière, (2) évolution temporelle des coordonnées adimensionnées pour les phases de rampe et de fluage (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$). (O) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 0 s et de 1000 s.

L'ajout de la phase de rampe modifie fortement la réponse, et principalement celle de la coordonnée Y . Les valeurs sont au départ du même ordre de grandeur que celles de la coordonnée X , puis elles chutent de manière importante. La réponse est très semblable à celle obtenue avec l'essai comportant une même rampe mais une contrainte voisine du seuil. Cela suggère, que le ratio existant entre le temps caractéristique de sollicitation et celui d'évolution de la structure, joue un rôle fondamental. Le temps d'induction, qui implique cette fois une transition vers l'état liquide, se caractérise par l'instant où la coordonnée Y passe à un régime plutôt constant pendant une certaine période.

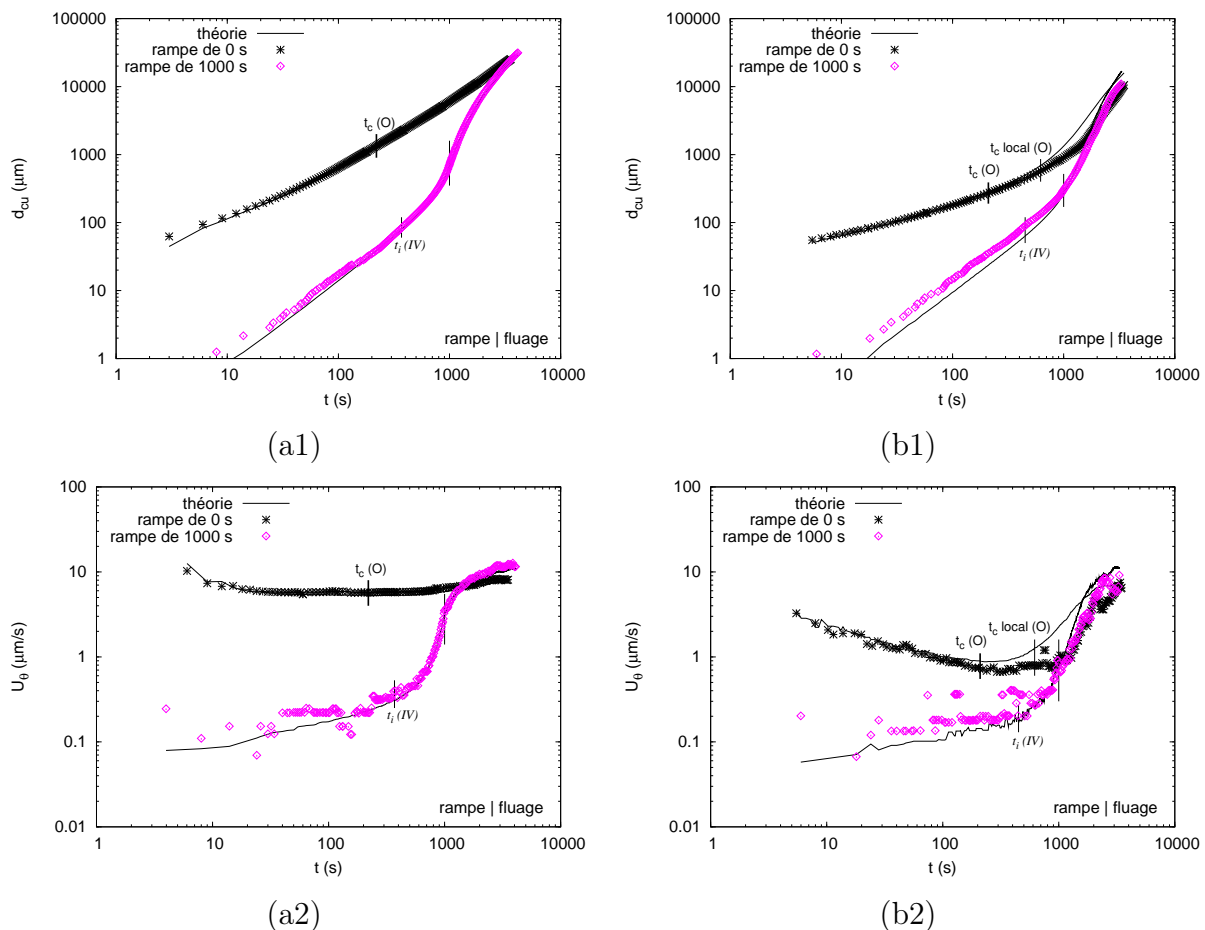


FIGURE 4.41: (a) Cas du gel de carbopol à 22 Pa, et (b) cas du gel mixte laponite-carbopol à 16 Pa : (1) évolution temporelle des déplacements cumulés, (2) évolution temporelle des vitesses particulières. (O) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 0 s et de 1000 s.

L'emploi du paramètre "déplacement cumulé" (figures 4.41(a1) et 4.41(b1)) permet de comparer le déplacement induit local et celui estimé à partir du mouvement angulaire de la géométrie. Dans le cas du gel de carbopol, on assiste à une bonne concordance entre les données locales et celles calculées à partir des données macroscopiques. Pour le gel de laponite-carbopol, un écart est observé dans le cas de l'essai de fluage seul, pour les instants supérieurs au temps de transition local. Les déplacements observés sont alors systématiquement plus faibles que ceux prédits. Dans le cas de la présence d'une phase de rampe, les valeurs calculées reproduisent la tendance mais, elles sont sous-estimées durant

la phase de rampe, et surestimées dans la phase de fluage.

Les profils de vitesse locale (figures 4.41(a2) et 4.41(b2)), pour les deux types de gel, ne reproduisent pas le phénomène d'oscillation, dans le cas de l'histoire mécanique comportant une rampe, du fait de l'utilisation d'un filtre médian dans les procédures de calcul. Les critères retenus pour définir macroscopiquement les temps de transition et d'induction restent valables pour les données locales.

Dans le cas du gel de carbopol, l'hypothèse d'un cisaillement homogène au sein de l'entrefer est vérifiée si bien que l'on a un bon accord entre les profils de vitesse particulière et ceux macroscopiques. Cela n'est plus le cas à partir d'un certain temps pour le gel de laponite-carbopol. En effet, pour l'essai de fluage seul, les vitesses locales restent constantes au-delà du temps de transition macroscopique puis augmentent de manière importante pour un instant un peu plus grand que le temps de transition local. C'est la même valeur de temps (1000 s, étonnamment la fin de rampe) qui marque le moment où les vitesses locales sont plus faibles que celles estimées, dans le cas de l'essai comportant une rampe (avant cet instant, on ne différencie pas les valeurs de vitesse particulière et de celles prédites). Par ailleurs, les valeurs de vitesse locale sont identiques, quelle que soit l'histoire mécanique, pour ce temps particulier. Ces résultats semblent cohérents avec le schéma d'apparition d'une organisation spatiale en bandes de cisaillement (figure 4.31) qui s'avère indépendante de l'histoire mécanique. Par contre, les valeurs de vitesse de cisaillement des bandes n'évoluent pas identiquement selon l'histoire mécanique jusqu'au temps de 1000 s.

4.5 Conclusion

Cette partie de thèse traite de l'importance de l'étude locale pour enrichir la compréhension de la problématique de la transition solide/liquide de la matière selon le niveau de la sollicitation mécanique appliquée. Le seuil de contrainte et la thixotropie sont deux paramètres clés qu'il faut, et qui ont été considérés.

Les premiers résultats du chapitre ont mis en évidence la dépendance de contrainte appliquée sur les champs d'écoulement du matériau à seuil. Le matériau peut présenter une coexistence des comportements solides et liquides si le niveau du cisaillement imposé n'est pas suffisamment important (i.e. contraintes proches du seuil). En générale, les zones solides sont localisées près du plan fixe inférieur et les zones liquides près du plan mobile supérieur. La coexistence de ces zones de comportement est connue comme le phénomène de bandes de cisaillement dont l'organisation spatiale varie au cours du temps et en fonction de la contrainte imposée. Nous avons également montré qu'il existe un effet de rugosité de la géométrie utilisée. Par rapport à la géométrie *PP28 Al/PMMA rugueux*, la géométrie *PP28 dentés* est capable de mieux maîtriser l'entraînement de fluide au sein de l'entrefer.

D'une façon similaire à la réponse macroscopique, la dynamique locale après l'arrêt du cisaillement présente aussi deux temps de relaxation. Pendant le premier temps, très court, la particule suit un mouvement balistique tangentiel opposé au sens du cisaillement (l'effet de réversibilité de déformation élastique, diminution brutale de la déformation de cisaillement). Pendant le second temps, où la déformation de cisaillement diminue très

lentement, la dynamique particulaire dépend des propriétés du matériau. La particule peut se déplacer soit radialement vers le bord de la géométrie qui est une zone précisailée plus fortement (gels de carbopol), soit tangentiellement en décélération avec des mouvements oscillatoires instantanés importants selon la direction radiale (gel de laponite-carbopol).

Par ailleurs, le suivi temporel du déplacement cumulé suggère qu'il existe une similitude spatiale dans l'entrefer lors de contraintes faibles appliquées.

Un autre point important concerne la variable temps de transition (ou fluidification) que l'on peut définir, au niveau macroscopique, à partir de l'évolution temporelle du taux de cisaillement, et au niveau local, à l'aide de l'évolution temporelle de la vitesse particulaire. La structuration non homogène du cisaillement d'un matériau de forte thixotropie (i.e. gel mixte laponite-carbopol) peut conduire à un décalage entre ces deux temps. Il faut aussi souligner que la dynamique de transition au sein du matériau sous un seul niveau de contrainte peut être influencée par l'histoire mécanique.

Chapitre 5

Comportement des sédiments modèles soumis à une contrainte de frottement hydrodynamique

Ce chapitre constitue une contribution fondamentale à la problématique des processus d'érosion du sédiment cohésif. Il regroupe l'ensemble des expérimentations en érosion qui doivent permettre de faire un lien avec les comportements mis en évidence lors des tests rhéométriques. L'objectif est de couvrir aussi largement que possible les configurations clés, ce qui se fera au détriment d'une quantification globale complète. Il faut donc voir ce chapitre comme une étude exploratoire.

Seuls les champs moyens d'écoulement hydrodynamique à proximité du fond du canal annulaire, avec différentes conditions expérimentales (effets du nombre de Reynolds, des caractéristiques du substrat et du fluide d'entraînement), seront présentés. Les comportements local et macroscopique des substrats modèles, pendant et après l'écoulement hydrodynamique, seront étudiés. Une attention particulière sera portée sur les phénomènes d'échange à l'interface substrat/fluide d'entraînement, et sur l'effet de la section de mesure soumise au frottement hydrodynamique.

5.1 Champ hydrodynamique au sein du canal annulaire

Ce paragraphe vise à caractériser, d'une part, le mécanisme de génération de l'écoulement à partir du plateau d'entraînement attaché au rhéomètre RheoScope1, et d'autre part, le champ hydrodynamique près du fond du canal annulaire. Le protocole d'essai est le même que celui indiqué au chapitre 2, section 2.4.2.

5.1.1 Caractérisation de la vitesse du plateau d'entraînement

Dans cette étude, le white spirit (WS) a été utilisé comme fluide d'entraînement.

D'après la figure 5.1, une superposition des évolutions temporelles de la vitesse de rotation Ω du plateau d'entraînement est observée pendant la première étape des essais (3 premières secondes). Ce résultat prouve que les effets d'inertie de la motorisation et du plateau prédominent. En passant à la deuxième étape, la vitesse commence à augmenter

plus ou moins rapidement pour atteindre une valeur d'équilibre $\bar{\Omega}$ fonction de l'intensité du couple appliqué. Pour tous les essais, les niveaux d'équilibre de la vitesse sont quasiment obtenus en même temps, soit environ 40 s. Pour tenir compte du temps d'établissement hydrodynamique, on a choisi arbitrairement un temps minimal de 600 s, à partir duquel, on enregistre les images à l'aide du système PIV afin de déterminer les champs de vitesse de la zone d'observation.

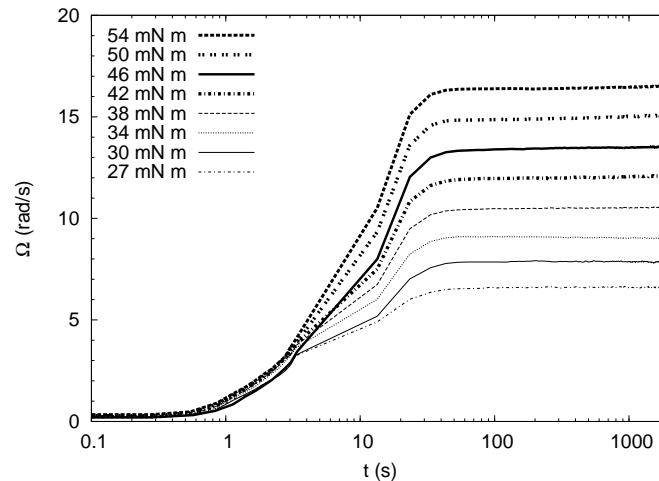


FIGURE 5.1: Evolution temporelle de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement en fonction du couple appliqué (cas du substrat rigide).

La figure 5.2 présente les relations linéaires obtenues entre le couple imposé et la vitesse de rotation d'équilibre du plateau d'entraînement pour trois substrats différents (substrat rigide, substrat carbopol S100 et substrat laponite-carbopol S100).

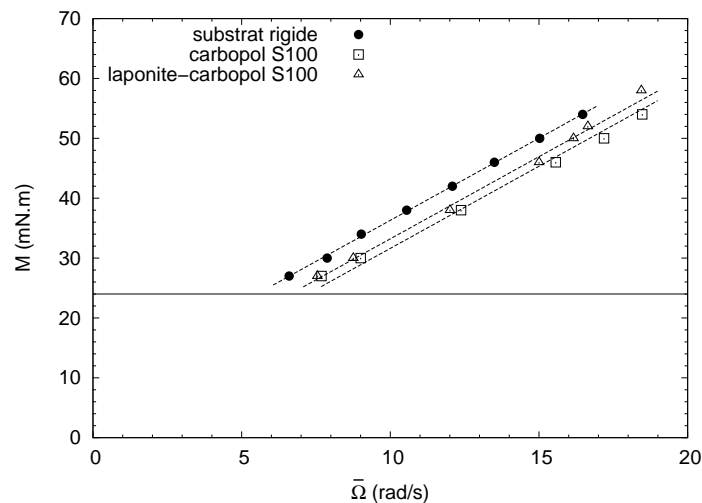


FIGURE 5.2: Couple appliqué en fonction de la valeur d'équilibre de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement, pour trois types de substrat. Les traits pointillés représentent les droites de régression linéaire. La ligne horizontale marque la valeur minimale du couple qui doit être appliquée pour maintenir un entraînement.

Ces profils présentent la même pente de 2,74 SI qui doit, par ailleurs, être fonction de la viscosité cinématique du fluide d'entraînement. Cette évolution linéaire ne peut être extrapolée vers les basses valeurs de vitesse de rotation car il existe un couple minimal pour maintenir en rotation le plateau d'entraînement ayant une masse non négligeable. Par ailleurs, il semble difficile d'expliquer que les écarts, entre les trois profils, résultent uniquement des propriétés viscoélastiques du substrat jouant un effet atténuateur de la turbulence. En effet, les tests ont montré que le niveau du serrage mécanique entre le plateau et le bras articulé engendre également une telle différence. On rappelle qu'après la fin de chaque essai, toutes les pièces du canal sont démontées pour opérer le nettoyage. Cela implique que la valeur du couple résistant imposé par l'assemblage n'est pas nécessairement conservée, ce qui conduit à une variabilité de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement pour une même valeur du couple d'entraînement.

A titre indicatif, rappelons que la gamme de vitesse du mini canal annulaire utilisé par Da Costa Araújo [32] est de [10 ; 73] rad/s qui est presque 4 fois plus grande que la nôtre [7,5 ; 19] rad/s.

5.1.2 Champs d'écoulement à proximité du fond

5.1.2.1 Effets de la turbulence

On cherche à caractériser les champs de vitesse du WS pour différents nombres de Reynolds (Re) dans le régime turbulent. Un même substrat rigide lisse a été mis en place au fond du canal pour tous les essais.

La figure 5.3 présente les profils des deux composantes de vitesse (u_r et u_θ) obtenus pour une gamme de Re donnée pour trois plans horizontaux ($z_f = 0 ; 3,15$ et $6,30$ mm). Les résultats pour les deux autres niveaux de z_f (1,58 et 4,76 mm) sont reportés dans l'annexe B. Pour tous les cas, on voit immédiatement que les valeurs de vitesses u_r et u_θ , aux parois du canal, tendent vers zéro pour la paroi interne du canal, mais ne sont pas forcément nulles à la paroi du fait du biais introduit par l'utilisation d'un masque appliqué sur les parties solides. Il faut rappeler (cf. paragraphe 2.9.2.3) que l'absence de données dans l'espace de 1 mm situé entre le bord extérieur du plateau rotatif et le bord extérieur du canal est due au fait qu'il n'y a pas de netteté optique pour déterminer correctement les vitesses dans et au voisinage immédiat de cette zone. Ainsi, nous ne sommes pas en mesure de caractériser les forts gradients de vitesse qui existent près de la paroi externe du canal.

Les valeurs de la composante radiale sont toujours plus faibles que celles de la composante tangentielle. Une hiérarchie croissante avec le nombre de Re est observée pour les intensités maximales des deux composantes de vitesse. A l'interface substrat rigide/fluide d'entraînement ($z_f = 0$), les évolutions des valeurs de vitesse pour chaque composante sont analogues quelle que soit la valeur de Re . Pour les autres plans z_f , l'évolution des valeurs de u_r révèle l'existence de structures tourbillonnaires dont la localisation et la taille changent en fonction de la valeur de Re . Cela est logique compte tenu de la courbure du canal. On ne cherchera pas à caractériser en détail ces structures. Le dernier constat que l'on peut faire est que la valeur maximale de u_θ (respectivement u_r) croît (respectivement décroît) à mesure que l'on s'écarte du fond.

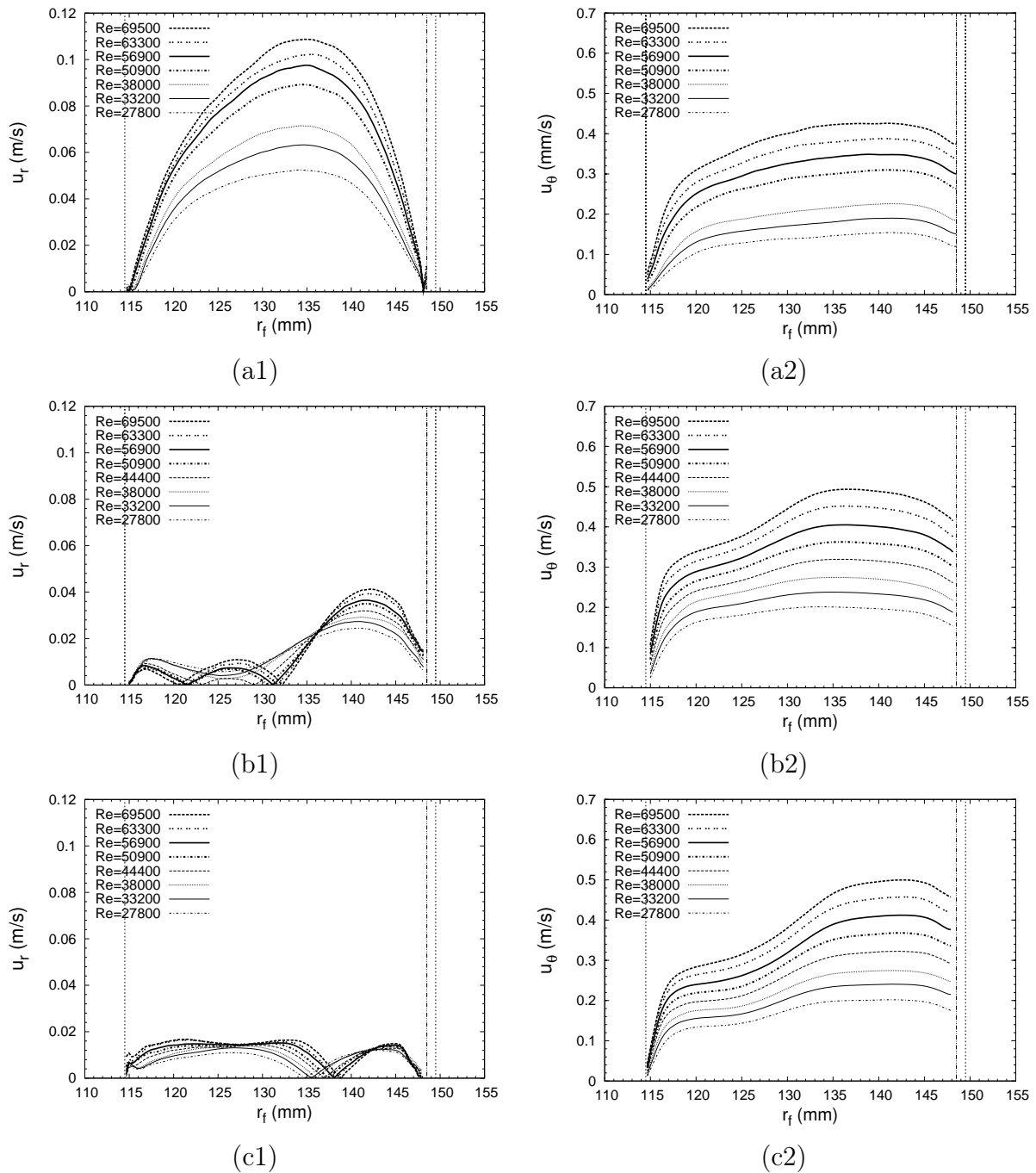


FIGURE 5.3: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WS pour différents Re : (a) $z_f = 0$ mm, (b) $z_f = 3,15$ mm, (c) $z_f = 6,30$ mm. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord extérieur du plateau rotatif.

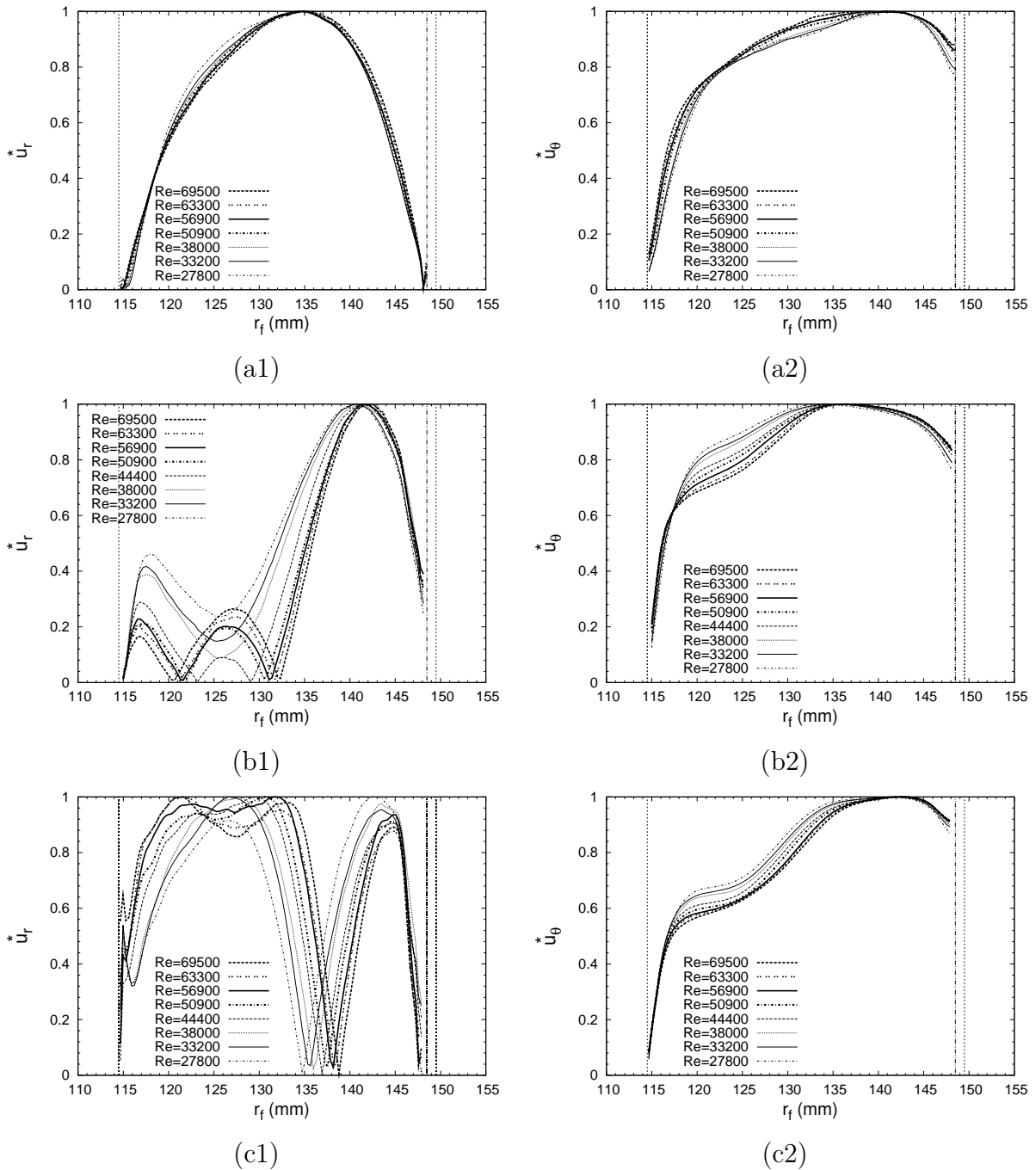


FIGURE 5.4: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse adimensionnée (respectivement, par $u_{r,max}$ et $u_{\theta,max}$) du WS pour différents Re : (a) $z_f = 0$ mm, (b) $z_f = 3,15$ mm, (c) $z_f = 6,30$ mm. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord extérieur du plateau rotatif.

Le tracé des profils de vitesse adimensionnée en utilisant la vitesse maximale (figure 5.4) met en évidence que les zones situées près des deux parois du canal, y comprises les zones de vitesse maximale, sont faiblement affectées par la valeur de Re . Pour la vitesse tangentielle adimensionnée, la zone la plus affectée est comprise entre les rayons de 118 et 135 mm. Le profil s'incurve d'avantage lors de l'augmentation de la valeur de Re du fait de la modification des structures tourbillonnaires.

Parmi les positions verticales étudiées, c'est le champ hydrodynamique à l'interface substrat/fluide d'entraînement qui nous intéresse le plus car c'est celui qui est lié directement à la contrainte de cisaillement (τ_b) pouvant déstabiliser le fond sédimentaire. Pour $z_f = 0$ mm (figures 5.4(a1) et 5.4(a2)), on voit clairement la similitude des évolutions pour les différentes valeurs de Re . Les zones de vitesses maximales se trouvent, approximativement, entre les rayons de 132 et 137 mm pour u_r , et entre les rayons de 135 et 144 mm pour u_θ . Logiquement, les premières et plus fortes instabilités du fond sédimentaire sont attendues dans ces zones. Cette information importante nous permet ainsi d'optimiser la position d'observation du fond pour l'étude locale de l'érosion qui sera présentée par la suite. On a ainsi choisi la position correspondant au rayon $r_f = 139,5$ mm, soit une distance (facilement réglable) de 10 mm de la paroi extérieure du canal et qui est associée à la valeur zéro du paramètre Y_0 de positionnement du microscope. Cette position est également présentée sur la figure 2.4 du chapitre 2. Les éléments du point suivant vont étayer le choix de cette valeur qui pour l'instant est cohérente du point de vue des valeurs de u_θ .

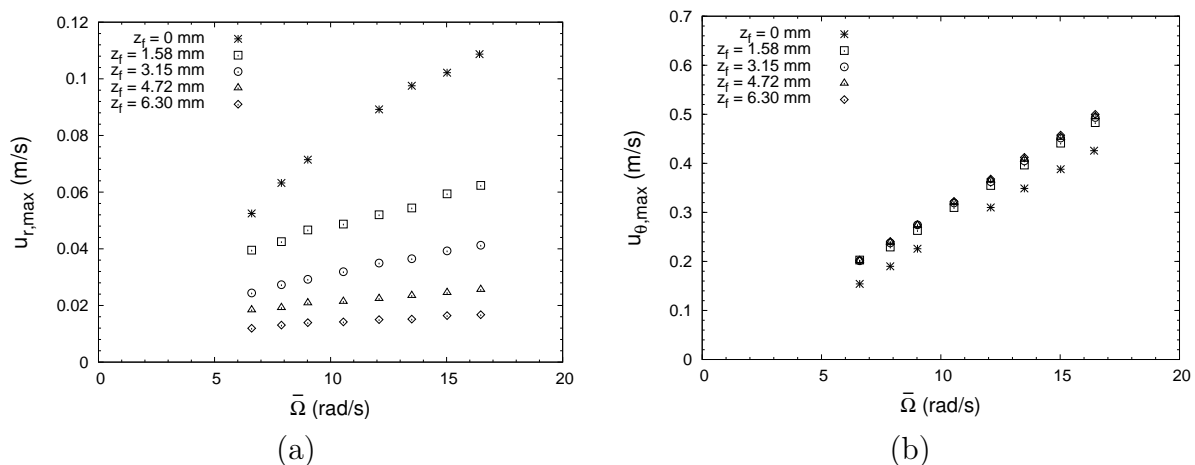


FIGURE 5.5: Evolution des valeurs maximales des composantes de vitesse ($u_{r,max}$ et $u_{\theta,max}$) en fonction de la vitesse de rotation d'équilibre du plateau.

Pour chaque niveau z_f , autres que l'interface fond/fluide d'entraînement, les valeurs maximales des deux composantes polaires de vitesse augmentent linéairement en fonction de la vitesse de rotation d'équilibre du plateau soit aussi le nombre de Reynolds (figure 5.5). La pente de la droite, ainsi que les intensités de $u_{r,max}$, sont d'autant plus faibles que le niveau z_f est grand. Par contre, il y a peu d'écarts entre les droites $u_{\theta,max}(\bar{\Omega})$ pour toutes les hauteurs mais la pente et les valeurs obtenues augmentent tout de même légèrement lorsque l'on s'éloigne du fond.

L'interface substrat/fluide d'entraînement donne lieu à une évolution plus démarquée

des valeurs de vitesse. Elles sont les plus importantes (respectivement plus faibles) pour la composante u_r (respectivement u_θ). L'évolution linéaire en fonction de $\bar{\Omega}$ n'est conservée que pour la composante u_θ .

5.1.2.2 Effets des caractéristiques du substrat et du fluide d'entraînement

Les effets des conditions aux limites (différents substrats et différentes sections de substrat) et de la nature du fluide d'entraînement sur le champ hydrodynamique à proximité du fond sont étudiés.

La figure 5.6 présente les profils de vitesse pour l'écoulement du WS pour Re valant 69500 ($\bar{\Omega} \approx 16,8$ rad/s) et trois substrats différents (rigide, carbopol S100 et laponite-carbopol S100) occupant totalement le fond du canal. Les séquences de profils de vitesse selon le plan d'observation indiquent que l'organisation de l'écoulement au-dessus des trois substrats présente des caractéristiques voisines excepté au voisinage immédiat du fond.

Un phénomène commun entre les trois cas d'étude est qu'il existe une diminution de l'intensité maximale de la vitesse radiale et une légère augmentation de l'intensité maximale de la vitesse tangentielle lorsque la hauteur du plan de visualisation augmente. La position radiale correspondant à la vitesse maximale, pour chacune des composantes, se rapproche progressivement vers la paroi extérieure du canal à mesure que l'on s'éloigne du fond. Les amplitudes de vitesse tangentielle sur la largeur du canal pour les trois substrats sont du même ordre de grandeur. Le profil de vitesse tangentielle observé dans la zone $118 \text{ mm} < r_f < 135 \text{ mm}$, qui, comme vu précédemment, est fortement affectée par le régime d'écoulement (figure 5.4), devient de plus en plus incurvé à partir de $z_f = 3,15 \text{ mm}$.

Dans le cas du substrat rigide, on observe qu'il y a des écarts plus importants entre les intensités de chaque composante de vitesse obtenues dans les plans $z_f = 0$ et $1,58 \text{ mm}$. Les valeurs de u_r sont globalement plus faibles au fond dans le cas de l'emploi d'un gel comme lit sédimentaire. Les profils de u_r et de u_θ obtenus au niveau de la surface du substrat laponite-carbopol S100 ($z_f = 0 \text{ mm}$) présentent spécifiquement des irrégularités. Ces caractères indiquent que les propriétés viscoélastiques du substrat induisent une interaction entre le substrat et l'écoulement au travers vraisemblablement de mécanismes dissipatifs. Ces phénomènes ont déjà fait l'objet de modélisation [21]. Cette interaction lit sédimentaire/hydrodynamique montre que le nombre de Reynolds basé sur les caractéristiques d'entraînement de l'écoulement n'est pas approprié pour définir le régime d'écoulement.

Dans la mesure où l'on cherche à étudier le comportement local du substrat au voisinage de la transition solide-liquide, il convient d'observer la zone où les valeurs des composantes de vitesse sont les plus fortes mais pas forcément maximale pour chacune. Dans le cas présent, les rayons r_f de 139,5 et 142 mm retiennent notre attention. Les valeurs enregistrées pour chaque substrat et chaque plan d'observation sont reportées sur la figure 5.7. Le cas du substrat rigide, qui ne donnera lieu à aucune observation locale, est donné à titre de référence. Pour compléter cette étude, on ajoute les valeurs obtenues dans le cas du régime d'écoulement $Re = 33200$ (cas de la plus petite vitesse de rotation du plateau).

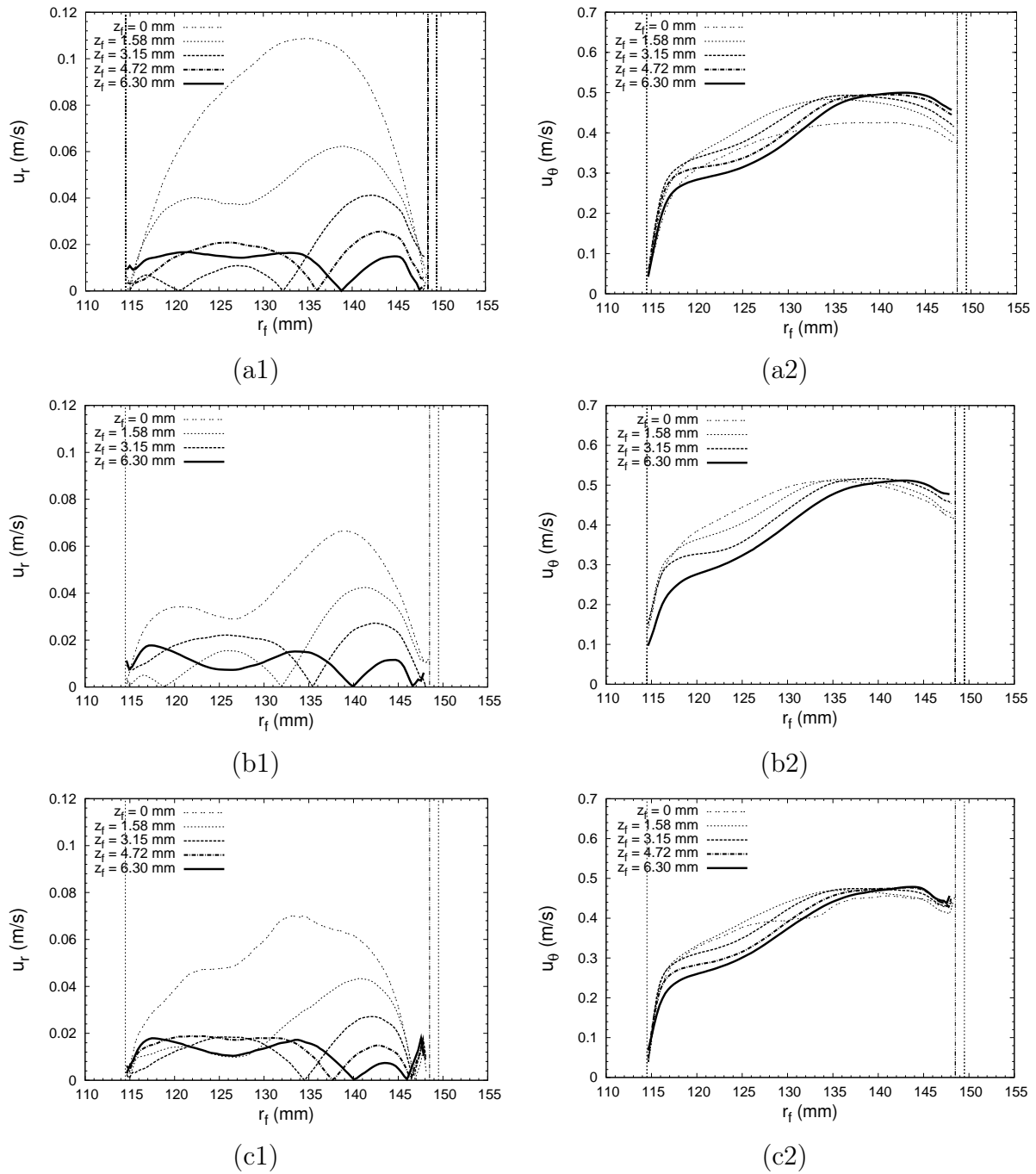


FIGURE 5.6: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WS pour un nombre de Reynolds de 69500 : (a) substrat rigide lisse, (b) substrat carbopol S100, (c) substrat laponite-carbopol S100. Les deux lignes verticales pointillées ($r_f = 114,5$ et $149,5$ mm) représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue ($r_f = 148,5$ mm) matérialise le bord extérieur du plateau rotatif.

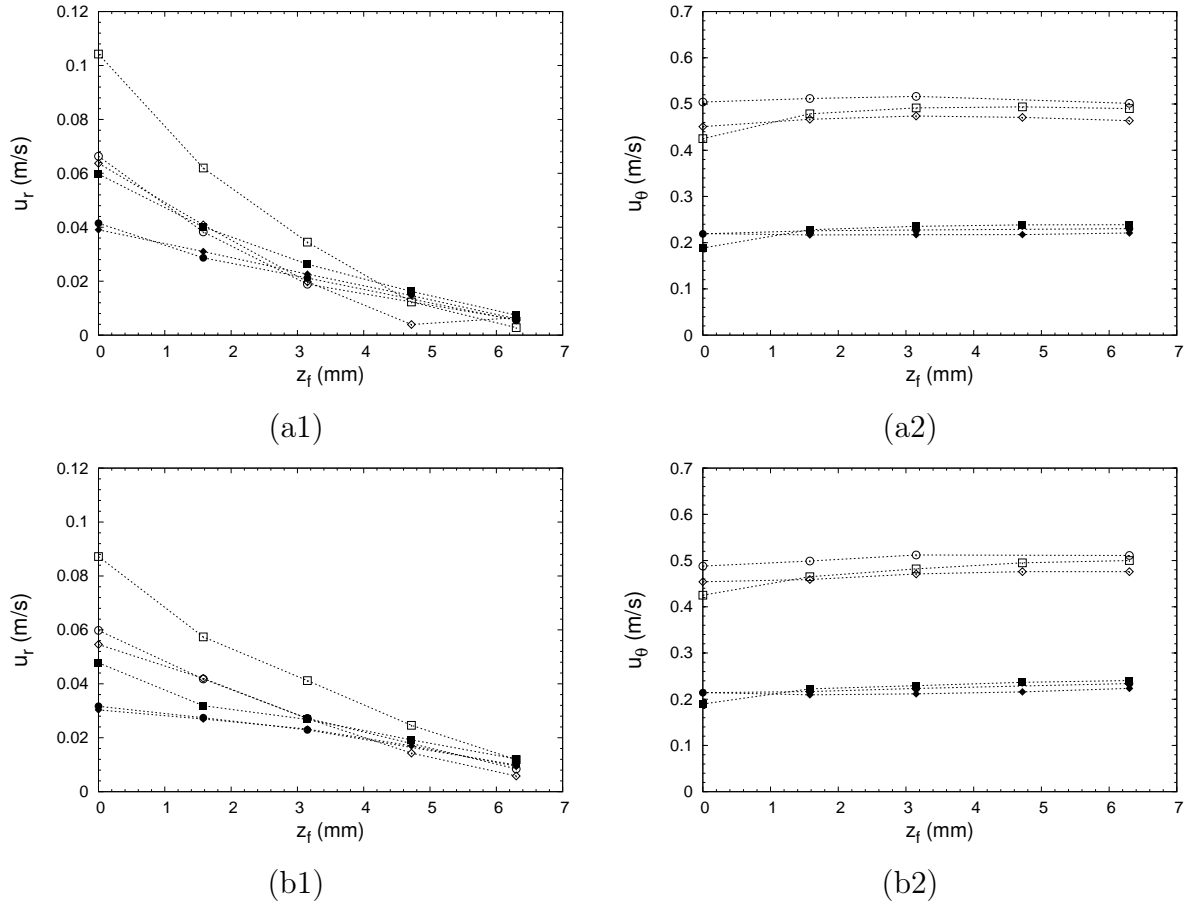


FIGURE 5.7: Evolution des composantes radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) en fonction de la position du plan d'observation pour (a) $r_f = 139,5$ mm et (b) $r_f = 142$ mm. Les carrés, les cercles et les losanges représentent respectivement les résultats pour les trois substrats : rigide, carbopol S100 et laponite-carbopol S100 (symboles vides pour $Re = 69500$, symboles pleins pour $Re = 33500$).

On constate que les valeurs de u_r diminuent lorsque l'on s'éloigne du fond et qu'il y a peu de différence entre les deux substrats gels. Les valeurs sont toutefois un peu plus élevées au fond dans le cas du rayon de 139,5 mm que celles pour le rayon de 142 mm. Les valeurs de u_θ varient dans de très faibles proportions dans la zone d'étude et sont du même ordre de grandeur qui est celui de la vitesse du plateau d'entraînement (2,51 m/s) divisée par 5.

Les valeurs sont systématiquement plus grandes dans le cas du gel de carbopol ; l'écart étant plus notable pour le nombre de Reynolds de 69500. Par contre, au fond, l'écart entre les valeurs de vitesse n'existe plus pour les deux substrats gels pour $Re = 33200$. Il ressort de cette analyse que les deux positions peuvent convenir pour une étude locale.

Dans le cas où le fluide d'entraînement croît en viscosité, il permet de développer des contraintes d'érosion plus importantes pour des conditions hydrodynamiques semblables. On examine à présent le cas du mélange white spirit-huile de paraffine (WSP) et on rappelle que la valeur de sa viscosité cinématique à 19°C est de 7,49 mm²/s, soit environ 5 fois de celle du WS (1,5 mm²/s). Le régime d'écoulement retenu est celui obtenu pour

la plus forte valeur du couple d'entraînement soit $\bar{\Omega} \approx 18,3$ rad/s. Le nombre de Reynolds associé, qui vaut 14900, est le plus petit parmi ceux de toutes les situations d'écoulement vues dans ce manuscrit.

Les champs d'écoulement obtenus pour les substrats totaux (S100) et partiels (S1.33) sont respectivement présentés sur les figures 5.8 et 5.9.

Pour tous les substrats, les profils de vitesse tangentielle tendent vers zéro à la paroi extérieure du canal annulaire et mettent en évidence des gradients de vitesse moins importants par rapport à ceux obtenus précédemment dans le cas de l'écoulement du WS. Ce phénomène est simplement dû au fait que, le WSP qui est plus visqueux, crée des forces de frottement plus importantes à la paroi solide.

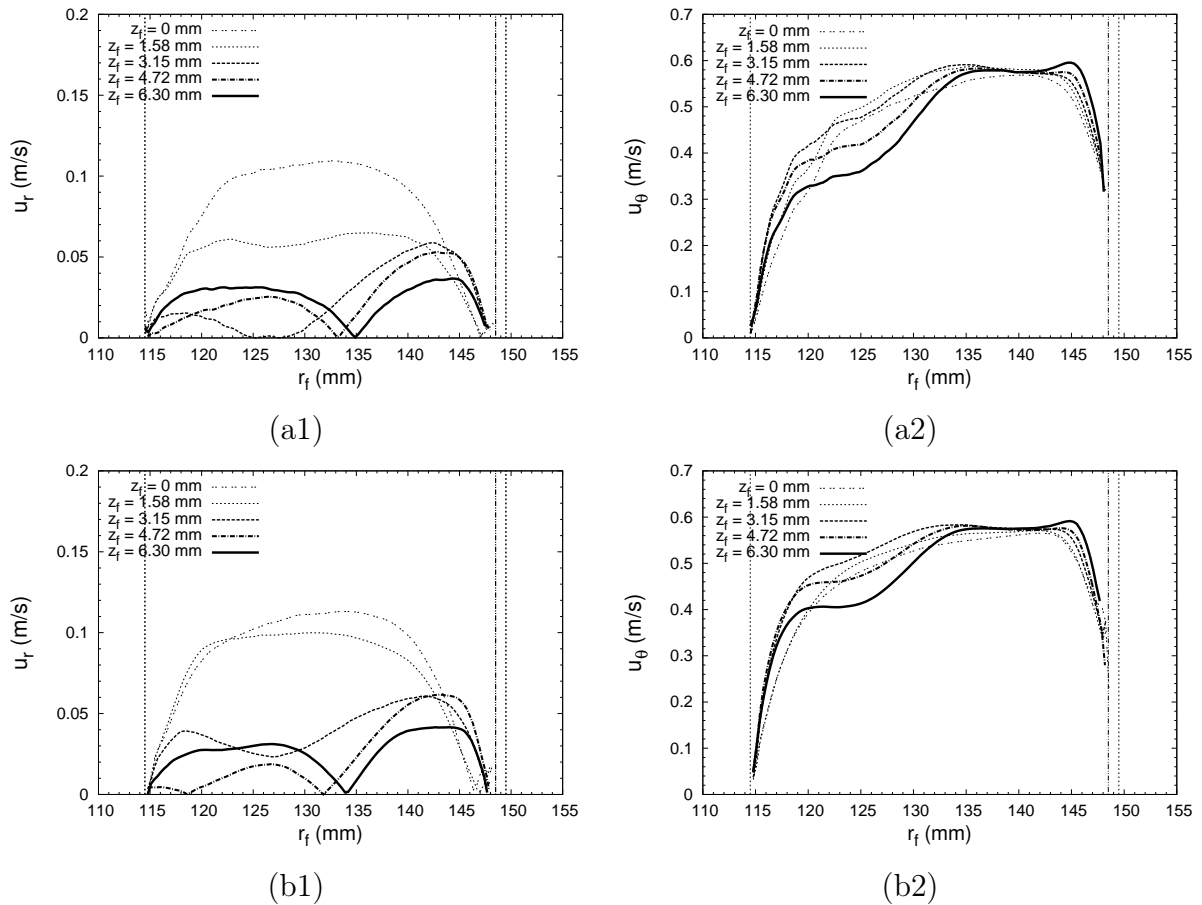


FIGURE 5.8: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WSP pour un nombre de Reynolds de 14900 et section d'érosion totale S100 : (a) substrat carbopol, (b) substrat laponite-carbopol. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif.

Pour chaque substrat, il est possible de classer les profils de vitesse en deux groupes en fonction du niveau de plan z_f . Pour le premier groupe ($z_f = 3,15$; $4,72$ et $6,30$ mm), on obtient quasiment un même plateau en valeur maximale de vitesse tangentielle (environ $0,59$ m/s), dans une région proche de la paroi extérieure du canal (136 mm $< r_f < 144$ mm). Près de la paroi intérieure (118 mm $< r_f < 135$ mm), où les profils de u_θ sont très infléchis, il y a un ordre inverse des amplitudes de vitesse en fonction de la hauteur z_f .

Cette observation a également été faite lors de l'étude précédente, avec le WS comme fluide d'entraînement, pour un nombre de Reynolds très différent.

Pour le deuxième groupe, relatif aux plans d'observation proches du fond ($z_f = 0$ et 1,58 mm), il y a lieu de distinguer les deux types de section d'essai. En effet, pour une section d'érosion partielle S1.33 (1,33 % de la section totale du canal), les mesures PIV sont faites dans une zone couverte par le substrat rigide ; alors que le sédiment modèle est partout présent pour une section totale (S100).

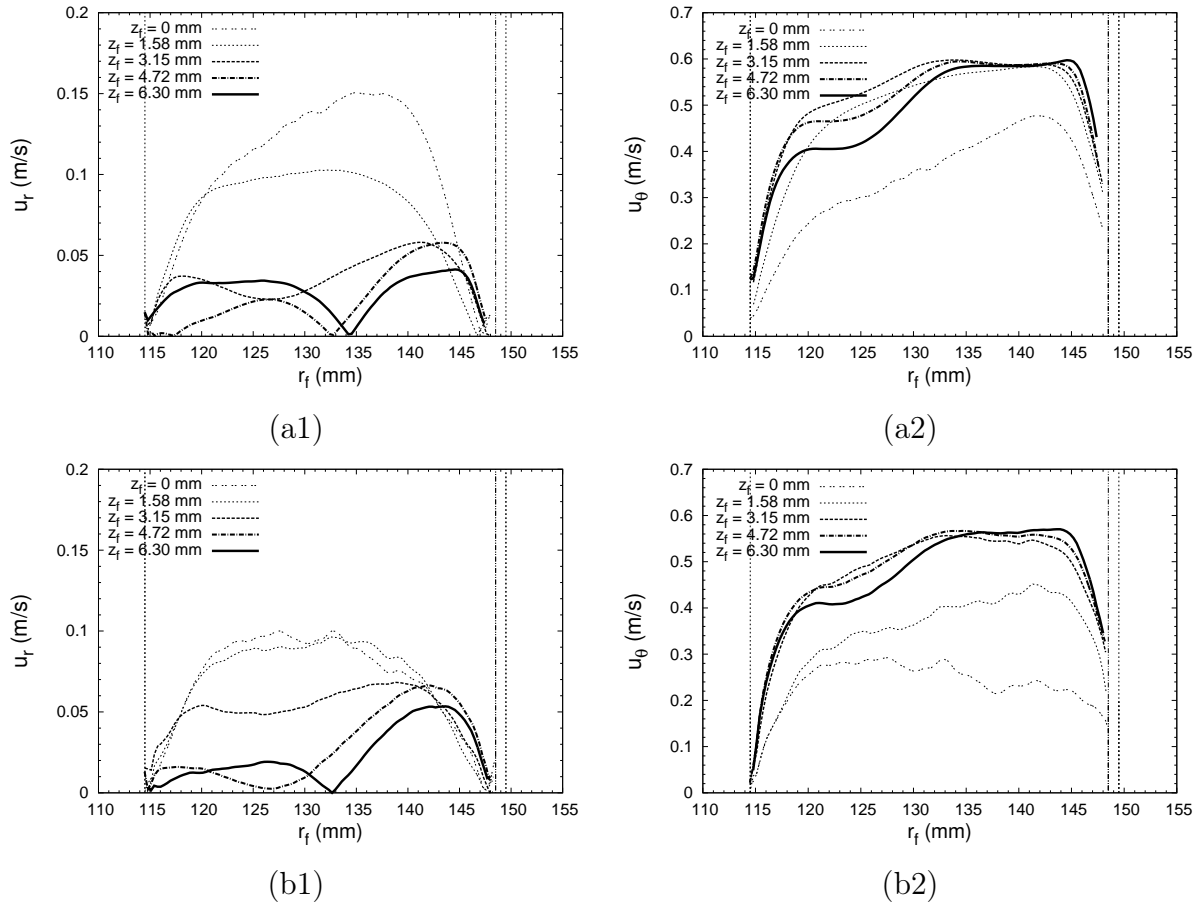


FIGURE 5.9: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WSP pour un nombre de Reynolds de 14900 et une section d'érosion partielle S1.33 : (a) substrat carbopol, (b) substrat laponite-carbopol. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif.

Tout comme dans le cas de l'entraînement avec du WS, un fond rigide lisse conduit aux plus fortes valeurs de u_r et à une forte réduction des valeurs de u_θ au niveau de l'interface fond/fluide d'entraînement (figure 5.9). Les différences entre les profils de vitesse u_r aux niveaux $z_f = 0$ et 1,58 mm sont plus remarquables pour les substrats de carbopol (S100 et S1.33) que pour les substrats de laponite-carbopol. Concernant le substrat carbopol S1.33, il existe un grand écart entre les profils de vitesse tangentielle des niveaux $z_f = 0$ et 1,58 mm. Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, les profils de vitesse u_θ présentent, par ailleurs, des fluctuations et la vitesse maximale en $z_f = 0$ mm n'est plus localisée près de la paroi extérieure.

Le cas de l'érosion avec la section partielle S1.33 est très spécifique dans le cas de l'écoulement du WSP, puisque c'est la seule configuration qui permet d'obtenir une transition solide/liquide visible macroscopiquement dans le cas où il n'y a pas d'échange au niveau du fond. Ce processus qui sera décrit dans les points suivants a des répercussions sur le champ hydrodynamique. Que ce soit une simple déformation du fond par écoulement ou un arrachement de matière, il y a forcément une perturbation des structures turbulentes et principalement au fond. Il faut préciser que les champs de vitesse instantanée, où il y a la présence de matière en suspension en gros floccs au fond, n'ont pas été utilisés lors du traitement statistique.

Pour finir, on peut constater que la position $r_f = 139,5$ mm présente l'avantage d'obtenir de plus fortes vitesses u_r que celle $r_f = 142$ mm tout en ayant des valeurs de vitesse u_θ voisines. La position $r_f = 139,5$ mm sera donc retenue pour les observations locales (soit une zone image allant de 138,7 à 139,5 mm).

La figure 5.10 fait un bilan des valeurs des deux composantes de vitesse pour cette position ($r_f = 139,5$ mm) pour les deux gels utilisés comme substrat. Cela est intéressant car une étude locale du fond sédimentaire sera faite pour la majorité des cas présentés.

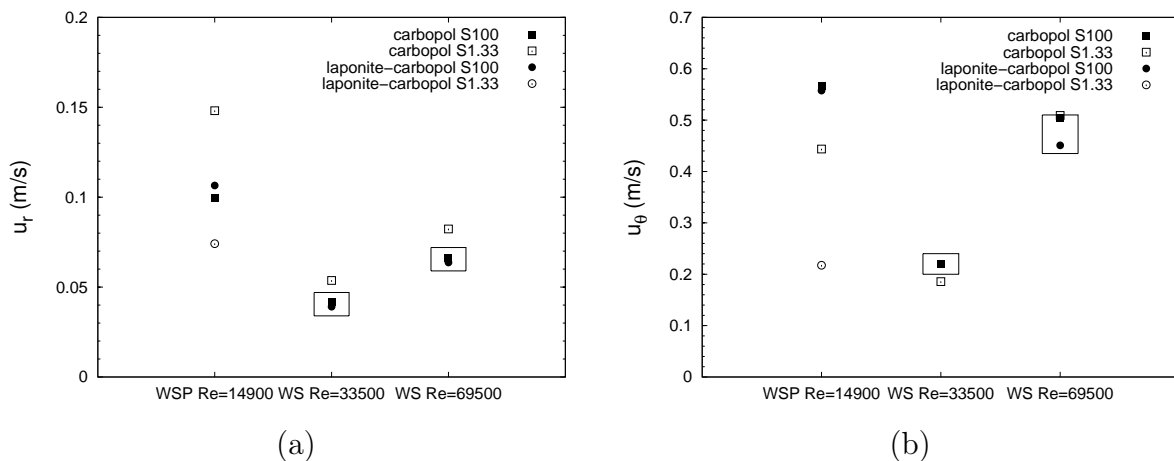


FIGURE 5.10: Valeurs de vitesse radiale en valeur absolue (a) et tangentielle (b) pour différentes conditions d'essais à la position $r_f = 139,5$ mm. Le nombre de Reynolds n'est plus 69500 mais 74700 dans le cas du substrat carbopol S1.33 pour le WS. Les points encadrés correspondent aux essais où l'étude locale n'est pas réalisée.

Pour une section d'essai correspondant à tout le fond du canal (S100), les valeurs de vitesse de chaque composante sont très proches pour les deux types de gel. Les valeurs les plus élevées sont alors obtenues dans le cas du fluide d'entraînement le plus visqueux (WSP). L'ordre de grandeur est conservé dans le cas d'une section partielle (S1.33) seulement dans le cas de l'entraînement avec le WS. Dans le cas de l'utilisation du WSP, il y a l'érosion et on obtient des valeurs de vitesse très différentes pour chaque composante. Les valeurs sont alors systématiquement plus grandes pour le gel de carbopol.

Jusqu'à présent, nous avons examiné les conditions hydrodynamiques où il n'y avait pas de phénomène d'échange de matière entre les substrats et le fluide d'entraînement du fait de l'immiscibilité de ces derniers. Dans le cas où l'on utilise le système EG (viscosité

voisine du WS, $1,5 \text{ mm}^2/\text{s}$) comme liquide d'entraînement, qui est aqueux, et donc miscible avec les substrats, on constate que les substrats (gels de carbopol et de laponite-carbopol) sont facilement entraînés et dilués dans le fluide d'entraînement. Cela modifie en retour, la viscosité et l'indice de réfraction du liquide d'entraînement. Dans le cas d'une section de mesure correspondant à tout le fond du canal (S100), la quantité de matière arrachée est tellement importante que le fluide d'entraînement devient opaque, ce qui rend la technique de mesure optique PIV inopérable. Dès lors, on ne peut examiner que le cas de substrats fluides avec une section d'érosion partielle (S1.33). Pour être en mesure de caractériser le processus d'érosion, on choisit une condition d'écoulement avec un régime aussi faiblement turbulent que possible, soit un nombre de Reynolds moyen de 33500 ($\bar{\Omega} \approx 8,4 \text{ rad/s}$).

Les enregistrements PIV sont effectués seulement après que la totalité du substrat soit érodée. Les champs de vitesse obtenus sont alors ceux d'un écoulement avec un fond rigide lisse comportant une petite cavité circulaire, et un fluide d'entraînement légèrement modifié en viscosité. Cela limite, quelque peu, leur intérêt.

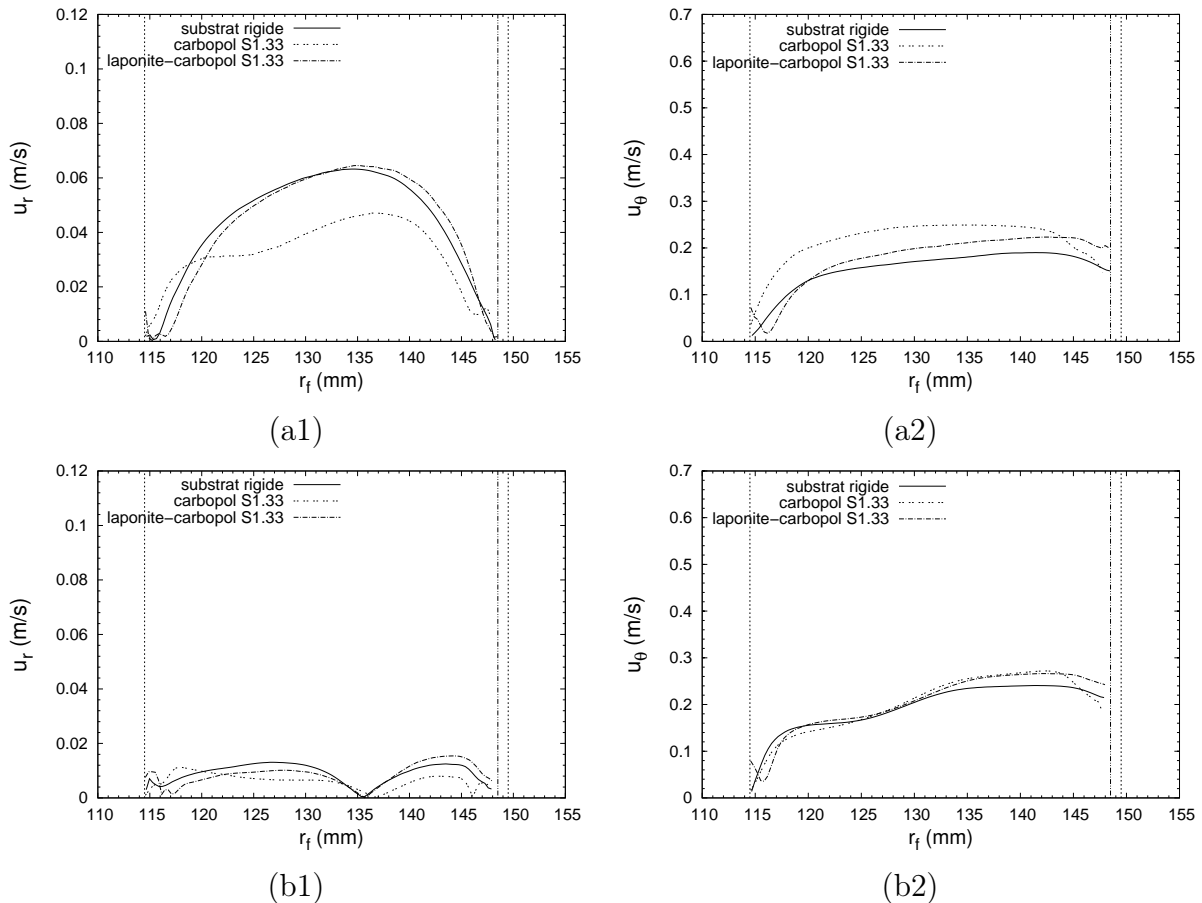


FIGURE 5.11: Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du système EG, pour un nombre de Reynolds de 33500 et une section d'érosion partielle (S1.33), dans deux plans d'observation : (a) $z_f = 0 \text{ mm}$, (b) $z_f = 6,30 \text{ mm}$. Le substrat rigide désigne l'écoulement avec le fluide WS pour le même nombre de Reynolds et un fond totalement rigide lisse. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif.

Sur la figure 5.11, on fait le choix de présenter les profils de vitesse des composantes u_r et u_θ pour deux plans d'observation ($z_f = 0$ et 6,30 mm). On les compare à ceux obtenus avec le fluide d'entraînement WS et un fond rigide lisse en tout point (pas de cavité). C'est l'écoulement avec dilution du gel de laponite-carbopol qui s'apparente le plus à ce cas de "référence" que ce soit en intensité et évolution selon la largeur du canal. Des différences notables sont visibles pour le plan d'observation $z_f = 0$ mm, et sont moins significatives lorsque l'on s'éloigne du fond ($z_f = 6,30$ mm). Pour $z_f = 0$ mm, le rayon de 139,5 mm est toujours associé aux fortes valeurs de vitesses u_r et u_θ . Il est à noter aussi que les valeurs de vitesse tangentielle sont du même ordre que celles rencontrées dans le cas d'un écoulement de WS sur un substrat de type gel, pour lequel, il n'y a pas de phénomène d'érosion (cf. annexe B).

5.2 Processus d'érosion/déformation avec immiscibilité entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement

Dans cette étude, le WSP et le WS sont utilisés comme fluides d'entraînement afin d'éviter les phénomènes d'échange de matière avec les sédiments modèles aqueux. Le principe d'essai est ainsi assez similaire à celui vu lors de l'étude rhéométrique. Suite au précisaillement après la mise en place du substrat fluide, et à la phase de repos inhérente à l'assemblage/remplissage du canal, on applique un cisaillement via l'écoulement du fluide d'entraînement. Les champs hydrodynamiques retenus pour cette étude ont été déjà présentés sur les figures 5.6, 5.8 et 5.9 (nombre de Reynolds de 14900 pour le WSP, et de 33500 et 74700 pour le WS).

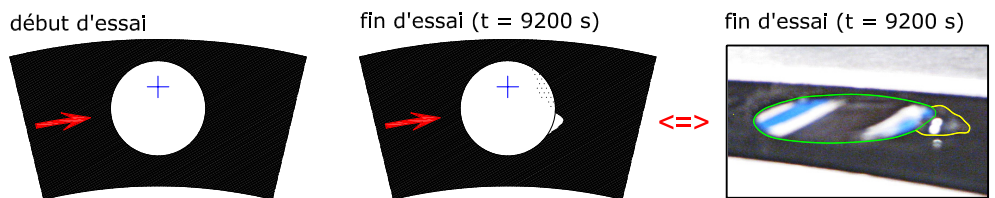
On rappelle que la transition solide/liquide n'est obtenue que dans le cas d'une section d'érosion partielle (S1.33) avec le WSP comme fluide d'entraînement. Pour les autres cas, on est confronté à une déformation des substrats et non plus à de l'écoulement.

5.2.1 Description macroscopique de la transition solide/liquide

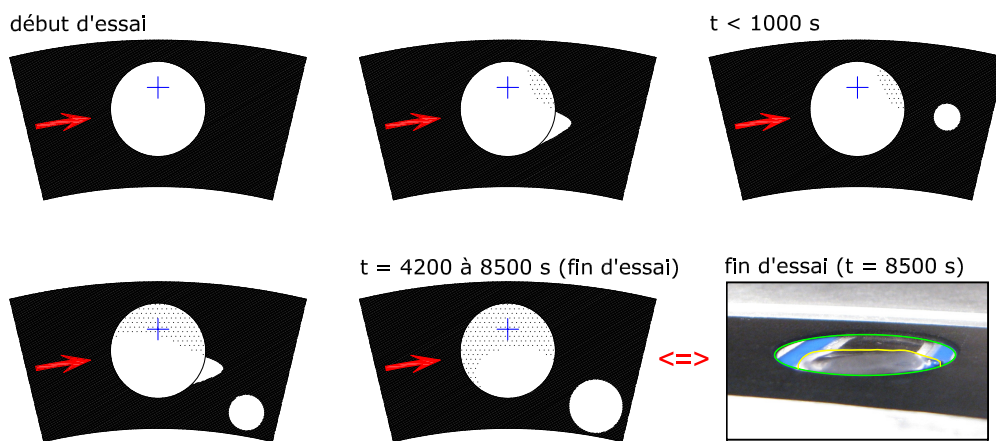
On donne ici une description qualitative du comportement du lit sédimentaire pour les deux types de gel (gel de carbopol et gel mixte laponite-carbopol) dans le cas de l'écoulement du WSP (nombre de Reynolds de 14900).

Pour ce régime d'écoulement, il n'y a pas de manifestation très remarquable outre des mouvements vibratoires de la surface du substrat fluide homogène, lorsque la section de mesure correspond totalement au fond du canal (durées d'observation de 5000 et 5600s, respectivement pour les gels de carbopol et de laponite-carbopol). La contrainte de cisaillement induite par l'écoulement est seulement capable de créer des déformations élastiques du lit cohésif. Aussi, il importe de souligner que le niveau de vibration de la surface du substrat carbopol s'avère être plus faible que celui du substrat laponite-carbopol. Cette observation est logique car le module élastique mesuré dans le domaine solide à l'aide d'essais en oscillation montre que celui du gel de carbopol est environ deux fois plus grand que celui du gel mixte laponite-carbopol.

Les principales évolutions macroscopiques des substrats fluides confinés dans une section d'érosion réduite (S1.33) sont schématisées sur la figure 5.12. Comme le cas du substrat carbopol S100, la surface du lit de carbopol S1.33 (figure 5.12(a)), qui est stable à l'état initial, commence à vibrer au bout d'un certains temps sous l'effet de la contrainte hydrodynamique turbulente. Le niveau de la vibration (déformation), dépendant de la distribution de la contrainte de cisaillement, n'est pas unique sur toute la section confinée de l'échantillon. A la fin de l'essai d'une durée de 9200 s, on remarque qu'il y a une petite quantité de carbopol sur le bord du substrat rigide situé à l'aval de l'écoulement. La configuration du fond S1.33 permet d'obtenir un régime turbulent plus intense que celui généré dans le cas où le substrat fluide occupe tout le fond et interagit avec l'écoulement par amortissement (du fait des propriétés viscoélastiques). La contrainte de cisaillement au fond est localement au-delà de la résistance mécanique du gel de carbopol si bien que la transition solide/liquide s'opère et le substrat s'écoule. On peut supposer qu'il faut encore plus de temps pour que le petit bloc de carbopol restant sur le bord du substrat rigide puisse croître en taille pour être complètement détaché par l'écoulement.



(a) Substrat carbopol S1.33 (fluide d'entraînement : WSP)



(b) Substrat laponite-carbopol S1.33 (fluide d'entraînement : WSP)

FIGURE 5.12: Schématisation des principales évolutions macroscopiques des sédiments modèles en section confinée (S1.33) soumis à l'écoulement du WSP ($Re = 14900$). La croix correspond au point d'observation ($r_f = 139,5$ mm). La flèche matérialise le sens de l'écoulement. Les zones grisées indiquent les pertes de matières. Les zones blanches qui apparaissent sur le substrat rigide en noir sont de la matière écoulee et/ou arrachée.

Le phénomène de rupture du substrat est visible dans le cas du gel de laponite-carbopol

de section S1.33 (figure 5.12(b)) toujours pour le même régime d'écoulement. Ce scénario d'évolution montre qu'après un temps suffisamment long, une quantité du gel de laponite-carbopol s'écoule et monte d'abord sur le bord du substrat rigide, vraisemblablement en même endroit que celui observé dans le cas du gel de carbopol. Cette quantité de matière est ensuite détachée du lit, puis transportée en roulant sur le fond (transport par charriage), et plaquée sur la paroi intérieure du canal annulaire où sont présentes les faibles vitesses d'écoulement. Cet élément transporté est capable de perturber ou modifier la structure d'écoulement du fluide d'entraînement comme l'ont prouvé précédemment les profils de vitesse (figure 5.9). Il importe de noter que la forme du morceau de gel transporté varie instantanément selon la distribution de la vitesse au fond, mais elle est fortement étirée verticalement. Elle prend la forme d'une lentille circulaire au repos. Les blocs de gel de différentes masses, qui sont arrachés les uns après les autres, se déplacent à différentes vitesses bien inférieures à celle d'écoulement, puis se regroupent au bout d'un certain moment pour former un bloc plus grand (phénomène de coalescence). Les blocs érodés ne sont pas mis en suspension car leur poids propre est plus élevé que la force de portance induite par l'écoulement. Les paquets de matière naissent de la même manière. Une partie du substrat s'écoule et forme une langue sur le substrat solide toujours au même endroit, pour finir par se détacher. La matière quitte d'abord la zone circulaire de confinement au niveau de la zone avale la plus externe puis la progression s'effectue à contre courant en suivant le contour de la cavité circulaire. La matière restante en fin d'expérience est alors une lentille de 2 mm d'épaisseur (hauteur initiale du substrat fluide).

Les résultats présentés semblent mettre en évidence un même scénario initial de transition solide/liquide du substrat fluide avec toutefois une dynamique différente selon la nature du gel employé. Tout comme l'étude rhéométrique l'avait montré, le caractère thixotrope induit des dynamiques de transition solide/liquide plus "rapide". Cela est accentué, par ailleurs, par le fait que le seuil de contrainte du gel mixte laponite-carbopol est un peu plus faible que celui du gel de carbopol. De plus, la contrainte de cisaillement étant définie par la contribution d'un terme moyen et d'un terme fluctuant (contrainte de Reynolds), on peut légitimement s'interroger sur l'influence de ce second terme (en termes de fréquence et d'intensité) sur la dynamique de transition.

En outre, il faut prendre en considération que le champ de cisaillement, qui n'est pas uniforme, mais vraisemblablement reproductible d'un essai à un autre en début d'expérience, va constamment évoluer au fur et à mesure que la topographie du substrat fluide se modifie.

L'autre aspect qui ressort de ces observations est qu'il y a une forte interdépendance entre la nature du substrat et le champ hydrodynamique résultant pour des conditions d'entraînement identique, ce qui conditionne, par conséquent, la naissance du phénomène de transition solide/liquide. Ce couplage fait que l'on ajuste moins facilement le niveau de contrainte dans une configuration d'essai d'érosion que dans celle d'un essai rhéométrique.

La question de savoir comment le substrat confiné dans une cavité circulaire du fond est capable de s'en échapper par écoulement reste ouverte. L'existence de structures tourbillonnaires en épingles à cheveux, étirées de façon incohérente dans le sens de l'écoulement, et dont l'extrémité s'écarte du fond par auto-induction, pourrait en être à l'origine [63].

Dans le cas du substrat laponite-carbopol S1.33, la modification de la topographie s'étend jusqu'à la zone située à la verticale du point d'observation microscopique du rhéoscope1 (position matérialisée par une croix sur la figure 5.12). Le suivi temporel de l'épaisseur du substrat (figure 5.13) permet alors de constater une évolution, ce qui n'est pas le cas pour le gel de carbopol. Avant de faire l'analyse, il faut rappeler que les déformations locales du substrat fluide S1.33 ne sont pas identiques sur toute la section de mesure.

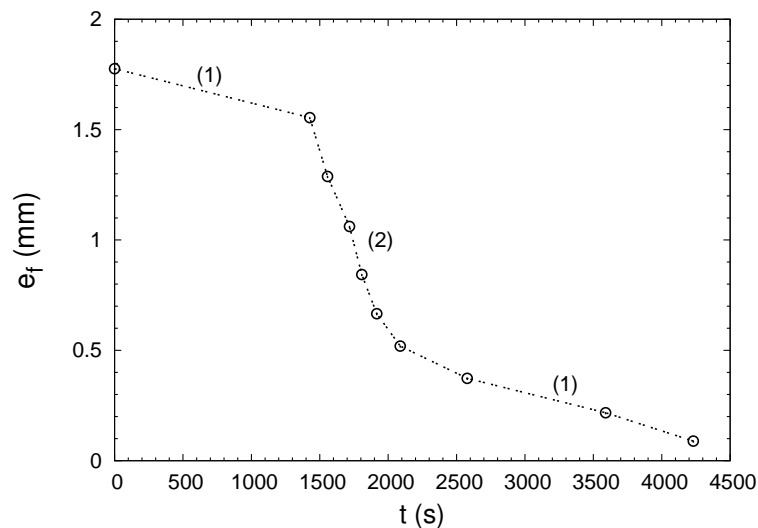


FIGURE 5.13: Evolution temporelle de l'épaisseur du substrat laponite-carbopol S1.33 sous l'entraînement du WSP ($Re = 14900$). Les notations (1) et (2) indiquent les différentes étapes d'érosion du substrat durant l'essai. La valeur à $t = 0$ s est celle associée à la position maximale de netteté bien que l'épaisseur soit de 2 mm (cf. chapitre 2, section 2.9.3). On change la focalisation lorsque le nombre de particules présentes dans le champ image devient approximativement inférieur à 10.

Les résultats obtenus présentent trois étapes d'évolution. Pour la première, l'épaisseur du lit de carbopol diminue graduellement d'une valeur initiale de 1,776 mm à environ 1,6 mm pendant 1400 s. Pour la deuxième, cette dernière diminue plus fortement avec une perte d'épaisseur de 1,1 mm en seulement 600 s. Pour la dernière (au-delà de 2000 s), l'épaisseur du lit continue à décroître avec approximativement le même taux de décroissance que celui obtenu lors de la première étape. En confrontant ces résultats avec les observations macroscopiques précédentes (figure 5.12(b)), on peut constater que la perte temporelle de l'épaisseur du substrat est due au fait que la matière en aval, déplacée et même transportée par l'action de l'écoulement hydrodynamique, permet à la matière de zones plus amont, et entre autre au niveau du point d'observation, de se déplacer également si le niveau de contrainte est suffisant pour induire la transition solide/liquide (nous aurons la confirmation de ce point ultérieurement). Lorsqu'il n'y a plus suffisamment de matière facilement érodable, l'écoulement agit sur une nouvelle zone plus en amont. Lorsque la zone concernée est quasiment à la verticale du point d'observation, on observe une dynamique d'érosion plus intense. Enfin, lorsque l'érosion se concentre, de nouveau, sur une zone hors du champ d'observation, on observe juste une perte locale de matière

qui s'écoule dans la continuité de la matière arrachée plus en amont et qui passe au niveau de la zone d'observation. On retrouve alors une évolution d'épaisseur "semblable" à la première étape.

En outre, il semble que le substrat dans la zone de visualisation ne peut plus se déplacer (période 4200–8500 s) lorsque son épaisseur atteint une valeur suffisamment faible ($< 100 \mu\text{m}$). Ces caractères mettent en évidence l'existence de l'évolution spatiale de la contrainte de cisaillement à mesure que la topographie du substrat évolue. La frontière en forme de croissant entre le domaine où le gel reste présent et celui où il a été érodée est peut-être une caractéristique résultante d'une localisation du cisaillement/d'une fracture ?

5.2.2 Dynamique particulière sous sollicitation et en recouvrance

Deux conditions d'écoulement ($Re = 33500$ et 74700) pour le WS comme fluide d'entraînement et une seule ($Re = 14900$) pour le WSP sont étudiées. Pour chaque essai, les dynamiques particulières pendant (phase de fluage) et après l'arrêt (phase de recouvrance) de l'écoulement sont examinées. La zone de visualisation est située à une distance de 10 mm de la paroi extérieure du canal (soit $r_f = 139,5$ mm) et de $224 \mu\text{m}$ de l'interface substrat/fluide d'entraînement (soit au maximum de focalisation du dispositif).

Pour tous les essais, excepté le cas du substrat laponite-carbopol avec une section d'érosion S1.33, la cote z_f du plan d'observation microscopique ne change pas et la particule, qui y est suivie, reste dans le champ image tout au long de l'expérience si bien que l'on obtient directement une trajectoire. On a pu constater visuellement que les particules présentes dans le champ image se déplaçaient de la même manière. Pour l'autre cas, au contraire, la variation d'épaisseur au cours de l'essai due à l'érosion nous contraint d'adapter la position du plan de focalisation. Deux périodes d'observation ont été retenues (celles ne nécessitent pas d'ajustement de focalisation sur une période suffisamment longue). La première concerne la première phase d'érosion définie précédemment ($t \in [0; 1350]$ s). La seconde intervient lorsque le substrat a atteint une épaisseur limite de $89 \mu\text{m}$ ($z_f = -1,911$ mm) soit au bout de 4231 s. Pour chacune de ces périodes, le déplacement particulière est très grand. Plusieurs particules ont donc été suivies, et on a utilisé la technique de raccordement pour construire l'historique de la marche particulière.

Par ailleurs, il faut bien garder à l'esprit que les observations sont faites localement dans une zone qui est très éloignée de celle où l'on observe macroscopiquement les premiers effets de la transition solide/liquide. La zone d'observation peut alors être insensible à ces modifications si le niveau de contrainte locale reste inférieur à la valeur du seuil de contrainte.

Il est important de noter que la composante fluctuante de la contrainte inhérente à la turbulence génère des déplacements aléatoires très rapides. La fréquence d'acquisition maximale du dispositif est insuffisante pour suivre ces phénomènes. Par ailleurs, la durée des expériences impose de limiter celle-ci car le logiciel n'a pas été prévu pour manipuler une grande quantité d'images. Le théorème de Shannon n'est donc pas respecté. Ce "sous-échantillonnage" sera quand même exploité. Il complique même l'exploitation semi-automatique de localisation des particules car on n'obtient plus des taches de taille fixe mais plutôt des traînées "semblables à un vecteur vitesse instantanée".

Dans le cas où l'on utilise le WS comme liquide d'entraînement, seul le substrat carbopol S1.33 est étudié avec deux régimes turbulents. D'après la figure 5.14, on voit immédiatement que la marche particulière occupe un espace plus petit lorsque le nombre de Reynolds est plus faible. La particule tend à se déplacer plus ou moins selon le sens de l'écoulement. Pour chaque substrat, la marche particulière présente trois étapes en fluage. Pendant la première étape qui est brève, les déplacements des particules sont plutôt unidirectionnels et réguliers. Ce comportement est dû à l'établissement hydrodynamique du fluide d'entraînement suite à la mise en rotation du plateau du canal. Pour la deuxième étape, la particule conserve un déplacement principal semblable au précédent et une marche aléatoire vient se superposer progressivement jusqu'à atteindre un régime établi en termes de fréquence et d'amplitude. Cette phase doit vraisemblablement correspondre à l'apparition et l'établissement du régime turbulent. La troisième étape marque l'apparition d'un changement de direction du déplacement principal. Il s'effectue plutôt selon la direction transverse à l'écoulement principal. Un parallèle peut être fait avec le comportement particulaire obtenu lors des essais rhéométriques lorsque la contrainte appliquée est en deçà du seuil de contrainte. Cela dit, il ne faut pas oublier que la structure de l'écoulement du fluide d'entraînement comporte une composante principale (sens de rotation du plateau) et une autre secondaire transverse et moins intense du fait des structures secondaires inhérentes à une instabilité de type Taylor-Couette. Le déplacement particulaire correspondrait alors à une réponse de fluage de type solide élastique soumis à deux niveaux de contrainte différents. La déformation secondaire devient d'autant plus faible que le nombre de Reynolds est faible.

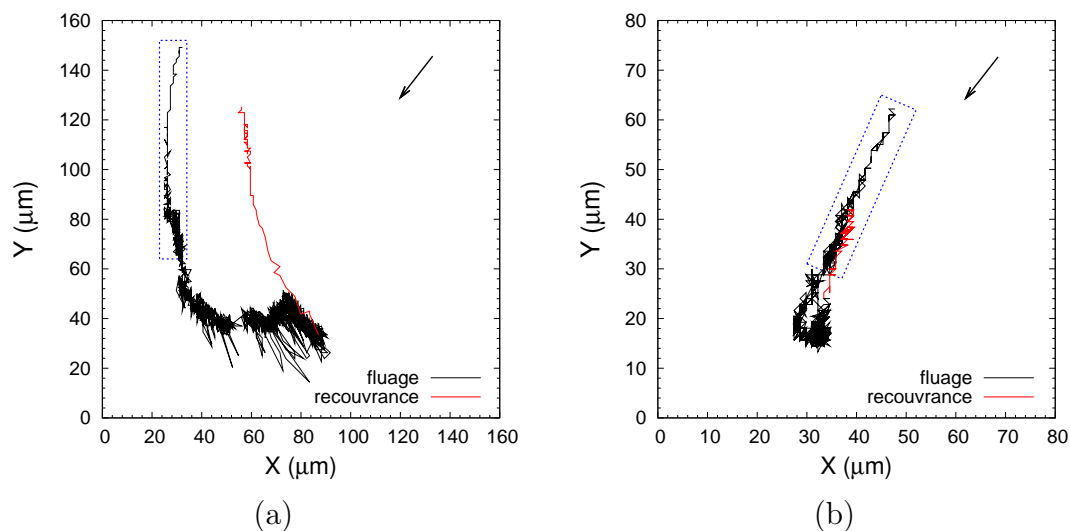


FIGURE 5.14: Trajectoires particulières au sein du substrat carbopol S1.33 avec le WS comme fluide d'entraînement : (a) $Re = 74700$, (b) $Re = 33500$. Les données encadrées sont obtenues avec un taux d'enregistrement de 4 images/s pendant les premières 300 s (0,1 image/s pour le reste). La flèche matérialise le sens principal de l'écoulement.

Après l'arrêt de la rotation du plateau d'entraînement, soit le ralentissement puis l'arrêt de l'écoulement (ce qui équivaut à un essai de recouvrance), le retour de la particule suit globalement un chemin ayant la même tendance que celle obtenue initialement sous cisaillement (fluage). Le déplacement en recouvrance est d'autant plus long que celui en

fluage est grand. La dynamique est rapide pendant les premiers instants (récupération élastique instantanée) et ralentit au fur et à mesure sans effectuer autant de déplacements aléatoires. Ce comportement retardé de la deuxième phase de recouvrance est complètement différent de ce qui a été observé précédemment en rhéométrie. En effet, la particule tendait à dévier, avec un angle plus ou moins droit par rapport à la direction initiale de déplacement de retour élastique, vers le bord de la géométrie (figure 4.16).

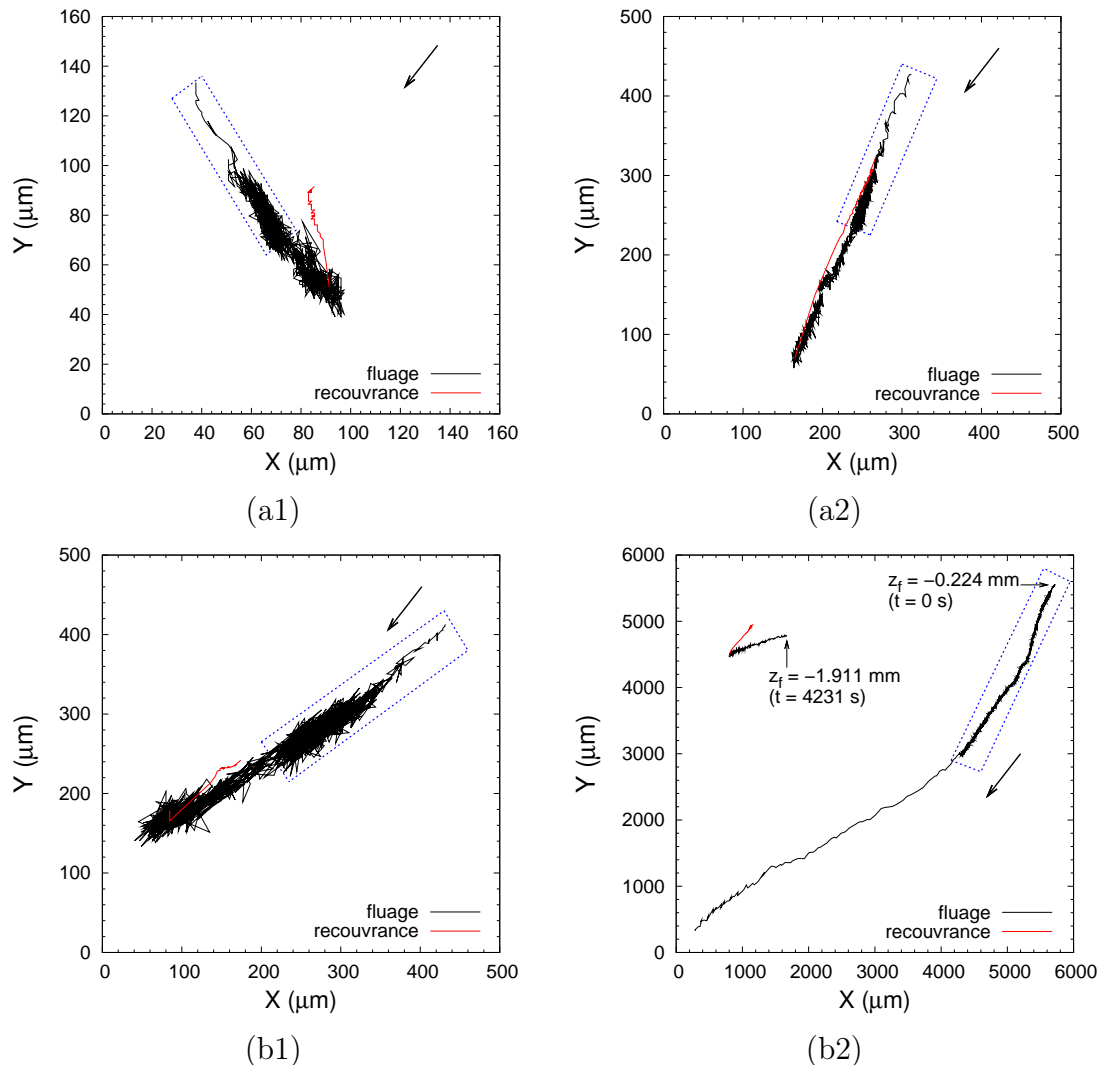


FIGURE 5.15: Trajectoires particulières ou historique de la marche particulière pour les gels de carbopol (a) et de laponite-carbopol (b) et pour deux sections d'érosion dans le même cas d'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$) : (1) S100 et (2) S1.33. Les données encadrées sont obtenues avec un taux d'enregistrement de 4 images/s pendant les premières 300 s (0,1 image/s pour le reste). La flèche matérialise le sens principal de l'écoulement.

Dans le cas de l'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$), les deux types de gels pour deux sections d'érosion sont étudiés (figure 5.15). Le cas du substrat laponite-carbopol S1.33 est un peu particulier car c'est le cas qui conduit à une transition solide/liquide se manifestant à l'échelle macroscopique et localement au point d'observation. Les déplacements particuliers mettent en évidence un processus assez analogue à celui vu sur la

figure 5.14. On observe d'abord un déplacement rapide et régulier dans le sens de l'écoulement, puis un déplacement toujours selon les mêmes direction et sens avec en plus la superposition d'un déplacement aléatoire. On n'assiste pas à des déviations transverses car vraisemblablement le régime d'écoulement est trop peu turbulent ($Re = 14900$). Le cas du substrat carbopol S100 est très étonnant car la direction de déplacement semble exclusivement transverse. Nous n'expliquons pas ce comportement.

Pour un même matériau, on remarque que la longueur de la marche particulière obtenue avec le substrat S1.33 est plus importante que celle avec le substrat S100. La différence est complètement remarquable pour le gel de laponite-carbopol puisqu'il y a écoulement local de celui-ci. L'échelle de l'histoire de la marche particulière pour ce dernier est de l'ordre de dix millimètres, qui est beaucoup plus grande que celle du domaine de visualisation ($764 \mu\text{m} \times 573 \mu\text{m}$). L'amplitude des oscillations apparaît donc proportionnellement plus petite voir quasiment inexistante quand la fréquence d'échantillonnage est réduite. Il a été démontré précédemment que l'épaisseur du substrat de la zone étudiée diminue au cours de l'essai (figure 5.13). Si l'on compare les déplacements particuliers pour les deux périodes d'observation du substrat laponite-carbopol S1.33, on constate que la largeur de la marche particulière obtenue est beaucoup plus faible, lorsque l'épaisseur du substrat n'est localement que de $89 \mu\text{m}$ ($z_f = -1,911 \text{ mm}$). Pourtant, la durée d'observation de cette seconde période (3270 s) est environ 2,4 fois plus longue que la première (1350 s). Une explication est que la surface du lit étant plus profonde à l'intérieur de la zone de confinement, alors l'amplitude de la contrainte de cisaillement est également plus faible.

Pour le substrat carbopol S1.33, la longueur de la marche particulière obtenue avec le WSP (figure 5.15(a2)) est plus importante que celle obtenue précédemment avec le WS ($Re = 74700$) (figure 5.14(b)) bien que la vitesse de rotation du plateau d'entraînement soit la même (18,3 rad/s). Ce dernier met en évidence que le WSP qui est plus visqueux produit une contrainte de cisaillement plus importante.

Bien que l'on utilise des échelles différentes pour les graphiques de la figure 5.15, on remarque que, pour une même section d'essai, les intensités de déplacements aléatoires de la particule aux alentours de l'axe principal semblent être plus grandes pour le substrat laponite-carbopol que pour le substrat carbopol. Ce caractère est dû au fait que le gel mixte laponite-carbopol présente un module élastique plus faible; ce qui conduit à des déformations plus grandes pour un même cisaillement imposé.

Les réponses en dynamique particulière en recouvrance (après l'arrêt de la rotation du plateau d'entraînement) sont globalement similaires à celles obtenues dans le cas de l'entraînement avec le WS.

La figure 5.16 illustre les évolutions temporelles du déplacement particulier instantané (d_i) obtenues pour les 4 substrats et le même fluide d'entraînement (WSP). Elles concernent toutes le même plan d'observation associé au maximum de focalisation ($z_f = -224 \mu\text{m}$). Les valeurs de la variable d_i fluctuent plus ou moins selon les propriétés mécaniques de chaque matériau et les conditions hydrodynamiques (résultantes du couplage fond/écoulement) sachant que l'on a une même condition d'entraînement ($\bar{\Omega} = 18,3 \text{ rad/s}$). Les amplitudes sont plus grandes pour les deux substrats de laponite-carbopol que pour les substrats de carbopol, ce qui a déjà fait l'objet d'un commentaire.

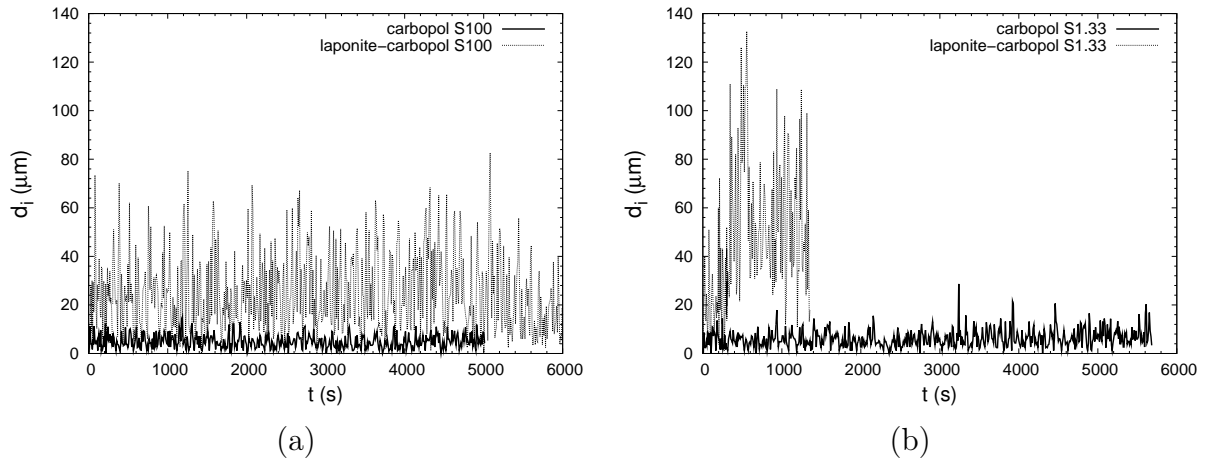


FIGURE 5.16: Evolutions temporelles du déplacement instantané de particule obtenues pour 4 substrats dans le cas de l'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$) : (a) substrats S100, et (b) substrats S1.33.

Les données statistiques de ces signaux sont analysées, après normalisation du signal sous la forme $\frac{d_i - \bar{d}_i}{\sigma_d}$, à l'aide d'un histogramme dénombrant les déplacements pour différentes classes de largeur 0,5. On adopte une représentation normalisée (figure 5.17). Les variables \bar{d}_i et σ_d représentent respectivement la moyenne et l'écart type des valeurs de déplacement particulaire instantané.

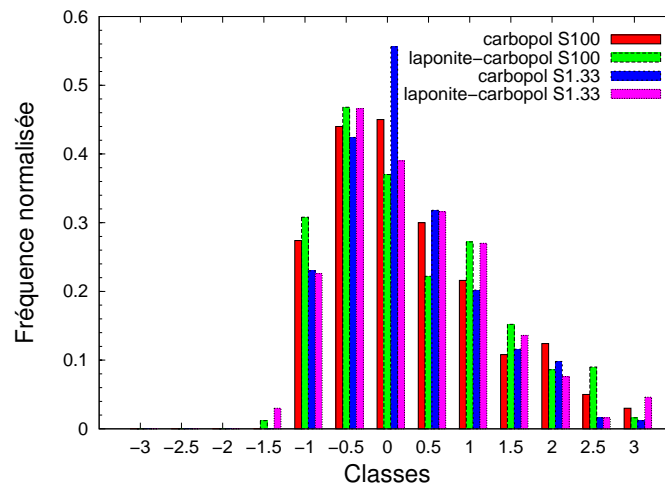


FIGURE 5.17: Répartitions normalisées des déplacements instantanés obtenus pour 4 substrats dans le même cas d'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$).

Des histogrammes similaires sont obtenus pour tous les cas. Le calcul des deux coefficients de Fisher (coefficient d'asymétrie γ_1 et coefficient d'aplatissement γ_2) donne des valeurs positives, ce qui indique que les distributions sont étalées vers la droite et moins applaties que celles de Gauss. On aurait donc affaire à un même processus physique qui ne serait pas parfaitement Gaussien. Toutefois, il convient de rester prudent car nous analysons le phénomène partiellement du fait du non respect du critère de Shannon.

L'existence de la forte composante aléatoire liée à la sollicitation mécanique, et pas spécifiquement à l'organisation locale (comme dans le cas des essais rhéométriques), fait que l'on ne peut pas exploiter les marches particulières à l'aide de la variable "déplacement cumulé d_{cu} ". On définit alors une nouvelle variable " Δr " comme le déplacement temporel d'une particule par rapport à sa position initiale. Les évolutions temporelles des valeurs Δr obtenues pour différentes conditions d'essais sont illustrées sur la figure 5.18. Un filtre "médiane mobile" (taille de la fenêtre : 9 points) a été appliqué pour s'affranchir des fluctuations. Chaque profil permet de bien distinguer les deux étapes de fluage et de recouvrance de l'essai. Ce comportement est très similaire à l'évolution temporelle de la déformation rencontrée classiquement pour les expériences rhéométriques en fluage-recouvrance [103] bien que la façon d'appliquer la contrainte externe soit différente. Seule la phase de fluage semble être exploitable.

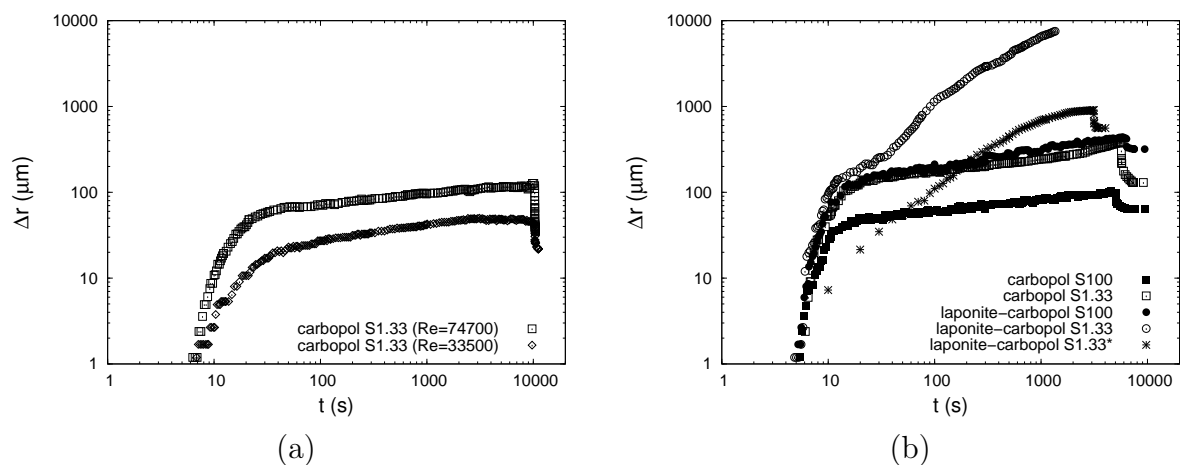


FIGURE 5.18: Evolutions temporelles du déplacement temporel de la particule par rapport à sa position initiale (étapes de fluage et de recouvrance) : (a) WS comme fluide d'entraînement, (b) WSP comme fluide d'entraînement (Re de 14900). Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, on présente les résultats obtenus pendant la première période (à partir de l'instant initial) et la dernière période (*) (à partir de $t = 4231$ s avec l'épaisseur $e_f = 0,089$ mm).

Concernant l'étape de fluage du gel et dans le cas de l'entraînement avec le WS, on observe, une nouvelle fois, trois phases qui se manifestent respectivement par une forte augmentation des valeurs Δr suivie d'un début de stabilisation, puis une évolution faiblement croissante en loi de puissance, et enfin un plateau. La première correspond à la période d'établissement de l'écoulement près du fond, d'abord en régime laminaire puis en turbulent. La deuxième représente la réponse mécanique du matériau sous cisaillement. La dernière étape marque le changement de direction du déplacement particulaire (passage de la direction principale de l'écoulement à la direction transverse). Dans le cas de l'entraînement avec le WSP, seules les deux premières étapes sont rencontrées. Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, la transition solide/liquide étant faite, l'écoulement du gel se traduit par une pente beaucoup plus forte pour la deuxième phase. Par contre, pour les autres substrats, indépendamment de la nature du gel et de la section d'essai, on trouve quasiment une même valeur d'exposant de la loi de puissance (0,175). Si l'on regarde le temps correspondant à la fin de la première étape d'évolution de Δr , on constate que le

“temps d’établissement” décroît lorsque le nombre de Reynolds augmente (figure 5.18(a)) et qu’il est constant pour un régime donné quel que soit le substrat (environ 20 s) (figure 5.18(b)). On voit donc clairement dans le cas du substrat carbopol S1.33 que le caractère solide est conservé localement alors que l’on a observé macroscopiquement la transition solide/liquide pour une zone plus lointaine en aval.

La figure 5.18(a) traite d’essais où seul le régime d’écoulement change. Elle met en évidence que la valeur du rapport entre les niveaux de Δr (2,4) obtenue dans la deuxième phase du fluage est du même ordre que celle du rapport entre les deux nombres de Reynolds correspondants (2,2).

Pour le substrat carbopol S1.33, les valeurs de Δr obtenues dans le cas de l’entraînement avec le WS sont, par ailleurs, plus petites que celles dans le cas où l’on utilise du WSP, bien que le niveau de la turbulence de ce dernier soit moindre. Dès lors, la viscosité du fluide d’entraînement est bien un paramètre clé de la réponse mécanique du fond sédimentaire.

La figure 5.18(b) révèle que l’évolution temporelle du déplacement de la particule dépend également des caractéristiques du substrat lorsqu’une seule condition hydrodynamique est imposée. Parmi les différents substrats étudiés, on constate que le carbopol S100 est associé aux valeurs de Δr les plus faibles. Les courbes obtenues avec le substrat carbopol S1.33 et le substrat laponite-carbopol S100 sont presque superposées. Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, le caractère de transition vers un comportement d’écoulement apparaît très tôt. Evidemment, le déplacement particulaire augmente très fortement au bout de 35 s et atteint une valeur jusqu’à 8 mm après une période de 1350 s seulement. Pour ce dernier, la visualisation a été interrompue puis reprise à partir de l’instant $t = 4231$ s ($e_f = 0,089$ mm). Les résultats (considérant une nouvelle origine des temps) montrent que le déplacement Δr continue à augmenter fortement avec le même taux d’accroissement, jusqu’à environ 400 s, puis plus doucement jusqu’à la fin de l’essai.

Pour compléter cette analyse, on considère la variable Δv ($= \frac{d\Delta r}{dt}$), définie comme la vitesse d’éloignement par rapport à la position initiale. La même variable peut également être calculée pour les essais rhéométriques en fluage. On effectuera ainsi une comparaison du comportement local, lors des essais en érosion, avec ceux de fluage dans le cas d’une marche de contrainte. Comme le suivi particulaire dans le canal s’effectue dans la région où la vitesse au fond est la plus grande, il est également nécessaire de considérer le cas rhéométrique associé aux vitesses les plus grandes. Sur la base d’un raisonnement de similitude, on choisit d’appliquer le facteur correcteur $1/(r.z^*)$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.19.

Concernant les résultats d’érosion, chaque évolution temporelle de Δv présente un maximum qui permet de séparer un régime d’écoulement du fluide d’entraînement en cours d’établissement (à gauche) de celui établi (à droite) à proximité du fond. Le temps correspondant à ce maximum est le “temps d’établissement” défini précédemment. Localement, l’essai d’érosion s’apparente donc à l’essai de fluage précédé d’une rampe en contrainte de courte durée (dizaine de secondes). Le choix d’utiliser les données locales des essais rhéométriques avec marche de contrainte est donc bien justifié. Le régime d’écoulement établi du fluide d’entraînement correspond à un essai de fluage où la contrainte présente deux composantes (un terme moyen et un terme fluctuant).

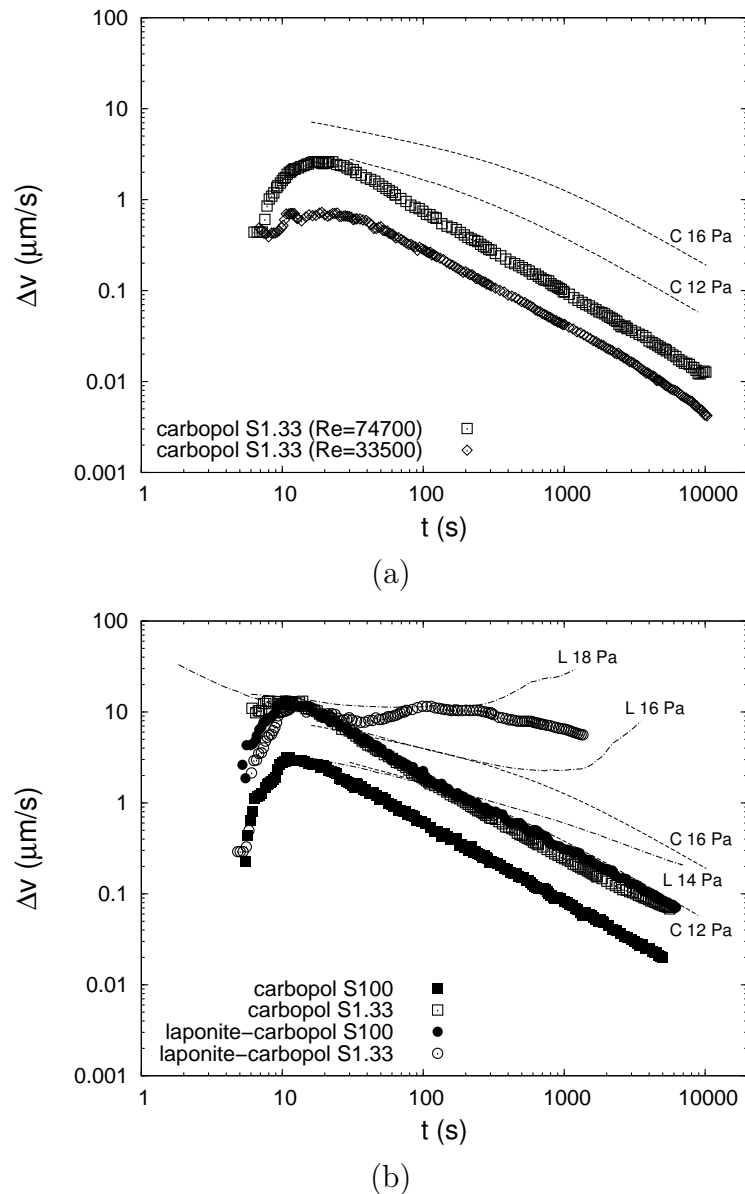


FIGURE 5.19: Evolutions temporelles de la vitesse d'éloignement (étape de fluage) : (a) WS comme fluide d'entraînement, (b) WSP comme fluide d'entraînement ($Re = 14900$). Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, on présente les résultats obtenus pendant la première période (à partir de l'instant initial). Les profils en traits pointillés et interrompus représentent respectivement les données calculées à partir du suivi particulaire au point ($r = 8,60$ mm ; $z = 0,62$ mm), lors des essais rhéométriques en fluage pour les gels de carbopol (C) et de laponite-carbopol (L) (cf. section 4.3).

Pour le régime établi, on obtient une diminution monotone de la vitesse (sauf pour le cas du substrat laponite-carbopol S1.33) selon une loi de puissance avec un exposant négatif qui est constant quels que soient le fluide d'entraînement et le substrat. Ce résultat montre, de nouveau, que le matériau, dans les conditions examinées, se comporte comme un solide. Dans le cas particulier de l'entraînement avec le WS (figure 5.19(a)), cette évolution ne persiste pas en fin d'essai à partir du moment où le déplacement particulaire principal a basculé pleinement dans le sens transverse à l'écoulement principal du fluide

d'entraînement. Pour ce même cas, les vitesses particulières sont plus élevées quand le nombre de Reynolds est plus grand (ce qui correspond logiquement à un accroissement de la valeur de la contrainte appliquée localement).

Le cas d'étude avec le WSP comme fluide d'entraînement montre que le maximum est très marqué et qu'il est atteint au bout de 10 s soit avant que l'écoulement soit pleinement établi. Pour le gel de carbopol, la diminution de la section du sédiment induit seulement une augmentation des valeurs de vitesse, alors que pour le gel mixte laponite-carbopol, on observe initialement des réponses très semblables (mêmes niveaux de vitesse) puis une modification de l'évolution selon que le matériau reste dans le domaine solide ou qu'il effectue une transition vers l'état liquide. Cette observation diffère de celles faites en rhéométrie pour lesquelles l'augmentation de la contrainte appliquée est toujours accompagnée d'une augmentation des vitesses (vitesses particulières ou vitesses de cisaillement apparent). L'évolution de la vitesse montre, pour le cas de laponite-carbopol S1.33, une évolution "caractéristique" présentant un minimum local indiquant que la transition s'opère vraisemblablement au cours de l'étape de fluage (champ hydrodynamique établi). Seule la phase décroissante avant le minimum présente étonnamment des fluctuations. Au delà de 100 s, l'évolution de la vitesse décroît de nouveau, au lieu de continuer à croître puis de se stabiliser comme dans le cas où le matériau confiné entre des outils reste intégralement soumis au cisaillement. On assiste certainement à un déplacement de la matière.

Les courbes obtenues à partir du suivi particulière en phase de fluage lors des essais rhéométriques constituent des cas de référence. On s'aperçoit que la même dynamique en loi de puissance se met en place pour des temps plus longs dans le cas du gel de carbopol pour des niveaux de contrainte inférieurs (légèrement ou fortement) à celui du seuil. Ce n'est pas le cas pour le gel mixte laponite-carbopol.

Les valeurs de vitesse obtenues lors des essais d'érosion avec le WS étant inférieures aux cas de référence, on peut supposer que la contrainte au fond est en deçà de 12 Pa. Il en va de même, toujours dans le cas du carbopol, pour la section S100 et le WSP comme fluide d'entraînement. Les substrats carbopol S1.33 et laponite-carbopol S100 (entraînement par le WSP) donnent lieu à des évolutions de vitesse locale très voisines qui se rapprochent de celle du cas de référence du gel de carbopol à 12 Pa mais qui restent en dessous de celle du cas de référence du gel de laponite-carbopol à 14 Pa. La contrainte appliquée serait donc bien inférieure au seuil de contrainte. Lorsque la transition solide/liquide s'opère (cas du substrat laponite-carbopol S1.33), les valeurs de vitesse enregistrées sont encadrées par celles des cas de référence à 16 et 18 Pa avec le même matériau, qui montrent par ailleurs, des valeurs de temps de transition beaucoup plus grands.

Cette comparaison, qui reste une première approche, semble suggérer que dans nos conditions expérimentales (lit de sédiment avec des propriétés homogènes spatialement, imperméabilité vis-à-vis du fluide d'entraînement), il y a une concordance au niveau de la valeur du seuil de contrainte conduisant à la transition solide/liquide pour des essais en érosion ou rhéométriques. Ce constat est différent de ceux présentés par Otsubo et Muraoka [93], et Migniot [77], qui démontrent que la contrainte critique d'érosion est beaucoup plus faible que la contrainte seuil en rhéométrie. Cela dit, les auteurs utilisent une configuration d'essai où les échanges au niveau de l'interface sédiment/fluide d'entraînement existent.

5.3 Processus d'érosion/déformation avec miscibilité entre le substrat fluide et le fluide d'entraînement

Dans cette partie, le fluide d'entraînement utilisé est un mélange eau-glycérol (EG). Ce système est miscible avec nos matériaux modèles qui sont aqueux. Ainsi, les essais d'érosion sont seulement effectués avec la vitesse d'entraînement la plus faible possible afin que le processus d'érosion se déroule sur une échelle de temps observable. Le champ d'écoulement hydrodynamique retenu correspond à un nombre de Reynolds de 33500. Les champs de vitesse obtenus dans le cas des substrats S1.33, après érosion totale, ont été présentés auparavant sur la figure 5.11.

5.3.1 Suivi macroscopique dimensionnel de l'érosion

En utilisant le système microscopique (objectif 5x) du rhéoscope¹, on est capable de déterminer l'épaisseur initiale du substrat fluide et de suivre son évolution (à l'aide des valeurs du paramètre focus f_0 du RhéoScope) au cours de l'essai sachant que la construction du dispositif ne permet pas l'observation au delà de 1,8 mm à partir du fond du lit sédimentaire. Comme d'habitude, le volume de visualisation doit être localisé au sein du substrat fluide et au voisinage de l'interface substrat fluide/fluide d'entraînement. On considère que le volume focalisé bascule dans la partie du fluide d'entraînement lorsque le nombre de particules présentes dans le champ image devient approximativement inférieur à 10. Notre technique de détection de l'érosion est ainsi différente de celles qui mesurent directement la concentration de la matière en suspension.

La figure 5.20 illustre les évolutions temporelles de l'épaisseur de différents substrats fluides. Avant tout, on remarque que les épaisseurs initiales des substrats (dans la zone de visualisation) ne sont pas complètement identiques mais sont toutes supérieures à 1,1 mm. Ces différences sont liées, d'une part, à l'interaction physique entre le substrat et le système EG pendant le remplissage du canal, et dans une moindre mesure à l'imperfection de mise en place initiale de l'échantillon en une couche d'épaisseur de 2 mm. On rappelle que le temps de remplissage de l'EG est d'environ 30 min pour les sections S100 et 10 min pour S1.33.

Différemment au cas de l'immiscibilité entre le substrat et le fluide d'entraînement, la figure 5.20 montre clairement que l'arrachement de la matière cohésive s'effectue facilement dans le cas de la miscibilité. La totalité du substrat fluide est mis en suspension. L'évolution temporelle de l'épaisseur du substrat fluide révèle l'existence de deux phases communes pour tous les substrats et d'une troisième pour le gel de laponite-carbopol (quelle que soit la section). La première caractérise une phase de latence pendant laquelle l'épaisseur diminue "faiblement". Puis cette évolution s'accélère. On observe alors une seconde phase où l'épaisseur décroît fortement et linéairement au cours du temps. La troisième étape, qui est très spécifique, correspond à un enlèvement brutal de la totalité de la couche de substrat fluide restante. On remarque que la durée des deux premières phases est plus longue pour le gel de carbopol que pour le gel mixte laponite-carbopol, et pour les substrats de section S100 que pour ceux de section S1.33. Pour ce dernier point, on a vu auparavant que la structure d'écoulement au niveau du fond était fortement affectée

par la topologie du substrat (totalement gel ou partiellement dans un fond solide lisse).

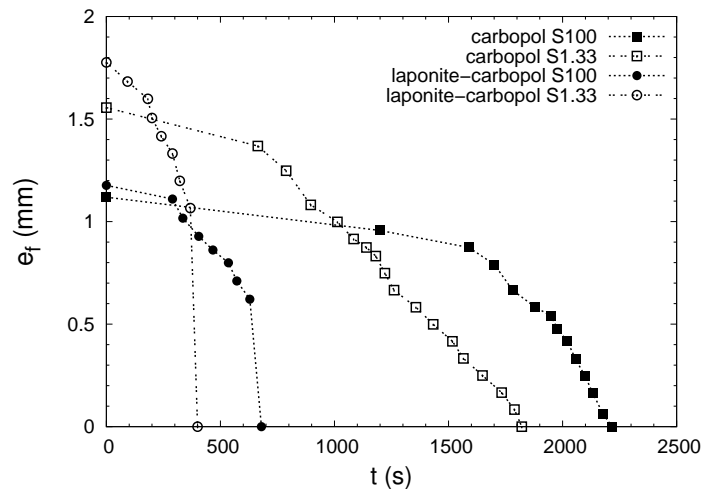


FIGURE 5.20: Evolution temporelle de l'épaisseur du substrat fluide sous l'entraînement de l'EG ($Re = 33500$).

Bien que les processus d'érosion ne soient pas les mêmes, les effets des propriétés et de section du substrat pour les deux cas d'étude (miscibilité et immiscibilité), sont similaires. Il importe de garder à l'esprit que la matière mise en suspension se mélange de manière assez homogène et modifie en retour la viscosité du fluide d'entraînement. Les essais sont donc réalisés avec des conditions hydrodynamiques différentes et évolutives au cours du temps. Si l'on cherche à utiliser les typologies d'érosion présentées au chapitre 1, paragraphe 1.2.2, on peut considérer que les deux premières phases de l'évolution temporelle de l'épaisseur correspondent à un mode d'érosion en surface et que la troisième phase est caractéristique d'une érosion en masse. Bien que les deux types de gels présentent des valeurs voisines du seuil de contrainte, on constate que les phénomènes brutaux qui se manifestent lors de la transition solide/liquide se rapporte au matériau possédant la plus forte teneur en eau¹ et le plus fort caractère thixotrope. L'interdépendance entre ces propriétés et leur conséquence sur les échanges à l'interface substrat/fluide d'entraînement sont autant d'aspects qu'il conviendrait d'examiner plus profondément.

L'influence du temps de repos et de l'épaisseur initiale du substrat mériterait aussi d'être considérée plus attentivement sachant que notre protocole a été défini pour minimiser les phénomènes de "vieillissement" (reprise de structure). Certains auteurs [117, 136] ont abordé cette problématique en effectuant des comparaisons entre des valeurs de contrainte critique d'érosion obtenues avec différents instruments pour des sédiments naturels.

Connaissant l'évolution temporelle de l'épaisseur du substrat fluide, on est capable de déterminer les valeurs correspondantes du paramètre taux d'érosion classiquement utilisé lorsque l'on mesure la matière en suspension. En posant E ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) et E_0 ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$), respectivement le taux d'érosion et le taux d'érosion cumulé du sédiment, on peut écrire, en supposant que l'épaisseur du lit est la même en tout point :

1. Voir les protocoles de préparation des fluides au chapitre 3, section 3.4.

$$E = \rho \times \frac{\Delta e_f}{\Delta t} \quad (5.1)$$

$$E_0 = \rho \times \frac{e_f(t_0) - e_f(t)}{t} \quad (5.2)$$

avec, ρ (kg/m^3) la masse volumique du gel, Δe_f (mm) l'épaisseur érodée du lit pour la période Δt (s) entre deux instants successifs, et $e_f(t_0)$ (m) l'épaisseur initiale du lit. On rappelle que c'est le paramètre E qui est généralement présenté dans la littérature.

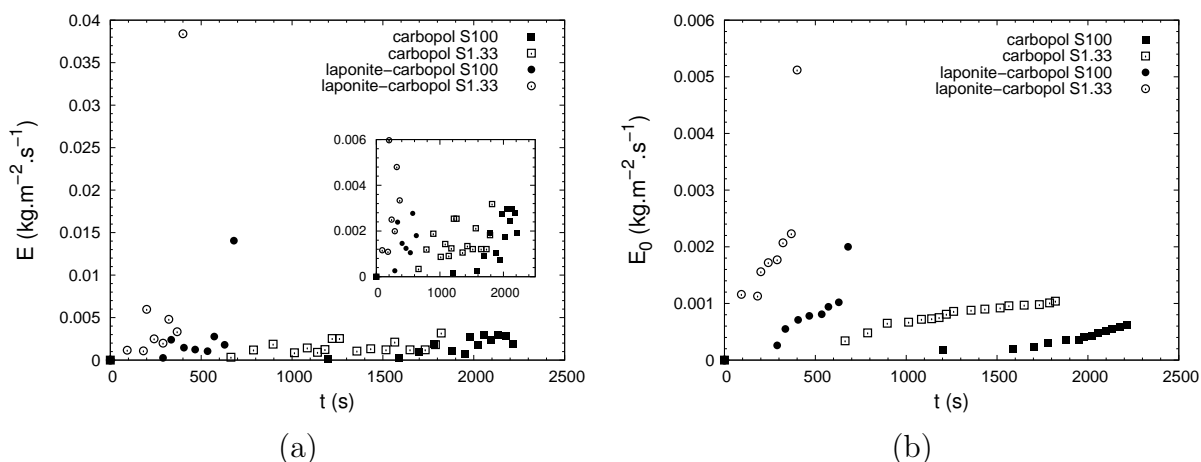


FIGURE 5.21: Evolution temporelle du taux d'érosion du substrat fluide sous l'entraînement de l'EG ($Re = 33500$) : (a) taux d'érosion E , et (b) taux d'érosion cumulé E_0 .

Bien que l'ordre de grandeur du taux d'érosion E soit beaucoup plus grand que celui du taux d'érosion cumulé E_0 , leurs évolutions temporelles présentent principalement des caractères similaires (figure 5.21). Evidemment, on retrouve pour ces deux modes de présentation, que le substrat laponite-carbopol est plus sensible à l'érosion et que le confinement de la section d'érosion favorise la déstabilisation du lit sédimentaire.

Ces graphiques montrent également que la décision de l'occurrence de l'érosion sur la base d'un accroissement important du taux d'érosion est délicate lorsque le phénomène d'enlèvement de matière est continu. Elles posent aussi la question de l'échelle de temps d'observation qui doit être adaptée pour qu'une quantité de matière notable puisse être transportée. Ils montrent enfin que ce sont les manifestations à l'échelle macroscopique qui sont retenues alors que des processus sont déjà mis en jeu à l'échelle microscopique.

5.3.2 Analyse locale des processus physiques de l'érosion

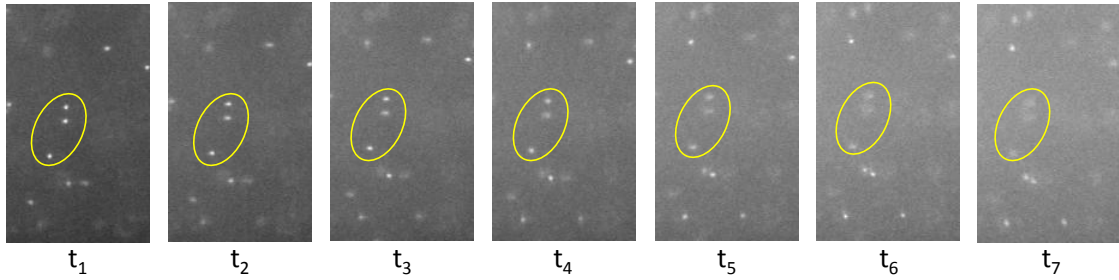
5.3.2.1 Interaction entre le fluide d'entraînement et les microstructures du substrat

Dans cette partie, les premiers processus d'érosion sont analysés visuellement à partir des images fournies par le système microscopique du rhéoscope1.

Les images illustrées sur la figure 5.22 sont enregistrées pendant les premiers instants de chaque essai. On présente seulement une partie du champ image (taille $764 \mu\text{m} \times 573$

μm). Les séquences sont celles relatives au comportement de l'interface substrat/fluide d'entraînement (épaisseur $e_f(t_0)$) lors de la phase de latence vue précédemment.

Substrat carbopol (S100)



Substrat laponite-carbopol (S100)

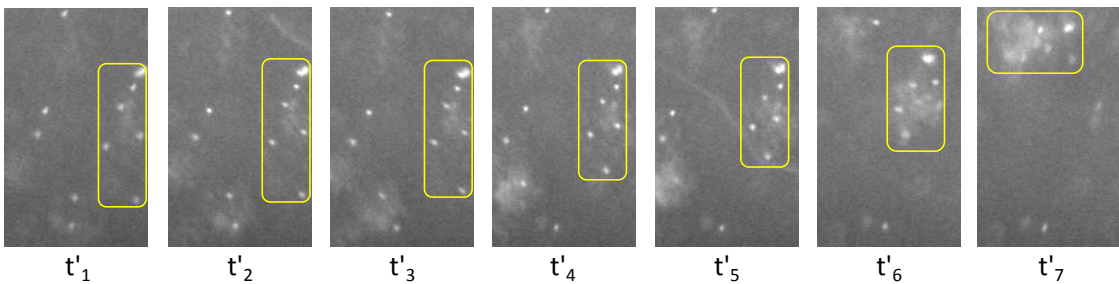


FIGURE 5.22: Observation visuelle des premiers instants du processus d'érosion du substrat fluide total S100 sous l'entraînement de l'EG ($Re = 33500$). La durée entre t_1 et t_7 est environ de 340 s, et celle entre t'_1 et t'_7 est de 34 s. La taille des images est de $143,16 \mu\text{m} \times 238,60 \mu\text{m}$. La direction principale de l'écoulement suit globalement une tendance allant du coin inférieur droit vers le coin supérieur gauche.

Au voisinage de la surface de chaque substrat (S100), les traceurs (particules blanches sur les photos) se déplacent sous l'entraînement de la solution EG. Au cours du temps, il apparaît une diminution de la netteté qui traduit une transformation du gel porteur (dilution locale) qui modifie localement l'indice optique et qui peut éventuellement déplacer verticalement les particules. Il importe de noter que les particules contenues dans chaque encadrement sont arrachées du fond juste après l'instant t_7 pour le substrat carbopol et t'_7 pour le substrat laponite-carbopol.

Les processus d'érosion locale s'effectuent différemment pour les deux matériaux modèles. La visualisation indique que l'ensemble de la microstructure du gel de carbopol est érodé directement et continuellement en couche. Une microstructure en agrégats est observée pour le gel mixte laponite-carbopol. On ne sait pas si celle-ci est native (i.e. obtenue lors de la préparation du gel) ou induite par les échanges à l'interface du substrat. En tout cas, on voit clairement le déplacement d'un ensemble de particules piégées au sein d'un agrégat qui sera entraîné par l'écoulement. A-t-on affaire à de l'érosion en flocs ou à de l'érosion en masse à l'échelle micronique ? Précédemment, nous avons indiqué que macroscopiquement il s'agissait d'érosion en surface. Seule l'érosion finale brutale observée macroscopiquement avait été qualifiée d'érosion en masse.

Les images enregistrées pour les périodes restantes de l'essai ont révélé que le processus d'érosion s'effectue de plus en plus rapidement en fonction de la profondeur du lit cohésif

qui se réduit au cours du temps, mais que les mécanismes restaient identiques. Ce résultat suggère que les évolutions temporelles de l'épaisseur érodée illustrées précédemment sur la figure 5.20 sont plutôt dûes à une modification du champ hydrodynamique locale. Il est aussi à noter que, après l'arrêt de l'écoulement, les microgels (carbopol et laponite-carbopol) déstructurés sédimentent sur le fond mais ils ne donnent pas lieu à la formation d'un matériau "massif" analogue à celui introduit initialement avant le cisaillement.

5.3.2.2 Dynamique particulière

La description des premiers processus d'érosion peut également être effectuée à partir de la dynamique des particules à l'échelle micronique. On utilise les mêmes essais précédents pour cette discussion.

Pour chaque essai, on présente les trajectoires de deux particules observées simultanément à partir d'un instant donné jusqu'à un instant où chacune est brutalement arrachée du fond. Dans le cas du gel mixte laponite-carbopol, on utilise des particules de deux agrégats différents. Pour cette analyse locale, il est difficile d'effectuer le suivi dès le début de l'essai car la mise en route du plateau d'entraînement provoque une modification plus ou moins importante de la surface du substrat qui oblige à adapter la focalisation du microscope. Sur la figure 5.23, le temps de début de suivi des particules indiquées vaut 12 s pour le substrat carbopol S100, 8 s pour le substrat carbopol S1.33, 0 s pour le substrat laponite-carbopol S100, et 46 s pour le substrat laponite-carbopol S1.33. Outre le problème de sous-échantillonnage, le suivi particulière est rendu encore plus délicat par les modifications de l'interface du substrat qui engendrent des mouvements ascensionnels et donc des variations de netteté importantes. Dans ces conditions, la détermination des positions des particules se fait exclusivement manuellement et l'incertitude sur les valeurs obtenues est grande.

Les trajectoires des particules indiquées dans le cas des deux substrats carbopol sont globalement similaires (seule la portée est différente), ce qui n'est pas le cas pour l'échantillon de laponite-carbopol qui montre en plus un comportement différent du gel de carbopol.

Similairement au cas de l'immiscibilité, il semble que la dynamique particulière sous cisaillement s'effectue principalement en deux temps si l'observation commence suffisamment tôt. Le premier est lié à l'établissement de l'écoulement du fluide d'entraînement qui donne lieu à des déplacements plutôt rectilignes et réguliers lorsque le régime est laminaire. Le deuxième concerne la réponse élastique du matériau. Ces étapes sont plus ou moins longues et les déplacements sont plus ou moins grands selon les propriétés de chaque matériau. Le temps caractéristique qui différencie les deux étapes est aux alentours de 45 s pour tous les essais (figures 5.23(a1), 5.23(a2) et 5.23(b1)). Ce temps est supérieur à celui obtenu dans le cas de non miscibilité (10 s pour le WSP) sachant que l'on traite de substrats avec des épaisseurs très différentes. Cela explique pourquoi la première étape n'est pas présente dans le cas du substrat laponite-carbopol S1.33 (figure 5.23(b2)) pour lequel l'observation débute un peu plus tardivement (à 46 s). Pour ce même cas, on remarque, pour la deuxième étape, que la particule au sein de l'agrégat oscille assez fortement dans un domaine puis dans un autre. Ce caractère particulier n'est pas présent

pour les autres cas d'étude.

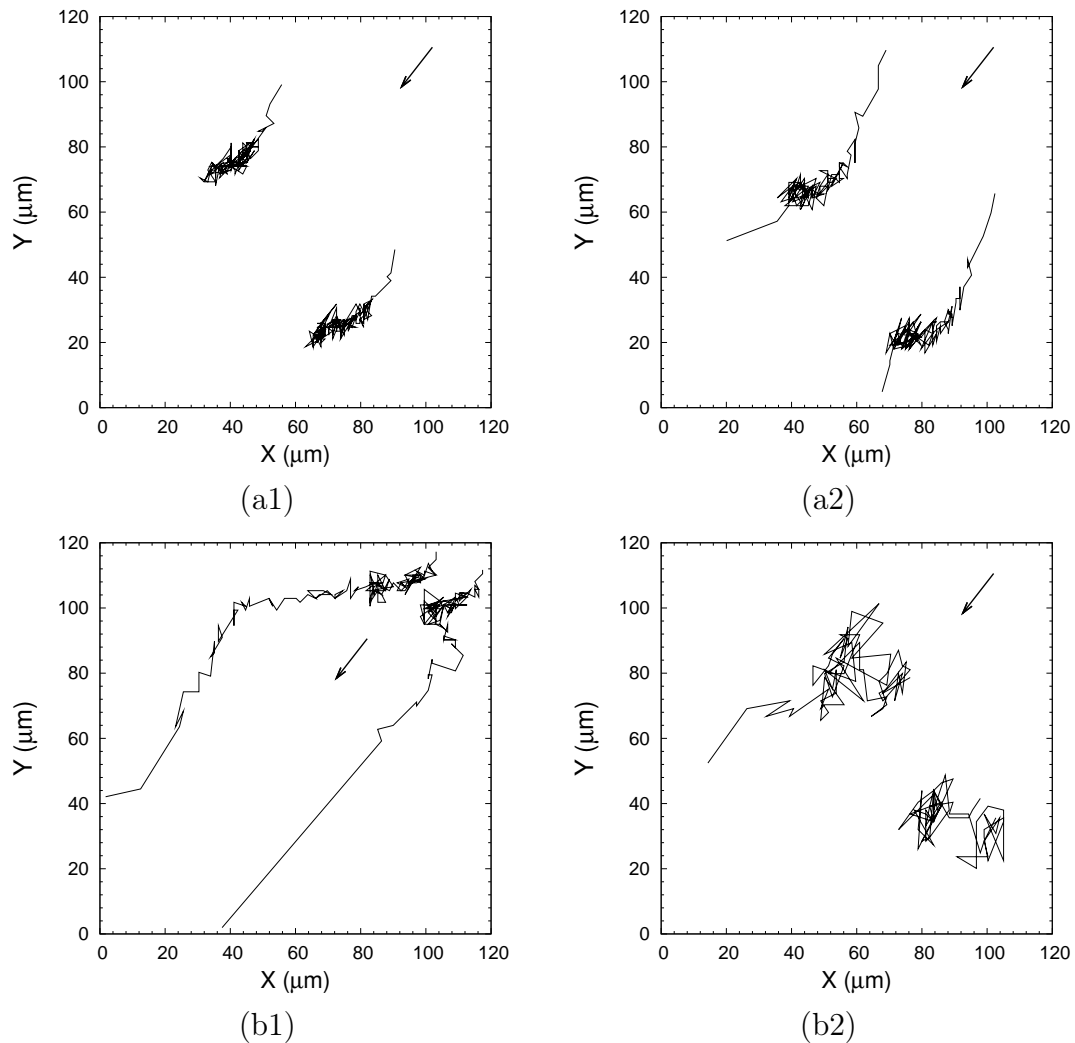


FIGURE 5.23: Trajectoires des particules au sein du substrat entraîné par l'EG ($Re = 33500$) : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol. Les notations (1) et (2) sont utilisées respectivement pour les sections S100 et S1.33. Pour chaque cas, deux particules sont observées simultanément. La flèche matérialise le sens principal de l'écoulement.

Selon que le volume de matière arraché tend à être transporté sur le fond, une phase de déplacement plutôt rectiligne et régulière peut alors être obtenue à la fin de la seconde étape (figures 5.23(a2), 5.23(b1) et 5.23(b2)). Cela ne remet pas en cause les observations précédentes qui indiquaient une érosion continue en couche pour le gel de carbopol et une érosion par formation d'agrégats microniques pour le gel de laponite-carbopol.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats d'essais d'érosion dans un mini-canal annulaire en s'attachant à la caractérisation du champ hydrodynamique et au comportement local du fond sédimentaire modèle. Le point d'observation locale située à l'interface du fond sédimentaire a été positionné dans une zone où les gradients de vitesse sont les

plus intenses. Outre le comportement rhéologique (seuil et thixotropie), les deux autres paramètres d'étude étaient la section du sédiment soumise à l'érosion et la miscibilité du sédiment et du fluide d'entraînement.

Il a été montré que, pour des mêmes caractéristiques d'entraînement (nature du fluide, température et vitesse d'entraînement), le champ hydrodynamique développé dépend des propriétés mécaniques du fond sédimentaire. Dès lors, l'effet d'amortissement lié au caractère viscoélastique du fluide, est plus ou moins prépondérant selon la nature du sédiment et de la section occupée par ce dernier.

Le suivi particulaire du fond sédimentaire a permis de mettre en évidence des déformations cohérentes avec la structure de l'écoulement d'entraînement aussi bien dans la phase d'établissement que dans le régime établi. Pour ce dernier, on observe la superposition d'une composante moyenne et d'une composante aléatoire. L'analyse comparative érosion/rhéométrie en terme de vitesse, suggère que les valeurs de la contrainte critique d'érosion et de la contrainte seuil en rhéométrie sont voisines lorsqu'il n'y a pas de phénomène d'échanges entre le sédiment et le fluide d'entraînement. Des mesures plus précises du profil de vitesse au niveau du fond, conduisant à l'estimation de la contrainte appliquée, permettrait d'être plus affirmatif. Par ailleurs, la dynamique de transition locale au sein d'un matériau avec un caractère thixotrope plus prononcé est plus complexe et elle révèle les effets négatifs sur la stabilité du sédiment.

Dans le cas où les échanges au niveau de l'interface sédimentaire existent, il en résulte que l'on a un matériau totalement différent de celui introduit initialement. La prédiction de la contrainte d'érosion à partir d'essais rhéométrique n'est plus immédiate puisque la résistance mécanique du sédiment est affaiblie, ce qui a déjà été rapporté dans la littérature. Un processus d'érosion plus continu est observé lorsque la thixotropie est très faible. Dès lors que celle-ci est plus importante, on assiste à une transition solide-liquide par fractionnement de la matière régulier puis plus brutal.

Conclusion générale et perspectives

Les sédiments cohésifs sont présents dans la plupart des systèmes marins et fluviaux. Ils jouent un rôle important dans le fonctionnement de ces écosystèmes et affectent également les activités humaines. Leur prise en compte est donc nécessaire dans le cadre de la gestion de ces espaces qui est un sujet d'occupation croissante. Leur caractère érodable est fondamental lorsque l'on traite du transport de tels matériaux. Des observations in-situ et d'études en laboratoire sont donc nécessaires pour mieux identifier les mécanismes mis en jeu et leur dépendance vis-à-vis des propriétés mécaniques des sédiments cohésifs.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une étude du comportement de tels matériaux lors d'essais rhéométriques et en érosion. L'objectif est de faire un lien entre ces deux types de comportement sur le plan physique et mécanique en focalisant principalement sur la naissance de la transition, entre l'état solide et l'état liquide du sédiment cohésif, induite sur une échelle de temps plus ou moins grande selon l'intensité de la contrainte externe appliquée. Pour ce faire, le travail a été abordé expérimentalement à deux échelles d'observation, l'une macroscopique et l'autre locale. Il a nécessité le développement de moyens expérimentaux (géométries de mesure et d'étalonnage, mini-canal annulaire). Les techniques optiques, développées et mises en œuvre, ont alors imposé de mettre au point et d'utiliser des matériaux modèles transparents simulant les propriétés rhéologiques de sédiments cohésifs naturels. Les systèmes développés font partie de la famille des systèmes mous coincés. Ces matériaux (gels de carbopol et de laponite-carbopol), de fabrication reproductible, présentent des valeurs de contrainte seuil voisines (≈ 15 Pa) mais l'un (gel de laponite-carbopol) possède un caractère thixotrope beaucoup plus prononcé. Les éléments constituant du gel de carbopol font que celui-ci est légèrement thixotrope, contrairement à la version purement aqueuse classiquement utilisée dans la plupart des études.

Le travail effectué s'est concentré dans un premier temps sur le comportement rhéométrique où les conditions expérimentales sont simples (du point de vue de la mécanique des fluides), puis s'est étendu à une exploration du comportement lors de tests en érosion. Il ne s'agit donc pas d'une étude comparative à proprement parlé. Différents paramètres d'essai (taille des rugosités de la géométrie, histoire mécanique, état de confinement du matériau, nature et niveau de sollicitation mécanique, transfert de matière au niveau du fond, ...) ont été employés pour mieux comprendre leur influence sur la transition solide-liquide.

En ce qui concerne les résultats des essais rhéométriques, on peut relever plusieurs points essentiels.

Tout d'abord, bien que le comportement d'écoulement macroscopique du gel de carbopol ne semble pas affecté par la taille des rugosités de la géométrie, les profils de vitesse

locale indiquent que la géométrie, possédant des rugosités de taille millimétrique (*PP28 dentés*), favorise le développement d'un cisaillement homogène du matériau pour les valeurs de contrainte en fluage proches du seuil.

Ensuite, la situation d'évolution décroissante de la vitesse de cisaillement macroscopique correspond à un comportement solide du matériau sur toute son épaisseur entre les plateaux de la géométrie (déformation élastique). On enregistre alors des vitesses de déformation en fluage. Pour la situation inverse, on est en présence d'un écoulement non homogène avec coexistence d'une zone solide (près du plan inférieur) et liquide (près du plan supérieur). Les phénomènes de localisation (position et évolution temporelle) du cisaillement pour les gels de carbopol et de laponite-carbopol sont différents et sont vraisemblablement dépendant du caractère thixotrope.

Par ailleurs, on peut définir un temps de transition au niveau macroscopique à partir de l'évolution temporelle du taux de déformation, et au niveau local à l'aide de l'évolution temporelle de la vitesse particulière. La structuration non homogène du cisaillement, dans le cas du matériau très thixotrope, conduit à une différence entre les valeurs de temps macroscopique et local. Pour le gel de laponite-carbopol, la transition locale apparaît plus tardivement. Il faut souligner que ces temps de transition dépendent de l'histoire mécanique du matériau (chargement progressif) et de l'intensité de la sollicitation appliquée.

Enfin, les observations locales des déplacements particuliers prouvent qu'il existe vraisemblablement des mécanismes d'organisation structurelle particuliers (mobilité et taille de clusters?), sans perte d'intégrité de la structure macroscopique, qui se manifestent au repos (après sollicitation du matériau), pour des contraintes inférieures à la contrainte seuil qu'elles soient appliquées de manière continue ou avec un taux d'accroissement suffisamment faible. Les temps caractéristiques intrinsèques d'évolution structurelle, qui sous-tendent la propriété de thixotropie, jouent alors un rôle important.

L'étude du comportement en érosion, qui se veut exploratoire, s'est limitée à l'observation locale en une position au sein du mini-canal toujours au niveau de l'interface du fond sédimentaire modèle. Cette position est localisée dans une région où les valeurs des composantes radiale et tangentielle de vitesse sont les plus élevées.

Différentes constatations peuvent être faites à propos du champ hydrodynamique. Premièrement, celui-ci présente des structures tourbillonnaires, dont la localisation au sein du canal annulaire et la taille changent en fonction du nombre de Reynolds (instabilités de type Taylor-Couette du fait de la géométrie du canal). Ensuite, dans la zone très proche du fond, les propriétés viscoélastiques du substrat induisent une interaction entre le substrat et l'écoulement. Le champ hydrodynamique développé, et par conséquent la contrainte au fond, est donc différent en intensité selon la section occupée au fond par le sédiment. On accroît les efforts si la section est faible. De la même manière, la viscosité du fluide d'entraînement affecte le champ hydrodynamique au voisinage immédiat du fond. La caractérisation de l'essai à partir des grandeurs caractéristiques d'entraînement est donc insuffisante et doit donc se faire localement.

En ce qui concerne la dynamique locale des particules au sein du fond sédimentaire, on observe, tout comme en rhéométrie, des déplacements "rectilignes" réguliers, avec une composante supplémentaire aléatoire qui est liée à la nature turbulente du régime d'écoulement du fluide d'entraînement (substrat en vibration).

Dans le cas où il y a le phénomène d'échange à l'interface substrat/fluide d'entraînement, l'arrachement de la matière cohésive s'effectue très facilement car il affaiblit la résistance mécanique du matériau. Le processus d'érosion s'effectue alors en étapes. L'épaisseur du substrat diminue graduellement pendant la première période (phase de latence), puis plus ou moins rapidement selon les propriétés du substrat. Seul le cas du gel de laponite-carbopol, qui est très thixotrope, conduit à un enlèvement par fractionnement, d'abord régulier puis brutal, de la couche du substrat (érosion en masse).

Lorsque le substrat et le fluide d'entraînement sont non miscibles, le phénomène de rupture du substrat fluide respecte le scénario suivant (configuration avec un fluide d'entraînement de viscosité "importante" et une faible section d'érosion) : (1) le matériau dans une petite zone en aval de l'écoulement monte sur le bord rigide, (2) le matériau restant sur le bord s'allonge, (3) le matériau se détache complètement du fond. Le caractère thixotrope induit des dynamiques de transition solide/liquide plus "rapide".

L'accent de ce travail de recherche est mis sur le lien entre les résultats rhéométriques et d'érosion en ce qui concerne la contrainte capable d'initier la transition solide-liquide. Les observations des vitesses locales de particules montrent que la valeur de contrainte seuil en rhéométrie semble être cohérente avec celle obtenue à partir d'essais d'érosion où il n'y a pas de transfert au niveau du fond sédimentaire.

Pour terminer cette conclusion générale, il est à noter que de nombreuses extensions permettraient de compléter et d'enrichir ce travail de thèse.

Du point de vue technique, il conviendrait de changer la caméra de manière à accroître la fréquence d'enregistrement d'images du microscope afin d'obtenir des informations pertinentes dans le cas de très fortes dynamiques de particules. Concernant le mini-canal d'érosion, il faudrait agrandir la gamme de vitesses de rotation du plateau d'entraînement. Ce point est important si l'on souhaite estimer la valeur très faible de contrainte d'érosion dans le cas de miscibilité, ou provoquer l'érosion du lit sédimentaire de forte résistance mécanique dans le cas de non miscibilité. En outre, afin de pouvoir caractériser finement le champ hydrodynamique sur toute la hauteur du canal annulaire et estimer ainsi de manière précise la contrainte au fond, il faudrait mettre en place un système de mesure LDV (au moins deux composantes).

Sur le plan des essais, les perspectives sont multiples. Dans la continuité immédiate, il faudrait comparer les situations d'écoulement au sein du canal sur la base d'un nombre de Reynolds calculé à partir de grandeurs caractéristiques au fond. Une comparaison entre le cas d'un substrat rigide lisse et rugueux devrait aussi être examinée. Pour s'approcher d'une situation naturelle, le cas d'un écoulement de sens alterné est aussi techniquement envisageable. Il serait aussi intéressant de disposer d'observations locales en différents points du canal et de données rhéométriques en vitesse particulière pour un jeu de valeurs de contrainte afin de mener une étude comparative. La question sur la manière dont l'inhomogénéité du cisaillement s'instaure reste ouverte. S'agit-il de la propagation d'une fracture? Des essais de fluage de longue durée, en différents endroits au sein de l'entrefer, permettraient d'obtenir des évolutions temporelles de vitesse locale permettant d'identifier les temps de transition, et de corrélérer éventuellement ceux-ci avec une vitesse de propagation.

L'aspect "matériaux" doit encore être prospecté. Afin d'analyser plus concrètement l'effet de la thixotropie sur le processus d'érosion, un troisième matériau modèle avec le même seuil de contrainte mais sans thixotropie doit être fabriqué et étudié. L'étude de l'influence de la fraction volumique de billes microniques transparentes du sédiment modèle sur les comportements rhéologique et en érosion, au niveau macroscopique et local, doit être menée. On rappelle que la principale méthode de préparation de systèmes modèles sablo-vaseux a été déjà prévue dans cette thèse. De nouveaux systèmes modèles non transparents, exploitant la bentonite et le kaolin, pourraient être préparés en jouant sur les conditions de préparations (à concentration massique constante) afin d'ajuster les propriétés de seuil, de thixotropie et de perméabilité.

Bibliographie

- [1] J. Aberle, V. Nikora, and R. Walters. Effects of bed material properties on cohesive sediment erosion. *Marine Geology*, 207 :83–93, 2004.
- [2] C.L. Amos, A. Bergamasco, G. Umgiesser, S. Cappucci, D. Cloutier, L. DeNat, M. Flindt, M. Bonardi, and S. Cristante. The stability of tidal flats in venice lagoon - the results of in-situ measurements using two benthic, annular flumes. *Journal of Marine Systems*, 51 :211–241, 2004.
- [3] C.L. Amos, J. Grant, G.R. Daborn, and K. Black. Sea carousel - a benthic, annular flume. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 34 :557–577, 1992.
- [4] T.J. Andersen. Seasonal variation in erodibility of two temperate, microtidal mudflats. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 53 :1–12, 2001.
- [5] T. Aubry, T. Razafinimaro, R.S. Jacinto, and P. Bassoulet. Rheological properties of a natural estuarine mud. *Appl. Rheol*, 13 :142–149, 2003.
- [6] I. Austen, T.J. Andersen, and K. Edolvang. The influence of benthic diatoms and invertebrates on the erodibility of an intertidal mudflat, the danish wadden sea. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 44 :99–111, 1999.
- [7] B.C. Bailey and M. Yoda. An aqueous low-viscosity density- and refractive index-matched suspension system. *Experiments in Fluids*, 35 :1–3, 2003.
- [8] D. Pham Van Bang, G. Ovarlez, and L. Tocquer. Effets de la densité et de la structuration sur les caractéristiques rhéologiques de la vase. *Houille blanche*, 2 :85 – 93, 2007.
- [9] J. Berlamont, M. Ockenden, E. Toorman, and J. Winterwerp. The characterisation of cohesive sediment properties. *Coastal Engineering*, 21 :105–128, 1993.
- [10] A. Besq. *Ecoulements laminaires de suspensions de bentonites industrielles*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2000.
- [11] A. Besq, X. Qi, S. Guillou, and R. Makhloufi. Etude des propriétés rhéologiques de dépôts de sédiments cohésifs d'un milieu estuarien. In *41ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie*, 2006.
- [12] K.S. Black and D.M. Paterson. Measurement of the erosion potential of cohesive marine sediments : A review of current in situ technology. *Journal of Marine Environmental Engineering*, 4 :43–83, 1997.
- [13] J. Bloesch. A review of methods used to measure sediment resuspension. *Hydrobiologia*, 284 :13–18, 1994.

- [14] B. Bohling. Estimating the risk for erosion of surface sediments in the mecklenburg bight (south-western baltic sea). *Baltica*, 18 :3–12, 2005.
- [15] D. Bonn, P. Coussot, H.T. Huynh, F. Bertrand, and G. Debrégeas. Rheology of soft glassy materials. *Europhysics Letters*, 59 :786–792, 2002.
- [16] C. Brière. *Etude de l'hydrodynamique d'une zone côtière anthropisée : l'embouchure de l'Adour et les plages adjacentes d'Anglet*. PhD thesis, Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2005.
- [17] F. Caton and C. Baravian. Du vieillissement à la rupture des fluides à seuils. In *42ème colloque du Groupe Français de Rhéologie*, 2007.
- [18] F. Caton and C. Baravian. Plastic behavior of some yield stress fluids : from creep to long-time yield. *Rheol Acta*, 47 :601–607, 2008.
- [19] C.L. Caywood. Determination of erosion rates of cohesive sediments in the carson and truckee rivers. Master's thesis, University of Nevada, 1999.
- [20] G. Chapalain, Y.P. Sheng, and A.T. Temperville. About the specification of erosion flux for soft stratified cohesive sediments. *Mathematical Geology*, 26 :651–676, 1994.
- [21] C. Chevalier and M. Joelson. Amortissement d'une houle au dessus d'une couche de vase. In *17ème Congrès Français de Mécanique*, 2005.
- [22] S.K. Choi. A study of a ph-sensitive polymer for a novel conformance control applications. Master's thesis, University of Texas at Austin, 2005.
- [23] L. Cipelletti, L. Ramos, S. Manley, E. Pitard, D.A. Weitz, E.E. Pashkovski, and M. Johansson. Universal non-diffusive slow dynamics in aging soft matter. *Faraday Discussions*, 123 :237–251, 2003.
- [24] The Lubrizol Corporation. Carbopol rheology modifiers. Technical report, www.carbopol.com, 2007.
- [25] P. Coussot. *Mudflow Rheology and Dynamics*. A.A. Balkema, Rotterdam, The Netherlands, 1997.
- [26] P. Coussot. Rheophysics of pastes : a review of microscopic modelling approaches. *Soft Matter*, 3 :528–540, 2007.
- [27] P. Coussot and C. Ancey. *Rhéophysique des pâtes et des suspensions*. EDP Sciences, 1999.
- [28] P. Coussot and J.L. Grossiord. *Comprendre la rhéologie de la circulation du sang à la prise du béton*. EDP Sciences, 2001.
- [29] P. Coussot, J.S. Raynaud, F. Bertrand, P. Moucheron, J.P. Guilbaud, H.T. Huynh, S. Jarny, and D. Lesueur. Coexistence of liquid and solid phases in flowing soft-glassy materials. *Physical Review Letters*, 88 :218301.1–218301.4, 2002.
- [30] P. Coussot, L. Tocquer, C. Lanos, and G. Ovarlez. Macroscopic vs. local rheology of yield stress fluids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 158 :85 – 90, 2009.
- [31] E.N. da C. Andrade. *Viscosity and Plasticity*. Heffer, Cambridge, 1947.
- [32] M.A.V. da Costa Araújo. *Erosion mechanisms in marine sediments*. PhD thesis, Universidade do Minho, 2004.

-
- [33] E.M.G.T. de Deckere, T.J. Tolhurst, and J.F.C. de Brouwer. Destabilization of cohesive intertidal sediments by infauna. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 53 :665–669, 2001.
- [34] T. Divoux, D. Tamarii, C. Barentin, and S. Manneville. Transient shear banding in a simple yield stress fluid. *Physical Review Letters*, 104 :208301.1–208301–4, 2010.
- [35] I.G. Droppo, Y.L. Lau, and C. Mitchell. The effect of depositional history on contaminated bed sediment stability. *The Science of the Total Environment*, 266 :7–13, 2001.
- [36] M.A. Foda and S.-Y. Tzang. Resonant fluidization of silty soil by water waves. *Journal of Geophysical Research*, 99 :20.463–20.475, 1994.
- [37] M.S. Fonseca and J.S. Fisher. A comparison of canopy friction and sediment movement between four species of seagrass with reference to their ecology and restoration. *Mar. Ecol. Prog. Ser*, 29 :15–22, 1986.
- [38] P.L. Friend, M.B. Collins, and P.M. Holligan. Day-night variation of intertidal flat sediment properties in relation to sediment stability. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 58 :663–675, 2003.
- [39] P.L. Friend, C.H. Lucas, and S.K. Rossington. Day-night variation of cohesive sediment stability. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 64 :407–418, 2005.
- [40] M.K. Fukuda and W. Lick. The entrainment of cohesive sediments in freshwater. *Journal of Geophysical Research*, 85 :2813–2824, 1980.
- [41] J.C.P. Gabriel, C. Sanchez, and P. Davidson. Observation of nematic liquid-crystal textures in aqueous gels of smectite clays. *Journal of Physical Chemistry*, 100(26) :11139–11143, 1996.
- [42] T. Gibaud, C. Barentin, and S. Manneville. Influence of boundary conditions on yielding in a soft glassy material. *Physical Review Letters*, 101 :258302.1–258301–4, 2008.
- [43] J. Goyon, A. Colin, G. Ovarlez, A. Ajdari, and L. Bocquet. Spatial cooperativity in soft glassy flows. *Nature*, 454 :84–87, 2008.
- [44] H.K. Ha and J.P.-Y. Maa. Evaluation of two conflicting paradigms for cohesive sediment deposition. *Marine Geology*, 265 :120–129, 2009.
- [45] P. Le Hir, P. Cann, H. Jestin, and P. Bassoullet. Instrumentation légère pour la mesure de l'érodabilité des sédiments vaseux ou sablo-vaseux. In *IXèmes Journées Nationales Génie Côtier-Génie Civil, Brest*, 2006.
- [46] P. Le Hir, Y. Monbet, and F. Orvain. Sediment erodability in sediment transport modelling : Can we account for biota effects ? *Continental Shelf Research*, 27 :1116–1142, 2007.
- [47] P. Le Hir, W. Roberts, O. Cazaillet, M. Christie, P. Bassoullet, and C. Bacher. Characterization of intertidal flat hydrodynamics. *Continental Shelf Research*, 20 :1433–1459, 2000.
- [48] A.H. Hosmani, Y.S. Thorat, and P.V. Kasture. Carbopol and its pharmaceutical significance : A review. *Pharmaceutical Reviews*, pages 1–16, 2007.
-

- [49] E.J. Houwing. Determination of the critical erosion threshold of cohesive sediments on intertidal mudflats along the dutch wadden sea coast. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 49 :545–555, 1999.
- [50] E.J. Houwing and L.C. van Rijn. In situ erosion flume (isef) : determination of bed-shear stress and erosion of a kaolinite bed. *Journal of Sea Research*, 39 :243–253, 1998.
- [51] Z. Huang and H. Aode. A laboratory study of rheological properties of mudflows in hangzhou bay, china. *International Journal of Sediment Research*, 24 :410–424, 2009.
- [52] H.T. Huynh and R. Chafa. Influence d’un carbomère sur le comportement thixotrope de suspensions aqueuses de laponite. In *41ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie*, 2006.
- [53] E.J. Hwang and A.J. Mehta. Fine sediment erodibility in lake okeechobee. Technical report, Coastal and Oceanographic Engineering Dept., Univ. of Florida, 1989.
- [54] W. Jacobs, P. Le Hir, W. Van Kesteren, and P. Cann. Erosion threshold of sand – mud mixtures. *Continental Shelf Research*, doi :10.1016/j.csr.2010.05.012, 2010.
- [55] R. Jepsen, J. Roberts, and J. Gailani. Erosion measurements in linear, oscillatory, and combined oscillatory and linear flow regimes. *Journal of Coastal Research*, 20 :1096–1101, 2004.
- [56] R. Jepsen, J. Roberts, and W. Lick. Effects of bulk density on sediment erosion rates. *Water, Air and Soil Pollution*, 99 :21–31, 1997.
- [57] J.W. Kamphuis and K.R. Hall. Cohesive material erosion by unidirectional current. *Journal of Hydraulic Engineering*, 109 :49–61, 1983.
- [58] S. Kervella. *Dynamique des sédiments fins et mixtes des zones intertidales de la baie de Marennes-Oléron*. PhD thesis, Université de la Rochelle, 2009.
- [59] J.Y. Kim, J.Y. Song, E.J. Lee, and S.K. Park. Rheological properties and microstructures of carbopol gel network system. *Colloid Polym. Sci.*, 281 :614 – 623, 2003.
- [60] J. Labanda, J. Sabaté, and J. Llorens. Rheology changes of laponite aqueous dispersions due to the addition of sodium polyacrylates of different molecular weights. *Colloids and Surfaces A : Physicochem. Eng. Aspects*, 301 :8–15, 2007.
- [61] Y.L. Lau and I.G. Droppo. Influence of antecedent conditions on critical shear stress of bed sediments. *Water Research*, 34 :663–667, 2000.
- [62] S.D. Lelieveld, C.A. Pilditch, and M.O. Green. Variation in sediment stability and relation to indicators of microbial abundance in the okura estuary, new zealand. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 57 :123–136, 2003.
- [63] Marcel Lesieur. *La turbulence*. EDP Sciences, 1994.
- [64] P. Levitz, E. Lecolier, A. Mouchid, A. Delville, and S. Lyonnard. Liquid-solid transition of laponite suspensions at very low ionic strength : Long-range electrostatic stabilisation of anisotropic colloids. *Europhysics Letters*, 49(5) :672–677, 2000.

-
- [65] C.X. Li, P. Wang, F. Daidu, D. Bing, and L. Tiesong. Open-coast intertidal deposits and the preservation potential of individual laminae : a case study from east-central china. *Sedimentology*, 47 :1039–1051, 2000.
- [66] L. Li, L. Harnau, S. Rosenfeldt, and M. Ballauff. Effective interaction of charged platelets in aqueous solution : investigations of colloid laponite suspensions by static light scattering and small-angle x-ray scattering. *Phys. Rev.*, 72 :1–11, 2005.
- [67] C.X. Lin and S.Y. Ko. Effects of temperature and concentration on the steady shear properties of aqueous solutions of carbopol and cmc. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 22(2) :157–166, 1995.
- [68] Rockwood Additives Ltd. Laponite additives synthetic silicate additives. Technical report, www.laponite.com, 2007.
- [69] M. Lundkvist, M. Grue, P.L. Friend, and M.R. Flindt. The relative contributions of physical and microbiological factors to cohesive sediment stability. *Continental Shelf Research*, 27 :1143–1152, 2007.
- [70] J.P.-Y Maa, L.P. Sanford, and J.P. Halka. Sediment resuspension characteristics in baltimore harbor, maryland. *Marine Geology*, 146 :137–145, 1998.
- [71] C.W. Macosko. *Rheology Principles, Measurements, and Applications*. WILEY-VCH, 1994.
- [72] A. Magnin and J.M. Piau. Cone-and-plate rheometry of yield stress fluids. study of an aqueous gel. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 36 :85–108, 1990.
- [73] A.Y. Malkin and A.I. Isayev. *Rheology*. Chemtec Publishing, 2006.
- [74] S. Manneville. Recent experimental probes of shear banding. *Rheol Acta*, 47 :301–318, 2008.
- [75] S. Mazoyer, L. Cipelletti, and L. Ramos. Origin of the slow dynamics and the aging of a soft glass. *Physical Review Letters*, 97(23) :238301(4), 2006.
- [76] J. Mewis. Thixotropy - a general review. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 6 :1–20, 1979.
- [77] C. Migniot. Bedding-down and rheology of muds (part 2). *Houille blanche*, 2 :95–111, 1989.
- [78] H. Mitchener and H. Torfs. Erosion of mud/sand mixtures. *Coastal Engineering*, 29 :1–25, 1996.
- [79] Y. Mélinge. Mécanique des fluides. Cours de Master 2006-2007.
- [80] P.C.F. Møller, J. Mewis, and D. Bonn. Yield stress and thixotropy : on the difficulty of measuring yield stresses in practice. *Soft Matter*, 2 :274–283, 2006.
- [81] P.C.F. Møller, S. Rodts, M.A.J. Michels, and D. Bonn. Shear banding and yield stress in soft glassy materials. *Phys. Rev.*, 77 :041507.1–041507–5, 2008.
- [82] P. Mongondry. *Structure et comportement rhéologique des suspensions aqueuses de Laponite en présence de plusieurs additifs*. PhD thesis, Université du Maine-Le Mans, 2003.
- [83] P. Mongondry, J.F. Tassin, and T. Nicolai. Revised state diagram of laponite dispersions. *Journal of Colloid and Interface Science*, 283 :397–405, 2005.
-

- [84] F. Monti, J. Seth, and M. Cloitre. Mécanismes de vieillissement dans les pâtes colloïdales. In *42ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie*, 2007.
- [85] A Mourchid, A. Delville, J. Lambard, E. Lecolier, and P. Levitz. Phase diagram of colloidal dispersions of anisotropic charged particles : equilibrium properties, structure, and rheology of laponite suspensions. *Langmuir*, 11 :1942–1950, 1995.
- [86] A. Mourchid, E. Lecolier, H. Van Damme, and P. Levitz. On viscoelastic, birefringent, and swelling properties of laponite clay suspensions : Revisited phase diagram. *Langmuir*, 14(17) :4718–4723, 1998.
- [87] C.S. Nickerson and J.A. Kornfield. A "cleat" geometry for suppressing wall slip. *Journal of Rheology*, 49 :865 – 874, 2005.
- [88] A.R.M. Nowell, P.A. Jumars, and J.E. Eckman. Effects of biological activity on the entrainment of marine sediments. *Marine Geology*, 42 :133–153, 1981.
- [89] M.C. Ockenden and E.A. Delo. Consolidation and erosion of estuarine mud and sand mixtures – an experimental study. Technical report, HR Wallingford, Report No. SR 149, 1988.
- [90] F.K. Oppong and J.R. de Bruyn. Diffusion of microscopic tracer particles in a yield-stress fluid. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 142 :104–111, 2007.
- [91] F.K. Oppong, L. Rubatat, B.J. Frisken, A.E. Bailey, and J.R. de Bruyn. Micro-rheology and structure of a yield-stress polymer gel. *Phys. Rev. E*, 73 :041405, 2006.
- [92] P. Oswald. *Rhéophysique*. Berlin, 2005.
- [93] K. Otsubo and K. Muraoka. Critical shear stress of cohesive bottom sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*, 114 :1241–1256, 1988.
- [94] G. Ovarlez, S. Rodts, X. Chateau, and P. Coussot. Phenomenology and physical origin of shear localization and shear banding in complex fluids. *Rheol Acta*, 48 :831 – 844, 2009.
- [95] I. Panagiotopoulos, G. Voulgaris, and M.B. Collins. The influence of clay on the threshold of movement of fine sandy beds. *Coastal Engineering*, 32 :19–43, 1997.
- [96] T.M. Parchure and A.J. Mehta. Erosion of soft cohesive sediment deposits. *Journal of Hydraulic Engineering*, 111 :1308–1326, 1985.
- [97] E. Partheniades. *Cohesive Sediments in Open Channel*. Elsevier, 2009.
- [98] D.M. Paterson, T.J. Tolhurst, J.A. Kelly, C. Honeywill, E.M.G.T. de Deckere, V. Huet, S.A. Shayler, K.S. Black, J. de Brouwer, and I. Davidson. Variations in sediment properties, skeffling mudflat, humber estuary, uk. *Continental Shelf Research*, 20 :1373–1396, 2000.
- [99] D.M. Paterson, K.H. Wiltshire, A. Miles, J. Blackburn, I. Davidson, M.G. Yates, S. McGrorty, and J.A. Eastwood. Microbiological mediation of spectral reflectance from intertidal cohesive sediments. *Limno. Oceanogr.*, 43 :1207–1221, 1998.
- [100] S. Paumier, P. Monnet, and A. Pantet. Rhéologie de suspensions de smectite : impact de la saturation (ca²⁺, na⁺). In *41ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie*, 2006.

-
- [101] G. Pender, P.S. Meadows, and J. Tait. Biological impact on sediment processes in the coastal zone. *Proc. Instn Civ. Engrs Wat., Marit. & Energy*, 106 :53–60, 1994.
- [102] R.G. Perkins, D.M. Paterson, H. Sun, J. Watson, and M.A. Player. Extracellular polymeric substances : quantification and use in erosion experiments. *Continental Shelf Research*, 24 :1623–1635, 2004.
- [103] J.M. Piau. Carbopol gels : Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges meso- and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 144 :1–29, 2007.
- [104] F. Pignon, A. Magnin, and J.M. Piau. Thixotropic behavior of clay dispersions : combinations of scattering and rheometric techniques. *Journal of Rheology*, 42(6) :1349–1373, 1998.
- [105] F. Pignon, A. Magnin, J.M. Piau, B. Cabane, P. Lindner, and O. Diat. Yield stress thixotropic clay suspension : Investigations of structure by light, neutron, and x-ray scattering. *Phys. Rev.*, 56 :3281–3289, 1997.
- [106] F. Pourahmadi and J.A.C. Humphrey. Prediction of curved channel flow with an extended k-epsilon model of turbulence. *AIAA Journal*, 21 :1365–1373, 1983.
- [107] K.S. Pouv, A. Besq, and S. Guillou. Outils rhéo-optiques pour la caractérisation macroscopique et locale de matériaux transparents. In *44ème Colloque Annuel du Groupe Français de Rhéologie*, 2009.
- [108] K.S. Pouv, A. Besq, and S. Guillou. Caractérisation rhéométrique des conditions de transition solide/liquide de sédiments cohésifs : vers un lien avec le comportement en érosion. In *XI Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil*, 2010.
- [109] D. Pritcharda, A.J. Hogga, and W. Roberts. Morphological modelling of intertidal mudflats : the role of cross-shore tidal currents. *Continental Shelf Research*, 22 :1887–1895, 2002.
- [110] A.M.V. Putz and T.I. Burghelea. The solid-fluid transition in a yield stress shear thinning physical gel. *Rheol Acta*, 48 :673 – 689, 2009.
- [111] X Qi. Etude rhéométrique de suspensions et dépôts de sédiments cohésifs de l'estuaire de la rance. Master's thesis, Université de Caen Basse-Normandie, 2006.
- [112] A. Ragouilliaux, G. Ovarlez, N. Shahidzadeh-Bonn, B. Herzhaft, T. Palermo, and P. Coussot. Transition from a simple yield-stress fluid to a thixotropic material. *Phys. Rev.*, 76 :051408.1–051408.5, 2007.
- [113] A.J. Raudkivi. *Loose Boundary Hydraulics*. A.A. Balkema, Rotterdam, The Netherlands, 1998.
- [114] V. Ravisanger, K.E. Dennett, T.W. Sturm, and A. Amirtharajah. Effect of sediment ph on resuspension of kaolinite sediments. *Journal of Environmental Engineering*, 127 :531–538, 2001.
- [115] B. Ruzicka, L. Zulian, and G. Ruocco. More on phase diagram of laponite. *Langmuir*, 22 :1106 – 1111, 2006.
- [116] M. Sanchez and D. Levacher. Erosion d'une vase de l'estuaire de la loire sous l'action du courant. *Bull. Eng. Geol. Environ.*, 67 :597–605, 2008.
-

- [117] L.P. Sanford. Uncertainties in sediment erodibility estimates due to a lack of standards for experimental protocols and data interpretation. *Integrated Environmental Assessment and Management*, 2 :29–34, 2006.
- [118] L.P. Sanford and J.P.Y. Maa. A unified erosion formulation for fine sediments. *Marine Geology*, 179 :9–23, 2001.
- [119] A. Santa-Cruz. *Contrôle par plaque séparatrice du proche sillage à l’aval d’un cylindre semi-circulaire*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2001.
- [120] I.F. Sbalzarini and P. Koumoutsakos. Feature point tracking and trajectory analysis for video imaging in cell biology. *J. Struct. Biol.*, 152(2) :182–195, 2005.
- [121] M. Schünemann and H. Kühl. A device for erosion-measurements on naturally formed, muddy sediments : the eromes system. Technical report, GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Report GKSS 91/E/18, 28 pp., 1991.
- [122] R. Soulsby. *Dynamics of marine sands*. Thomas Telford, London, 1997.
- [123] M. Stone, B.G. Krishnappan, and M.B. Emelko. The effect of bed age and shear stress on the particle morphology of eroded cohesive river sediment in an annular flume. *Water Research*, 42 :4179–4187, 2008.
- [124] H. Tabuteau. *Etude du comportement de fluide viscoélastiques sur un disque en rotation. Applications à l’épandage des boues résiduaires*. PhD thesis, Ecole Nationale du Génie Rural, des Eaux et Forêts, 2005.
- [125] H. Tabuteau, P. Coussot, and J.R. de Bruyn. Drag force on a sphere in steady motion through a yield-stress fluide. *Journal of Rheology*, 51(1) :125–137, 2007.
- [126] S.A. Talkea and M.T. Stacey. Suspended sediment fluxes at an intertidal flat : The shifting influence of wave, wind, tidal, and freshwater forcing. *Continental Shelf Research*, 28 :710–725, 2008.
- [127] N.W. Taylor and S.H. Gordon. Shear modulus in closely packed gel suspensions. *J. Appl. Polym. Sci.*, 27 :4377–4386, 1982.
- [128] J. Teyssier. *Réalisation de guides d’ondes pour l’optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques*. PhD thesis, Université de Savoie, 2004.
- [129] J. Thiébot. *Modélisation numérique des processus gouvernant la formation et la dégradation des massifs vaseux*. PhD thesis, Ecole Nationale du Génie Rural des Eaux et des Forêts, 2008.
- [130] D.W. Thompson and J.T. Butterworth. The nature of laponite and its aqueous dispersions. *Journal of Colloid and Interface Science*, 151(1) :236–243, 1992.
- [131] T.J. Tolhurst, K.S. Black, D.M. Paterson, H.J. Mitchener, G.R. Termaat, and S.A. Shayler. A comparison and measurement standardisation of four in situ devices for determining the erosion shear stress of intertidal sediments. *Continental Shelf Research*, 20 :1397–1418, 2000.
- [132] T.J. Tolhurst, K.S. Black, S.A. Shayler, S. Mather, I. Black, K. Baker, and D.M. Paterson. Measuring the in situ erosion shear stress of intertidal sediments with the cohesive strength meter (csm). *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 49 :281–294, 1999.

-
- [133] T.J. Tolhurst, P.L. Friend, C. Watts, R. Wakefield, K.S. Black, and D.M. Paterson. The effects of rain on the erosion threshold of intertidal cohesive sediments. *Aquatic Ecology*, 40 :533–541, 2006.
- [134] T.J. Tolhurst, G. Gust, and D.M. Paterson. The influence of an extracellular polymeric substance (eps) on cohesive sediment stability. In *Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment*. Elsevier Science B.V., 2002.
- [135] T.J. Tolhurst, B. Jesus, V. Brotas, and D.M. Paterson. Diatom migration and sediment armouring - an example from the tagus estuary, portugal. *Hydrobiologia*, 503 :183–193, 2003.
- [136] T.J. Tolhurst, R. Riethmüller, and D.M. Paterson. In situ versus laboratory analysis of sediment stability from intertidal mudflat. *Continental Shelf Research*, 20 :1317–1334, 2000.
- [137] E.A. Toorman. Modelling the thixotropic behaviour of dense cohesive sediment suspensions. *Rheol Acta*, 36 :56–65, 1997.
- [138] H. Torfs. Erosion of mixed cohesive/non cohesive sediments in uniform flow. In *In : 4th Nearshore and Estuarine Cohesive Sediment Transport Conference INTERCOH' 94, Wallingford, Paper No. 20*, 1994.
- [139] H. Torfs, H. Mitchener, and H. Huysentruyt. Settling and consolidation of mud/sand mixture. *Coastal Engineering*, 29 :27–45, 1996.
- [140] P.H.T. Uhlherr, J. Guo, C. Tiu, X.M. Zhang, J.Z.Q. Zhou, and T.N. Fang. The shear-induced solid-liquid transition in yield stress materials with chemically different structures. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 125 :101 – 119, 2005.
- [141] R. Verney, J. Deloffre, J.C. Brun-Cottan, and R. Lafite. The effect of wave-induced turbulence on intertidal mudflats : Impact of boat traffic and wind. *Continental Shelf Research*, 27 :594–612, 2007.
- [142] E.R. Weeks. *Statistical Physics of Complex Fluids*, chapter Soft jammed materials, pages 2.1–2.87. Tohoku University Press, 2007.
- [143] C.K. Wentworth. A scale of grade and class terms for clastic sediments. *Journal of Geology*, 30 :377–392, 1922.
- [144] J. Widdows, A. Blauw, C.H.R. Heip, P.M.J. Herman, C.H. Lucas, J.J. Middelburg, S. Schmidt, M.D. Brinsley, F. Twisk, and H. Verbeek. Role of physical and biological processes in sediment dynamics of a tidal flat in westerschelde estuary, sw netherlands. *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, 274 :41–56, 2004.
- [145] J. Widdows, S. Brown, M.D. Brinsley, P.N. Salkeld, and M. Elliott. Temporal changes in intertidal sediment erodability : influence of biological and climatic factors. *Continental Shelf Research*, 20 :1275–1289, 2000.
- [146] J. Widdows, P.L. Friend, A.J. Bale, M.D. Brinsley, N.D. Pope, and C.E.L. Thompson. Inter-comparison between five devices for determining erodability of intertidal sediments. *Continental Shelf Research*, 27 :1174–1189, 2007.
- [147] N. Willenbacher. Unusual thixotropic properties of aqueous dispersions of laponite rd. *Journal of Colloid and Interface Science*, 182 :501–510, 1996.
-

- [148] H.J. Williamson and M.C. Ockenden. Tidal transport of mud/sand mixtures, laboratory tests. Technical report, HR Wallingford, Report SR 257, 1992.
- [149] J.C. Winterwerp and W.G.M. Van Kesteren. *Introduction to the physics of cohesive sediment in the marine environment*. ELSEVIER, 2004.
- [150] C.T. Yang. *Erosion and Sedimentation Manual*. Sedimentation and River Hydraulics Group, Bureau of Reclamation, U.S. Department of the Interior, 2006.
- [151] L. Zulian, B. Ruzicka, G. Ruocco, and S. Capaccioli. Dynamics of laponite solutions : An interpretation within the coupling model scheme. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 353 :3885–3890, 2007.

Table des figures

1.1	Echelle des temps hydrodynamiques en milieu littoral (d'après [16]).	13
1.2	Profils verticaux de concentration et de vitesse instantanée en milieu marin (d'après [53]).	13
1.3	Modes d'érosion proposés par Winterwerp et van Kesteren [149] : (a) entraînement, (b) érosion en flocculation, (c) érosion en surface, et (d) érosion en masse.	15
1.4	Différentes familles des canaux d'érosion : (a) canal annulaire VIMS [44], (b) canal rectiligne Erodimètre [45], et (c) système SedErode [131].	21
1.5	Craquelures des matériaux argileux (d'après [54]).	25
1.6	Rhéogrammes des fluides (lois de comportement rhéologiques élémentaires).	30
1.7	Comportements des fluides en fluage.	31
1.8	Modules de conservation et de perte en fonction de la contrainte.	33
1.9	(a) Evolution de la contrainte en fonction du temps ou de la déformation obtenue avec différents niveaux de taux de cisaillement imposé (d'après [80]). (b) Evolution du taux de cisaillement en fonction de la déformation obtenue avec différents niveaux de contrainte imposée (d'après [18]). (c) Courbes d'écoulement obtenues avec différents taux d'accroissement de contrainte (d'après [140]).	34
1.10	Evolution temporelle de la déformation obtenue pendant les essais de fluage à différents temps de repos (d'après [26]).	36
1.11	Profils de vitesse dans une géométrie Couette, pour une mousse, à différentes vitesses de rotation (d'après [26]).	38
1.12	Courbe d'écoulement typique des vases avec différentes définitions possibles du seuil de contrainte ($\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_6$) (d'après [9]).	40
1.13	Courbes d'écoulement pour le sédiment naturel (carré) et irradié (cercle) en fonction du mode d'imposition (CI ou VI) des sollicitations mécaniques (d'après [108]).	41
1.14	Evolution de la position temporelle du minimum du taux de déformation pour les sédiments naturel et irradié (d'après [108]).	43
2.1	RheoScope1 : rhéomètre et système microscopique.	48
2.2	Plan du support pour fixer la géométrie inférieure (vue de dessus).	48
2.3	Photo et schéma de principe du canal annulaire implanté sur le rhéoscope1.	49
2.4	Schémas détaillés du canal annulaire (cotes en mm).	51

2.5	Géométries de mesure (coupes transversales) : (a) PP35 Ti, (b) PP28 Al, (c) PP28 Al/PMMA rugueux et (d) PP28 dentés.	54
2.6	Rhéogrammes obtenus avec de l'huile étalon pour les géométries PP28 lisses (*), PP28-BS12 avec une épaisseur collée de 240 μm (∇) et 300 μm (\circ), PP28 dentés (\square) : (a) sans prise en compte d'une sur-épaisseur effective, et (b) prise en compte d'une sur-épaisseur effective.	56
2.7	Étalonnage de la géométrie <i>PP28 dentés</i> par détermination du paramètre δ_{e1}	57
2.8	Étapes de conditionnement des fluides modèles de l'étude.	57
2.9	Organigramme de principe de la technique de μPTV	60
2.10	Répartition et méthode de balayage des zones d'observation dans le cas d'une géométrie plan/plan dentés d'entrefer 1 mm (vue en coupe transversale).	61
2.11	Étapes de prétraitement d'une image d'un gel de carbopol à 0,3 % ensemencé avec des micro particules : (o) image originale, (a) après <i>Substract Background</i> , (b) après <i>Bandpass Filter</i> , (c) après <i>Make Binary</i>	62
2.12	Étalonnage de la position du plan image par rapport au plan inférieur de la géométrie <i>PP28 dentés</i> en fonction de la distance focale (objectif 20x) : (\blacksquare) cas de l'huile de silicone V30000 " $z_0(f_0) = 0,429f_0 - 0,450$ ", (\triangle) cas d'un gel de laponite-carbopol " $z_0(f_0) = 0,432f_0 - 0,441$ " et (\circ) cas d'un gel de carbopol à 0,3 % " $z_0(f_0) = 0,445f_0 - 0,343$ ".	64
2.13	Coordonnées du centre de rotation en fonction du paramètre Y_0 (objectif 20x) — cas du silicone V30000.	65
2.14	Position radiale en fonction du paramètre Y_0 et de l'entrefer e fixé (la position du plan d'observation est donc $z_0 = e$) — cas du silicone V30000.	66
2.15	Paramètres de l'étalonnage dynamique : $a(z_0(f_0))$ et $b(z_0(f_0))$	67
2.16	Schémas de principe du traitement statistique pour le calcul de la vitesse d'une zone observée : (a) géométrie de mesure (A est le volume d'observation et la grille verticale désigne le domaine des zones observables dans l'entrefer), (b) zoom de la zone $A(r, z)$ avec l'indication des vitesses moyennées temporellement (v_i) et de la vitesse moyenne spatiale résultante (\bar{V}).	68
2.17	Indication des positions physiques des variables e et δ_{eff} pour une géométrie rugueuse.	68
2.18	Champs de vitesses tangentielles, obtenus à l'aide des relations de l'étalonnage statique. Cas d'un écoulement entre plans lisses (huile de silicone V30000, $\tau = 0,2$ Pa) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$	71
2.19	Champs de vitesses tangentielles, obtenus à l'aide des relations de l'étalonnage dynamique. Cas d'un écoulement entre plans lisses (huile de silicone V30000, $\tau = 0,2$ Pa) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$	71
2.20	Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 0,2$ Pa) entre deux plans rugueux (épaisseur de la couche de billes collées : 230 μm) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. Le rectangle correspond à des observations faites en fin d'essai.	72

2.21	Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 2$ Pa) entre deux plans rugueux (épaisseur de la couche de billes collées : $390 \mu\text{m}$) : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.	73
2.22	Champ de vitesses tangentielles pour un écoulement ($\tau = 2$ Pa) entre plans dentés : (a) $U_\theta(z)$, et (b) $U_\theta(r)$. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.	74
2.23	Principe d'analyse du suivi particulaire en une seule position pour les longues durées d'observation (données brutes) : du suivi du déplacement instantané de particules individuelles à la représentation de l'histoire de la marche particulaire et de l'évolution temporelle des déplacements cumulés. Dans le champ image, les particules se déplacent de la gauche vers la droite.	75
2.24	Qualification des données : (a) histoire de la marche particulaire, (b) évolution temporelle du déplacement cumulé.	76
2.25	Déplacements originaux (1) et avec le changement d'origine des particules dans la zone d'image (2) : (a) et (b) observations faites aux points ($z = 0,62$ mm ; $r = 4,44$ mm) et ($z = 0,62$ mm ; $r = 10,65$ mm) (gel de carbopol, contrainte 16 Pa), (c) et (d) observations faites aux points ($z = 0,62$ mm ; $r = 10,69$ mm) et ($z = 0,62$ mm ; $r = 8,60$ mm) (gel mixte laponite-carbopol, contrainte 14 Pa). Pour les différentes particules, les coordonnées du dernier point sont déplacées en une même origine ($X = 200 \mu\text{m}$; $Y = 100 \mu\text{m}$). Dans le champ image, les particules se déplacent de la gauche vers la droite.	78
2.26	Configuration expérimentale du banc de PIV.	79
2.27	Mire d'étalonnage du rapport d'agrandissement.	80
2.28	Utilisation du fond du canal pour la détermination du centre. La ligne radiale correspond au raccordement entre deux sections annulaires qui font office de substrat solide, ou qui sont du papier de verre.	82
2.29	Points de l'étude de vérification de convergence des valeurs moyennes et RMS des composantes de la vitesse.	83
2.30	Convergences des valeurs moyennes et RMS de vitesse en trois positions radiales : (a) et (b) composante tangentielle, (c) et (d) composante radiale.	84
3.1	Diagramme de phase du coincement proposé par Liu et Nagel (1998) (d'après Weeks [142]).	88
3.2	Structure générale de polymère de carbopol (acide polyacrylique) (d'après [48]).	89
3.3	Effets du pH sur la viscosité des suspensions de carbopol (d'après [24]).	90
3.4	Structure cristallographique schématisée de la laponite (d'après [82, 128]).	91
3.5	Diagramme de phase des suspensions de laponite (d'après [86]).	94
3.6	Diagramme de phase des suspensions de laponite pour les très faibles valeurs de force ionique (d'après [64]).	94
3.7	Clichés de microscopie optique de particules de PMMA BS12 : (a) avant l'agitation, et (b) après l'agitation.	96
3.8	Cycles de précisaillement : (a) suspension de carbopol, (b) suspension de laponite-carbopol.	98

3.9	Rhéogrammes des matériaux modèles (essais en contrainte imposée).	98
3.10	Rhéogrammes obtenus pour les différents lots et échantillons : (a) gel de carbopol, et (b) gel de laponite-carbopol.	100
3.11	Viscosité adimensionnée en fonction de la fraction volumique de particules de PMMA. Le trait plein est une régression faite suivant le modèle de Krieger-Dougherty : $\eta_{\phi'}/\eta_0 = (1 - \phi'/\phi'_m)^{-n}$, avec $\phi'_m = 51,6 \%$ et $n = 0,697$	101
3.12	Influence du taux de forçage sur le comportement du gel de carbopol : (a) courbes d'écoulement, (b) évolution temporelle de la complaisance, (c) évolution du temps d'induction en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de contrainte, (d) évolution temporelle de la complaisance adimensionnée. Les symboles vides et pleins illustrés dans (a), (b) et (d) représentent respectivement les résultats obtenus par balayage de contrainte en 50 et 25 paliers. Les traits pleins présentés dans (b) et (c) sont respectivement définis par les fonctions $J(t) = 0,0083t^{0,193}$ et $t_i = \tau_e(1/\tau_i)$, avec $\tau_e = 7,6$ Pa. Le trait vertical dans (d) ($t/t_i = 5,6$) correspond à l'instant où la valeur du taux de cisaillement (dans (a)) vaut $0,2 \text{ s}^{-1}$	102
3.13	Evolution temporelle de la complaisance (essais d'écoulement en rampe de 0,1 Pa à 120 Pa en 1800 s). Le trait plein matérialise la loi de puissance utilisée dans la figure 3.12(b).	103
3.14	Effet du temps de précisaillement sur le comportement du gel mixte laponite-carbopol : (a) rhéogrammes obtenus pour différentes périodes de précisaillement, (b) évolution du temps d'induction en fonction du temps de précisaillement, (c) utilisation d'une loi de puissance pour adimensionner les courbes de la complaisance en fonction du temps. Dans (b) et (c), seule la courbe de montée des rhéogrammes est considérée. Le trait pointillé vu dans (b) est la fonction de puissance $t_i = a.(t_{ps})^\lambda$, où $a = 524,06$ et $\lambda = -0,273$	105
3.15	Effet du temps de repos sur le comportement du gel mixte laponite-carbopol : (a) rhéogrammes obtenus pour différents temps de repos, (b) évolution du temps d'induction en fonction du temps de repos, (c) utilisation de la loi de vieillissement pour adimensionner la complaisance et le temps. Dans (b) et (c), seule la partie de montée des rhéogrammes est considérée. Le trait pointillé vu dans (b) est la fonction de puissance $t_i = b.(t_w)^\mu$, où $b = 48,68$ et $\mu = 0,124$	106
3.16	Effet du temps de repos sur le comportement du gel de carbopol.	107
4.1	Rhéogrammes du gel de carbopol (cercle) et du gel mixte laponite-carbopol (carré) obtenus avec les géométries <i>PP28 dentés</i> (symboles vides) et <i>PP28 AL/PMMA rugueux</i> (épaisseur de la couche de billes collées est de $439 \mu\text{m}$) (symboles pleins).	110
4.2	Evolution temporelle de vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour 6 différents essais de fluage à 16 Pa (5 essais avec la géométrie <i>PP28 dentés</i> et 1 essai avec la géométrie <i>PP28 AL/PMMA rugueux</i>). Les domaines 1 ; 2 ; ... ; 8 correspondent aux périodes d'observation de chaque cote z (valeurs croissantes) englobant l'ensemble des positions radiales.	111

4.3 Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 16 Pa : (a) géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux*, (b) géométrie *PP28 dentés* (test 1), (c) géométrie *PP28 dentés* (test 2), (d) géométrie *PP28 dentés* (test 3), (e) géométrie *PP28 dentés* (test 4), et (f) géométrie *PP28 dentés* (test 5). L'épaisseur effective totale cisailée pour les différents cas d'étude est de 1,498 μm . Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. 113

4.4 Champ d'écoulement adimensionné (avec la vitesse maximale pour chaque position radiale) du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 16 Pa : les cas (a) à (f) sont ceux de la figure 4.3. 114

4.5 Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel mixte laponite-carbopol pour 2 différents essais de fluage à 14 Pa (géométrie *PP28 dentés*). 116

4.6 Champ d'écoulement du gel mixte laponite-carbopol lors d'un essai de fluage à 14 Pa (géométrie *PP28 dentés*) : (a) vitesses tangentielles obtenues dans le cas du test 1 de la figure 4.5, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'acquisition des images débute à 2000 s et finit à 12000 s. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. 116

4.7 Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 22 Pa (géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux*) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'épaisseur effective totale cisailée est de 1,498 μm . Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. 118

4.8 Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 35 Pa (géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux*) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. L'épaisseur effective totale cisailée est de 1,498 μm . Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. 118

4.9 Champ d'écoulement du gel de carbopol lors d'essai de fluage à 22 Pa (géométrie *PP28 dentés*) : (a) vitesses tangentielles, (b) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan. 119

4.10 Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour les essais de fluage à 16, 22 et 35 Pa (géométries *PP28 dentés* et *PP28 AL/PMMA rugueux*). 120

4.11 Evolution temporelle de la vitesse de cisaillement du gel de carbopol pour les essais de fluage à 16 et 22 Pa avec un état initial cisailé (géométrie *PP28 AL/PMMA rugueux*). 120

4.12	Champ d'écoulement du gel de carbopol avec un état initial cisailé (géométrie <i>PP28 Al/PMMA rugueux</i>) : (a) essai de fluage à 22 Pa, (b) essai de fluage à 16 Pa. Les épaisseurs effectives totales cisillées pour les deux cas sont respectivement de 1,282 μm et de 1,498 μm . Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.	121
4.13	Champ d'écoulement du gel mixte laponite-carbopol lors d'essais de fluage à 16 (a1 et a2), 18 (b1 et b2) et 22 Pa (c1 et c2) avec la géométrie <i>PP28 dentés</i> : (1) vitesses tangentielles, (2) vitesses tangentielles adimensionnées par la vitesse maximale pour chaque position radiale. Les deux lignes verticales en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.	122
4.14	Champ de vitesses adimensionnées par la vitesse maximale pour une position radiale donnée lors d'essais de fluage réalisés avec une géométrie rugueuse. La droite $\bar{U}_\theta^*(z) = z^*$ caractérise un état d'écoulement homogène du matériau (équation théorique). Les deux lignes en trait pointillé matérialisent le sommet des rugosités de chaque plan.	124
4.15	Evolutions temporelles de la variation des angles de déformation obtenues après l'arrêt du précisaillement oscillatoire (1 s^{-1} et 2 s^{-1}).	126
4.16	Dynamiques particulières observées après l'arrêt du précisaillement (PS = 1 s^{-1} , et PS = 2 s^{-1}) : (a) trajectoires des particules, (b) évolutions temporelles du déplacement cumulé des particules. On fixe l'origine comme étant la position initiale observée de la particule.	127
4.17	Rhéogrammes de trois fluides à seuil.	128
4.18	Evolutions temporelles de la variation des angles de déformation obtenues après l'arrêt du précisaillement de 1 s^{-1} (cas de trois fluides à seuil).	129
4.19	Dynamiques particulières observées après l'arrêt du précisaillement oscillatoire de même amplitude (PS = 1 s^{-1}) : (a) et (b) trajectoires de particule à partir de l'instant $t = 0$ s et de l'instant $t = 2$ s, (c) évolutions temporelles du déplacement cumulé de particule à partir de $t = 2$ s. Pour les figures (a) et (b), on fixe, à chaque fois, l'origine comme étant la position initiale observée de la particule.	130
4.20	Evolution temporelle du taux de cisaillement lors d'essais de fluage : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol.	132
4.21	Evolution temporelle du taux de cisaillement lors d'essai de fluage à 16 Pa (gel de carbopol).	132
4.22	Evolution du taux de cisaillement en fonction de la déformation lors d'essais de fluage : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol.	133
4.23	Evolutions du temps de transition en fonction de l'inverse de contrainte (les deux traits pleins matérialisent les lois exponentielles). La durée d'essai de fluage à 14 Pa pour le gel mixte laponite-carbopol, qui est de 7000 s, a directement été reportée.	134

4.24 Réponses spatiales des marches particulières : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa (9000 s), (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa (10000 s), (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa (7000 s). (1) histoires de la marche particulière, et (2) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$). 136

4.25 Paramètres d'oscillation étudiés. 137

4.26 Analyse de la phase oscillatoire des dynamiques particulières : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa, (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa, (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa. (1) évolutions temporelles des amplitudes "a", et (2) représentation en boîtes à moustaches des périodes des oscillations observées sur les courbes $|Y/d_{cu}|(t)$ illustrées sur la figure 4.24(2). Les symboles "×" vus sur les figures (2) représentent les valeurs moyennes de T_1 et de T_2 . Les positions 1 à 5 correspondent aux points d'observation (z0,61r4,4) ; (z0,61r6,6) ; (z0,61r8,6) ; (z0,61r10,6) et (z1,01r8,6). 138

4.27 Evolution temporelle des déplacements cumulés : (a) gel de carbopol à contrainte imposée de 12 Pa, (b) gel de carbopol à contrainte imposée de 16 Pa, (c) gel mixte laponite-carbopol à contrainte imposée de 14 Pa. 140

4.28 Réponses en contrainte de la marche particulière obtenues au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) pour le gel de carbopol : (a) et (b) histoires de la marche particulière, (c) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$), (d) évolutions temporelles du déplacement cumulé. 141

4.29 Réponses en contrainte de la marche particulière obtenues au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) pour le gel mixte laponite-carbopol : (a) et (b) histoires de la marche particulière, (c) évolutions temporelles des coordonnées adimensionnées (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $|X/d_{cu}|$ et $|Y/d_{cu}|$), (d) évolutions temporelles du déplacement cumulé. 142

4.30 Réponses locales en vitesse au point ($r = 8,60$ mm, $z = 0,62$ mm) : (a) et (b) évolutions temporelles de la vitesse tangentielle instantanée respectivement pour le gel de carbopol et pour le gel mixte laponite-carbopol. 144

4.31 Réponses en vitesse au sein de l'entrefer en lien avec le temps de transition t_c (cas de la contrainte à 16 Pa, gel mixte laponite-carbopol). Les traits pleins et traits pointillés matérialisent respectivement les profils de vitesse avec bandes de cisaillement et avec cisaillement homogène. 145

4.32 Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à 16 Pa (gel de carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (phases de rampe et de fluage), (b) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale lors de la phase de fluage, (c) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de rampe, (d) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de fluage. t_r représente la durée de rampe. 146

4.33	Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à 14 Pa (gel mixte laponite-carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (phases de rampe et de fluage), (b) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale lors de la phase de fluage, (c) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de rampe, (d) évolutions temporelles du taux de déformation lors de la phase de fluage. t_r représente la durée de rampe.	147
4.34	Temps d'induction en fonction de l'inverse du taux d'accroissement de la contrainte. Le trait plein est une relation linéaire de pente de 7,9 Pa.	148
4.35	Valeurs de temps de transition critique $t_c + t_r$ en fonction du taux d'accroissement de la contrainte. Le trait plein matérialise une loi de puissance d'exposant de 0,163.	149
4.36	Essais avec une rampe de contrainte imposée suivie d'un fluage à (1) 22 Pa (gel de carbopol) et (2) 16 Pa (gel de laponite-carbopol) : (a) évolutions temporelles de la déformation de cisaillement totale (rampe et fluage), (b) évolutions temporelles du taux de déformation (rampe et fluage).	151
4.37	(a) Histoire de la marche particulière et (b) l'évolution temporelle des coordonnées absolues adimensionnées pour les phases de rampe et de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa, (2) cas du gel mixte laponite-carbopol à 14 Pa. Pour les figures (b), les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $ X/d_{cu} $ et $ Y/d_{cu} $. (I), (II), (III) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 10 s, 100 s, 400 s et 1000 s.	152
4.38	(a) Evolution temporelle complète de déplacements cumulés totaux, (b) évolution temporelle de déplacements cumulés totaux dans les phases de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa, et (2) cas du gel de laponite-carbopol à 14 Pa.	154
4.39	Evolution temporelle de vitesses tangentielles instantanées lors de (a) l'étape de rampe et (b) l'étape de fluage : (1) cas du gel de carbopol à 16 Pa et (2) cas du gel de laponite-carbopol à 14 Pa. (III) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 400 s et 1000 s.	155
4.40	(a) Cas du gel de carbopol à 22 Pa, et (b) cas du gel mixte laponite-carbopol à 16 Pa : (1) histoire de la marche particulière, (2) évolution temporelle des coordonnées adimensionnées pour les phases de rampe et de fluage (les traits fins et épais correspondent respectivement aux termes $ X/d_{cu} $ et $ Y/d_{cu} $). (O) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 0 s et de 1000 s.	157
4.41	(a) Cas du gel de carbopol à 22 Pa, et (b) cas du gel mixte laponite-carbopol à 16 Pa : (1) évolution temporelle des déplacements cumulés, (2) évolution temporelle des vitesses particulières. (O) et (IV) correspondent respectivement aux essais avec les rampes de 0 s et de 1000 s.	158
5.1	Evolution temporelle de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement en fonction du couple appliqué (cas du substrat rigide).	162

5.2 Couple appliqué en fonction de la valeur d'équilibre de la vitesse de rotation du plateau d'entraînement, pour trois types de substrat. Les traits pointillés représentent les droites de régression linéaire. La ligne horizontale marque la valeur minimale du couple qui doit être appliquée pour maintenir un entraînement. 162

5.3 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WS pour différents Re : (a) $z_f = 0$ mm, (b) $z_f = 3,15$ mm, (c) $z_f = 6,30$ mm. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord extérieur du plateau rotatif. 164

5.4 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse adimensionnée (respectivement, par $u_{r,max}$ et $u_{\theta,max}$) du WS pour différents Re : (a) $z_f = 0$ mm, (b) $z_f = 3,15$ mm, (c) $z_f = 6,30$ mm. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord extérieur du plateau rotatif. 165

5.5 Evolution des valeurs maximales des composantes de vitesse ($u_{r,max}$ et $u_{\theta,max}$) en fonction de la vitesse de rotation d'équilibre du plateau. 166

5.6 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WS pour un nombre de Reynolds de 69500 : (a) substrat rigide lisse, (b) substrat carbopol S100, (c) substrat laponite-carbopol S100. Les deux lignes verticales pointillées ($r_f = 114,5$ et $149,5$ mm) représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue ($r_f = 148,5$ mm) matérialise le bord extérieur du plateau rotatif. 168

5.7 Evolution des composantes radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) en fonction de la position du plan d'observation pour (a) $r_f = 139,5$ mm et (b) $r_f = 142$ mm. Les carrés, les cercles et les losanges représentent respectivement les résultats pour les trois substrats : rigide, carbopol S100 et laponite-carbopol S100 (symboles vides pour $Re = 69500$, symboles pleins pour $Re = 33500$). 169

5.8 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WSP pour un nombre de Reynolds de 14900 et section d'érosion totale S100 : (a) substrat carbopol, (b) substrat laponite-carbopol. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif. 170

5.9 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du WSP pour un nombre de Reynolds de 14900 et une section d'érosion partielle S1.33 : (a) substrat carbopol, (b) substrat laponite-carbopol. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif. 171

5.10 Valeurs de vitesse radiale en valeur absolue (a) et tangentielle (b) pour différentes conditions d'essais à la position $r_f = 139,5$ mm. Le nombre de Reynolds n'est plus 69500 mais 74700 dans le cas du substrat carbopol S1.33 pour le WS. Les points encadrés correspondent aux essais où l'étude locale n'est pas réalisée. 172

5.11 Composante radiale en valeur absolue (1) et tangentielle (2) des champs de vitesse du système EG, pour un nombre de Reynolds de 33500 et une section d'érosion partielle (S1.33), dans deux plans d'observation : (a) $z_f = 0$ mm, (b) $z_f = 6,30$ mm. Le substrat rigide désigne l'écoulement avec le fluide WS pour le même nombre de Reynolds et un fond totalement rigide lisse. Les deux lignes verticales pointillées représentent les bords intérieur et extérieur du canal circulaire tandis que la ligne verticale interrompue matérialise le bord du plateau rotatif. 173

5.12 Schématisation des principales évolutions macroscopiques des sédiments modèles en section confinée (S1.33) soumis à l'écoulement du WSP ($Re = 14900$). La croix correspond au point d'observation ($r_f = 139,5$ mm). La flèche matérialise le sens de l'écoulement. Les zones grisées indiquent les pertes de matières. Les zones blanches qui apparaissent sur le substrat rigide en noir sont de la matière écoulee et/ou arrachée. 175

5.13 Evolution temporelle de l'épaisseur du substrat laponite-carbopol S1.33 sous l'entraînement du WSP ($Re = 14900$). Les notations (1) et (2) indiquent les différentes étapes d'érosion du substrat durant l'essai. La valeur à $t = 0$ s est celle associée à la position maximale de netteté bien que l'épaisseur soit de 2 mm (cf. chapitre 2, section 2.9.3). On change la focalisation lorsque le nombre de particules présentes dans le champ image devient approximativement inférieur à 10. 177

5.14 Trajectoires particulières au sein du substrat carbopol S1.33 avec le WS comme fluide d'entraînement : (a) $Re = 74700$, (b) $Re = 33500$. Les données encadrées sont obtenues avec un taux d'enregistrement de 4 images/s pendant les premières 300 s (0,1 image/s pour le reste). La flèche matérialise le sens principal de l'écoulement. 179

5.15 Trajectoires particulières ou historique de la marche particulière pour les gels de carbopol (a) et de laponite-carbopol (b) et pour deux sections d'érosion dans le même cas d'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$) : (1) S100 et (2) S1.33. Les données encadrées sont obtenues avec un taux d'enregistrement de 4 images/s pendant les premières 300 s (0,1 image/s pour le reste). La flèche matérialise le sens principal de l'écoulement. 180

5.16 Evolutions temporelles du déplacement instantané de particule obtenues pour 4 substrats dans le cas de l'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$) : (a) substrats S100, et (b) substrats S1.33. 182

5.17 Répartitions normalisées des déplacements instantanés obtenus pour 4 substrats dans le même cas d'entraînement avec le WSP ($Re = 14900$). 182

5.18 Evolutions temporelles du déplacement temporel de la particule par rapport à sa position initiale (étapes de fluage et de recouvrance) : (a) WS comme fluide d’entraînement, (b) WSP comme fluide d’entraînement (Re de 14900). Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, on présente les résultats obtenus pendant la première période (à partir de l’instant initial) et la dernière période (*) (à partir de $t = 4231$ s avec l’épaisseur $e_f = 0,089$ mm). 183

5.19 Evolutions temporelles de la vitesse d’éloignement (étape de fluage) : (a) WS comme fluide d’entraînement, (b) WSP comme fluide d’entraînement ($Re = 14900$). Pour le substrat laponite-carbopol S1.33, on présente les résultats obtenus pendant la première période (à partir de l’instant initial). Les profils en traits pointillés et interrompus représentent respectivement les données calculées à partir du suivi particulaire au point ($r = 8,60$ mm ; $z = 0,62$ mm), lors des essais rhéométriques en fluage pour les gels de carbopol (C) et de laponite-carbopol (L) (cf. section 4.3). 185

5.20 Evolution temporelle de l’épaisseur du substrat fluide sous l’entraînement de l’EG ($Re = 33500$). 188

5.21 Evolution temporelle du taux d’érosion du substrat fluide sous l’entraînement de l’EG ($Re = 33500$) : (a) taux d’érosion E , et (b) taux d’érosion cumulé E_0 189

5.22 Observation visuelle des premiers instants du processus d’érosion du substrat fluide total S100 sous l’entraînement de l’EG ($Re = 33500$). La durée entre t_1 et t_7 est environ de 340 s, et celle entre t'_1 et t'_7 est de 34 s. La taille des images est de $143,16 \mu\text{m} \times 238,60 \mu\text{m}$. La direction principale de l’écoulement suit globalement une tendance allant du coin inférieur droit vers le coin supérieur gauche. 190

5.23 Trajectoires des particules au sein du substrat entraîné par l’EG ($Re = 33500$) : (a) gel de carbopol, (b) gel de laponite-carbopol. Les notations (1) et (2) sont utilisées respectivement pour les sections S100 et S1.33. Pour chaque cas, deux particules sont observées simultanément. La flèche matérialise le sens principal de l’écoulement. 192

A.1 Trajectoires particulières en oscillation observées en différentes positions dans l’entrefer (cas de l’huile silicone V30000) : (a) cote $z = 0,72$ mm (4 rayons), (b) cote $z = 1,02$ mm (4 rayons). Chaque point d’étude correspond à un essai. 227

A.2 Amplitudes de déplacement particulaire. 228

B.1 Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 229

B.2 Cote $z_f = 4,72$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 230

B.3 Cote $z_f = 0$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 230

B.4 Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 230

B.5 Cote $z_f = 3,15$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 231

B.6 Cote $z_f = 6,30$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 231

B.7 Cote $z_f = 0$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 231

B.8 Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle. 232

B.9	Cote $z_f = 3,15$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.	232
B.10	Cote $z_f = 4,72$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.	232
B.11	Cote $z_f = 6,30$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.	233
B.12	$Re = 33500$: (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.	233
B.13	$Re = 74700$: (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.	233

Liste des tableaux

2.1	Viscosités cinématiques des fluides d'entraînement.	52
2.2	Rapports d'agrandissement pour le calcul du champ de PIV.	80
2.3	Valeurs d'erreur relative des vitesses radiales et tangentielles pour les 3 points observés.	84
3.1	Différents protocoles d'essai en écoulement.	101

Nomenclature

Notations latines

A	amplitude de déplacement (μm)
d_{cu}	déplacement cumulé (μm)
d_i	déplacement instantané (μm)
e	entrefer (mm)
e_0	épaisseur du plan inférieur de la géométrie (mm)
e_{eff}	entrefer effectif (mm)
e_f	épaisseur du substrat fluide (mm)
E	taux d'érosion ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
E_0	taux d'érosion cumulé ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
f	fréquence (Hz)
f_0	distance focale indiquée par le Rhéoscope (mm)
G'	module élastique (Pa)
G''	module visqueux (Pa)
I	force ionique (M ou mol/l)
J	complaisance (Pa^{-1})
M	couple (mN.m)
N	nombre d'échantillon
n_d	indice de réfraction
r	position radiale du plan de visualisation par rapport au centre de la géométrie (mm)
r_f	position radiale du plan de visualisation par rapport au centre du canal annulaire (mm)
r^*	position radiale adimensionnée
R	rayon de la géométrie du rhéomètre (mm)
Re	nombre de Reynolds
RMS_{u_θ}	RMS de la vitesse tangentielle du fluide d'entraînement (mm/s)
RMS_{u_r}	RMS de la vitesse radiale du fluide d'entraînement (mm/s)
t	temps (s)
t_c	temps de transition du comportement d'un état solide vers un état liquide ou temps caractéristique (s)
t_e	temps d'établissement de l'écoulement (s)
t_i	temps d'induction (s)
t_{ps}	temps de précisaillement (s)

t_r	temps de rampe de contrainte (s)
t_w	temps de repos (s)
Ta	nombre de Taylor
u_r ou $\overline{u_r}$	vitesse radiale moyenne du fluide d'entraînement (mm/s)
u_θ ou $\overline{u_\theta}$	vitesse tangentielle moyenne du fluide d'entraînement (mm/s)
u_r^*	vitesse radiale moyenne adimensionnée du fluide d'entraînement
u_θ^*	vitesse tangentielle moyenne adimensionnée du fluide d'entraînement
U_θ	vitesse tangentielle moyenne des particules ($\mu\text{m/s}$)
$U_\theta^*(z)$	vitesse tangentielle moyenne adimensionnée suivant l'axe z
X et Y	coordonnées des particules dans la fenêtre d'observation (μm)
Y_0	position radiale du plan de visualisation indiquée par le rhéoscope (mm)
z	cote du plan de visualisation par rapport au plan qui est décalé de celui passant par le sommet des aspérités de la géométrie fixe d'une quantité correspondant à la sur-épaisseur effective (mm)
z_0	cote de la zone de visualisation par rapport au plan passant par le sommet des aspérités de la géométrie fixe (mm)
z_f	cote du plan de visualisation par rapport à la surface du substrat (mm)
z^*	hauteur adimensionnée

Notations grecques

γ	déformation de cisaillement
γ_{tot}	déformation de cisaillement totale
$\dot{\gamma}$	taux de cisaillement (s^{-1})
$\dot{\gamma}_c$	taux de cisaillement critique (s^{-1})
δ_{eff}	sur-épaisseur effective (mm)
δ_{e1}	sur-épaisseur effective due à la rugosité macroscopique (mm)
δ_{e2}	sur-épaisseur effective due à la fenêtre de visualisation de la géométrie rugueuse (mm)
δt	intervalle de temps (s)
Δe_f	épaisseur érodée du lit sédimentaire pour la période Δt entre deux instants successifs (mm)
Δr	déplacement temporel de la particule par rapport à la position initiale (μm)
Δv	vitesse d'éloignement par rapport à la position initiale ($\mu\text{m/s}$)
η	viscosité dynamique (Pa.s)
ν	viscosité cinématique (mm^2/s)
ρ	masse volumique (g/cm^3)
σ_d	écart type de déplacement instantané (μm)
τ	contrainte de cisaillement (Pa)
τ_b	contrainte de cisaillement à proximité du fond (Pa)
τ_c	contrainte seuil (Pa)
τ_{ce}	contrainte critique d'érosion (Pa)
τ_e	contrainte élastique linéaire (Pa)

τ_i	taux d'accroissement de contrainte (Pa/s)
ϕ	angle de rotation (rad)
ϕ_0	angle de rotation initial (rad)
ϕ'	fraction volumique de particules
ϕ'_m	fraction volumique maximale de particules
$\bar{\Omega}$	vitesse de rotation (rad/s)
$\bar{\bar{\Omega}}$	vitesse de rotation à l'équilibre (rad/s)

Désignations et abréviations

EG	eau-glycérol
H-B	Herschel-Bulkley
MES	matière en suspension
OBS	<i>optical backscatter sensor</i>
PIV	vélocimétrie par images de particules
PMMA	polyméthyl méthacrylate (soit encore plexiglas® ou altuglas®)
RMS	<i>root mean square</i>
Sx	pourcentage occupé par la section du substrat soumis à l'érosion par rapport à la section totale soumise à l'écoulement (x vaut 1.33 ou 100)
WS	white spirit
WSP	white spirit-paraffin
μ PTV	micro vélocimétrie par suivi particulaire

Annexe A

Dynamique particulaire en oscillation – cas d’un fluide Newtonien

Dans ce manuscrit, on s’est exclusivement focalisé sur les essais de fluage. Toutefois, la qualification supplémentaire de la géométrie *PP28 dentés* en régime oscillatoire a été faite. Nous présentons les résultats obtenus dans cette annexe A.

De l’huile silicone V30000 (fluide Newtonien) est utilisée comme échantillon. Le seul type d’essai d’oscillation retenu consiste à appliquer une contrainte constante (0,8 Pa) pour une fréquence fixée (0,05 Hz) pendant 200 s. Au cours de l’essai, les images ne sont enregistrées qu’à partir de 106 s. L’acquisition dure pendant trois périodes, soit 20 s.

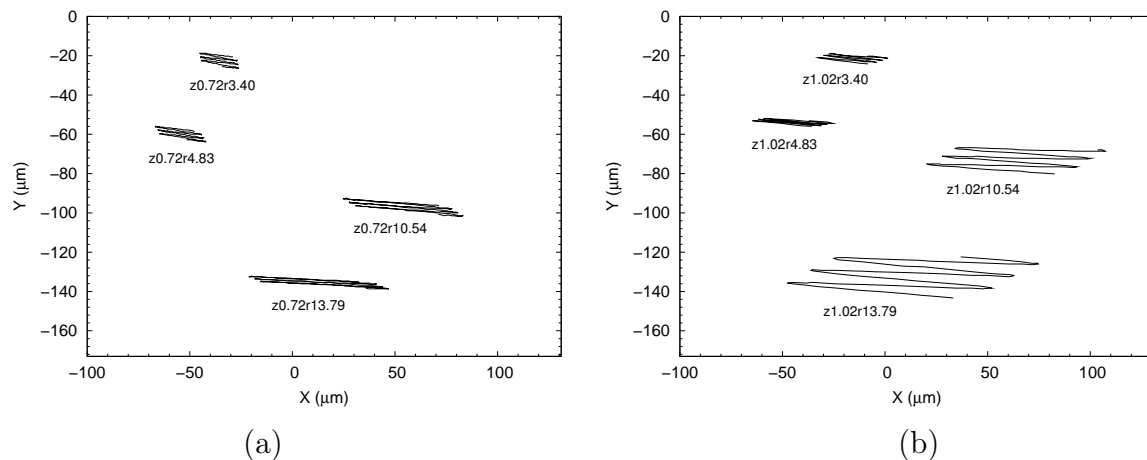


FIGURE A.1: Trajectoires particulaires en oscillation observées en différentes positions dans l’entrefer (cas de l’huile silicone V30000) : (a) cote $z = 0,72$ mm (4 rayons), (b) cote $z = 1,02$ mm (4 rayons). Chaque point d’étude correspond à un essai.

La figure A.1 illustre les trajectoires particulaires observées en 8 différentes positions (4 rayons $r \times 2$ cotes z) dans l’entrefer. Pour chaque point d’étude, on remarque que la particule se déplace alternativement selon la dynamique oscillatoire appliquée, mais en dérivant à la fois radialement et tangentiellement par rapport à la trajectoire de la première période. La dérive radiale vers l’extérieur de la géométrie (coin inférieur gauche de l’image) est vraisemblablement due à l’effet de la force centrifuge. Cet effet est plus

notable pour les particules se trouvant près du bord de la géométrie supérieure (plan mobile); par exemple, les points ($z = 1,02$ mm ; $r = 10,54$ mm) et ($z = 1,02$ mm ; $r = 13,79$ mm). En ce qui concerne la dérive tangentielle, le sens de celle-ci au niveau $z = 0,72$ mm est opposé à celui du niveau $z = 1,02$ mm.

Connaissant les coordonnées de chaque trajectoire particulaire, il est possible de mesurer son amplitude et de la comparer avec la valeur théorique qui peut être déterminée par l'expression ci-dessous :

$$A = 2\phi r \frac{z}{e + 2\delta_{eff}} \quad (\text{A.1})$$

où ϕ est l'amplitude angulaire enregistrée au cours de l'essai. On rappelle que δ_{eff} vaut 0,249 mm pour la géométrie *PP28 dentés*.

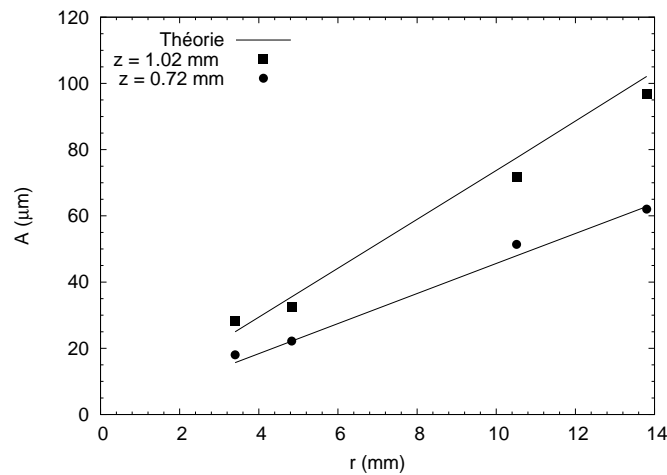


FIGURE A.2: Amplitudes de déplacement particulaire.

Selon la figure A.2, on obtient globalement une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Cette réponse positive prouve, une nouvelle fois, que le fait de considérer une sur-épaisseur effective δ_{eff} dépendant de la rugosité macroscopique et de la fenêtre de visualisation est satisfaisant.

Annexe B

Champs hydrodynamiques au sein du canal annulaire

Les champs d'écoulement hydrodynamique du WS au sein du mini-canal annulaire, pour différents substrats (solide rigide, carbopol S100, laponite-carbopol S100 et carbopol S1.33) et nombres de Re , sont présentés. Les vitesses radiale et tangentielle sont toutes rapportés en valeurs absolues. Dans toutes les figures ci-après, les deux lignes verticales pointillées ($r_f = 114,5$ et $149,5$ mm) représentent les bords intérieur et extérieur du canal annulaire tandis que la ligne verticale interrompue ($r_f = 148,5$ mm) matérialise le bord du plateau rotatif.

B.1 Substrat rigide

Ici, on ne présente que les résultats obtenus pour les niveaux $z_f = 1,58$ et $4,72$ mm (pour les restes, voir la section 5.1.2 du chapitre 5).

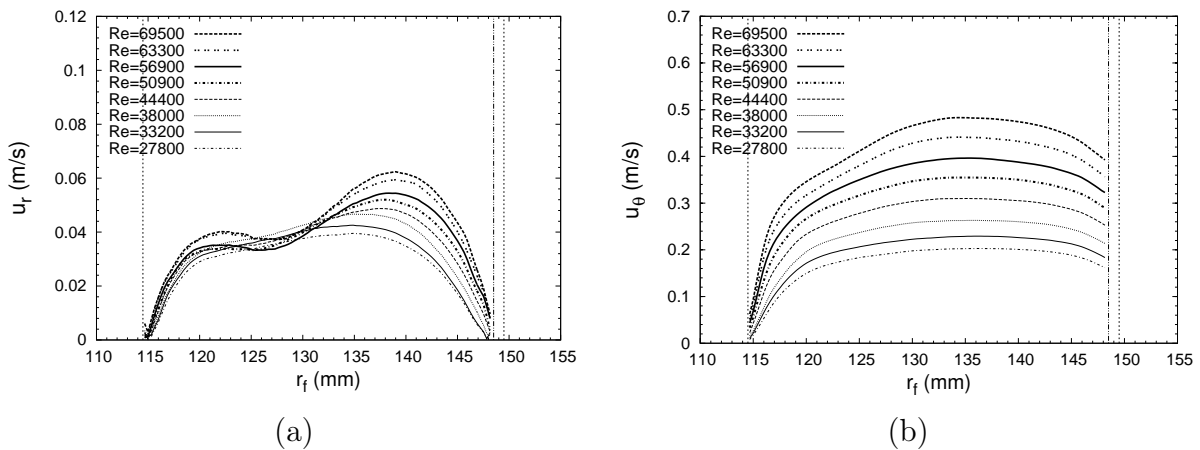


FIGURE B.1: Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

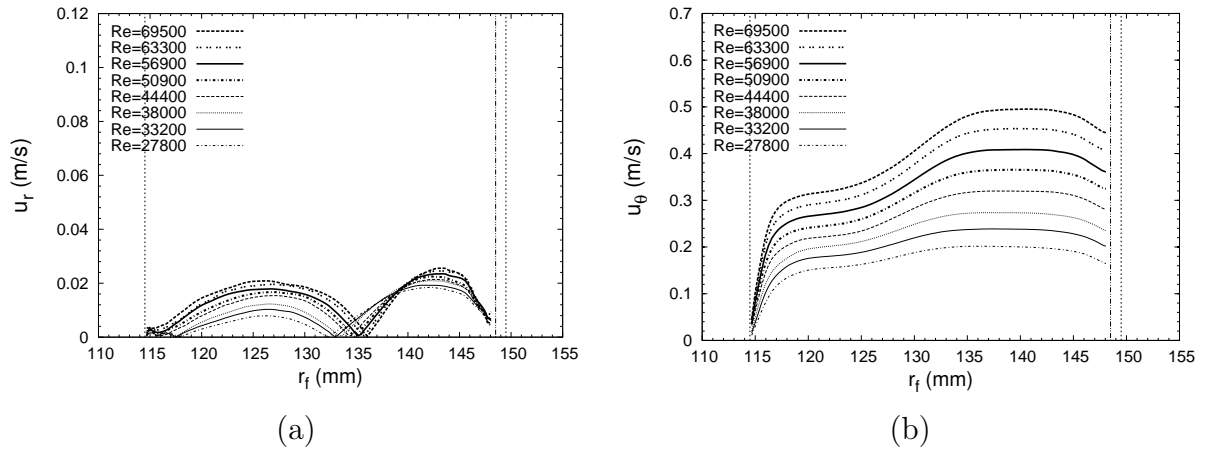


FIGURE B.2: Cote $z_f = 4,72$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

B.2 Substrat carbopol de section S100

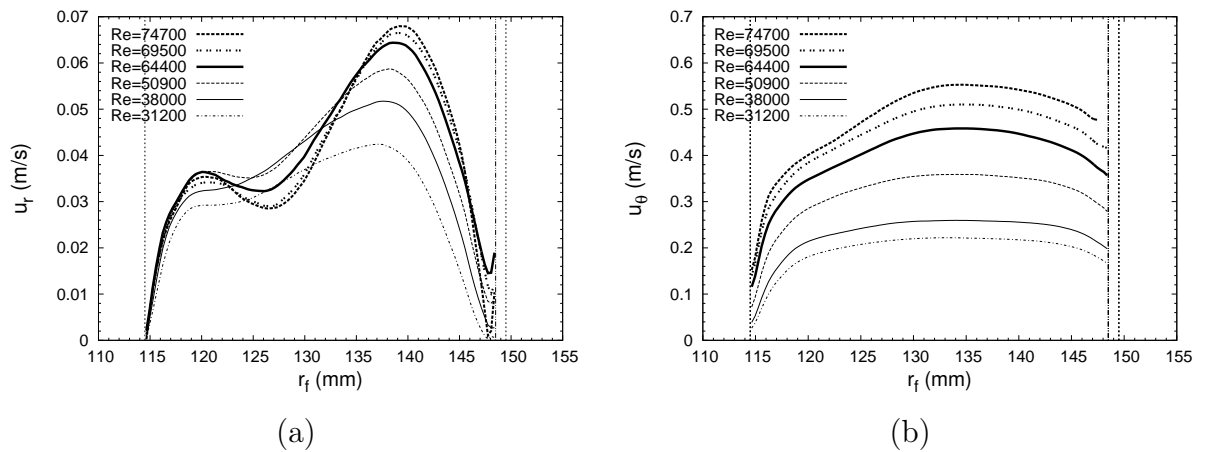


FIGURE B.3: Cote $z_f = 0$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

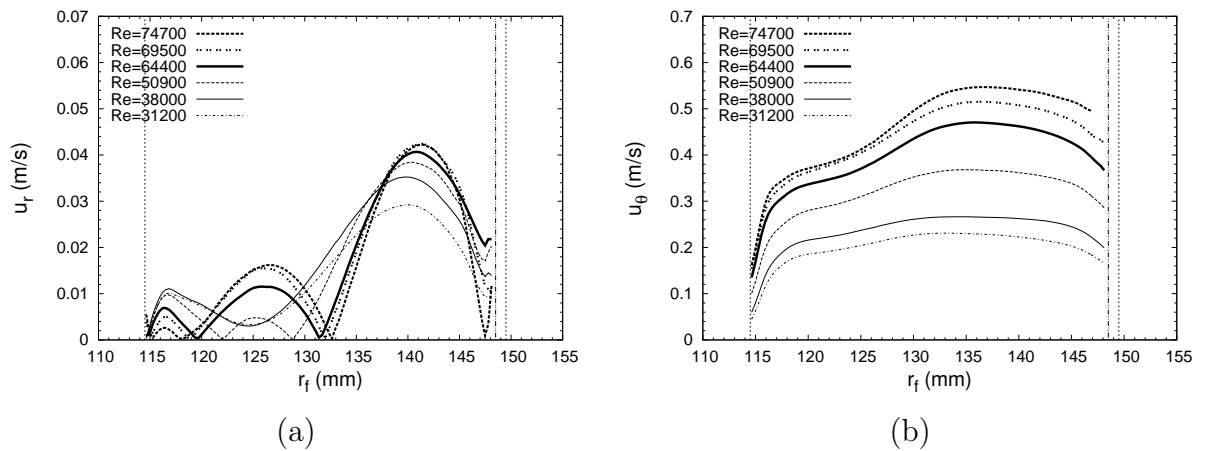


FIGURE B.4: Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

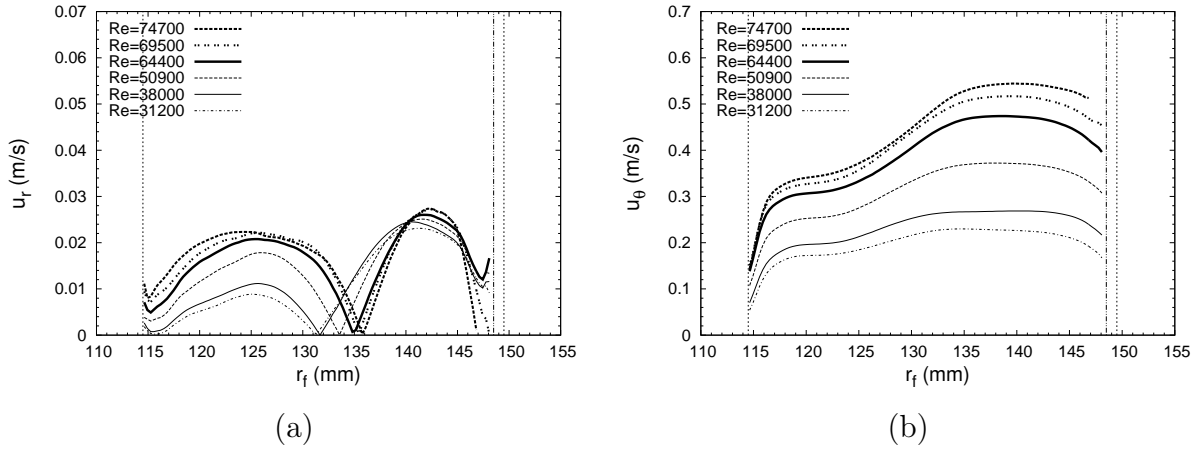


FIGURE B.5: Cote $z_f = 3,15$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

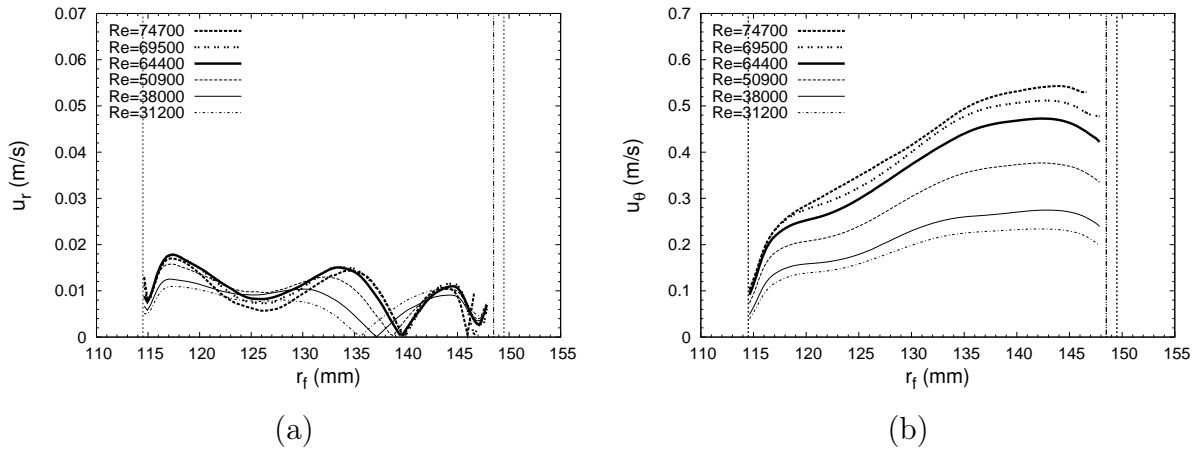


FIGURE B.6: Cote $z_f = 6,30$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

B.3 Substrat laponite-carbopol de section S100

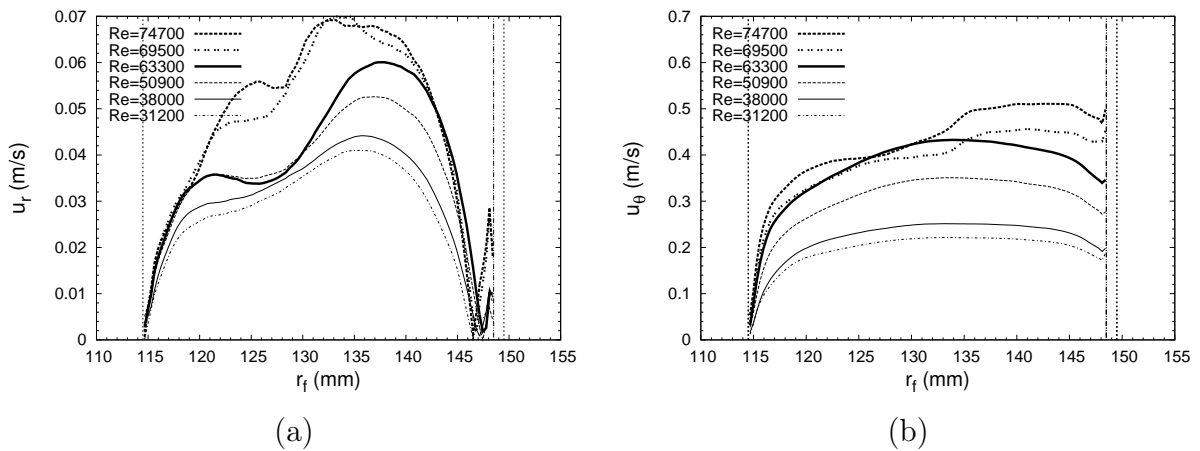


FIGURE B.7: Cote $z_f = 0$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

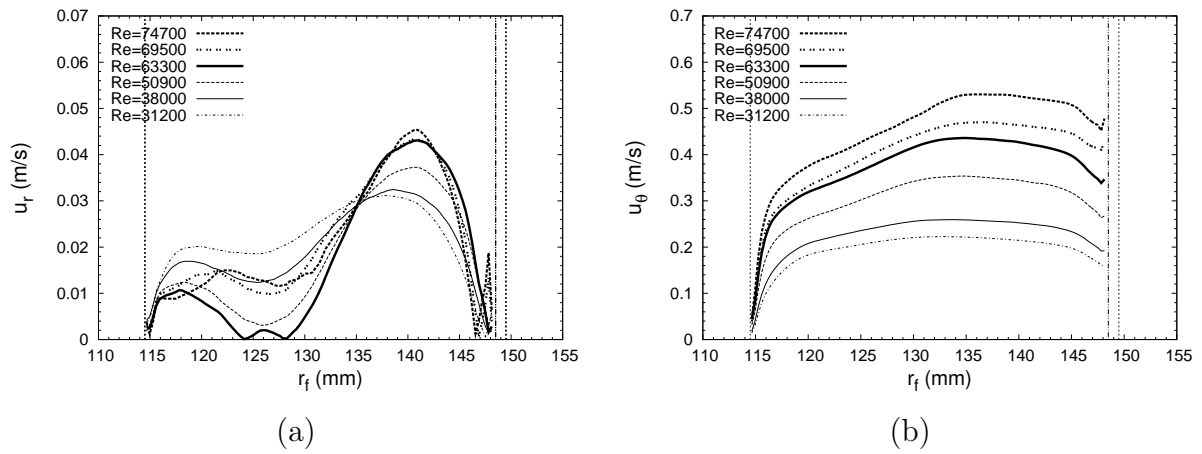


FIGURE B.8: Cote $z_f = 1,58$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

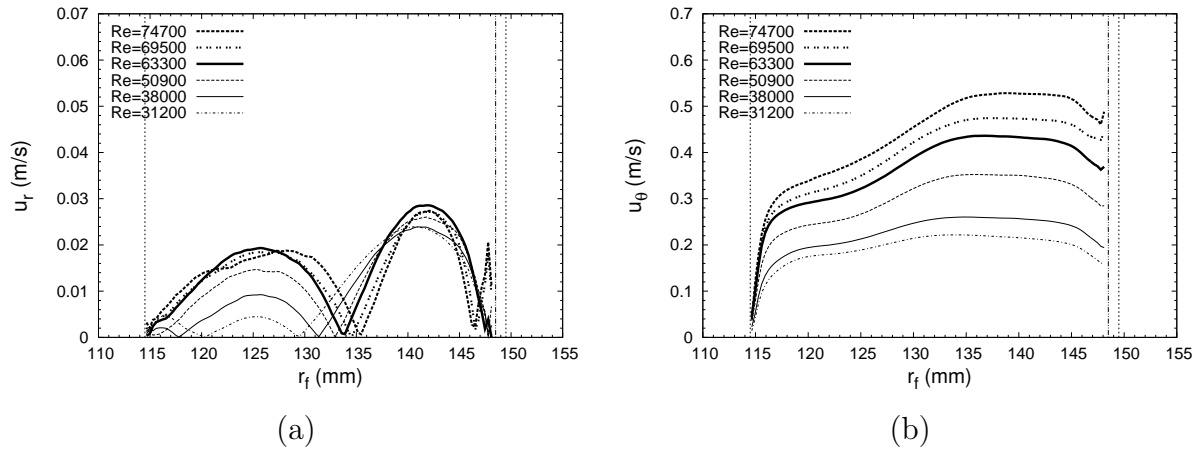


FIGURE B.9: Cote $z_f = 3,15$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

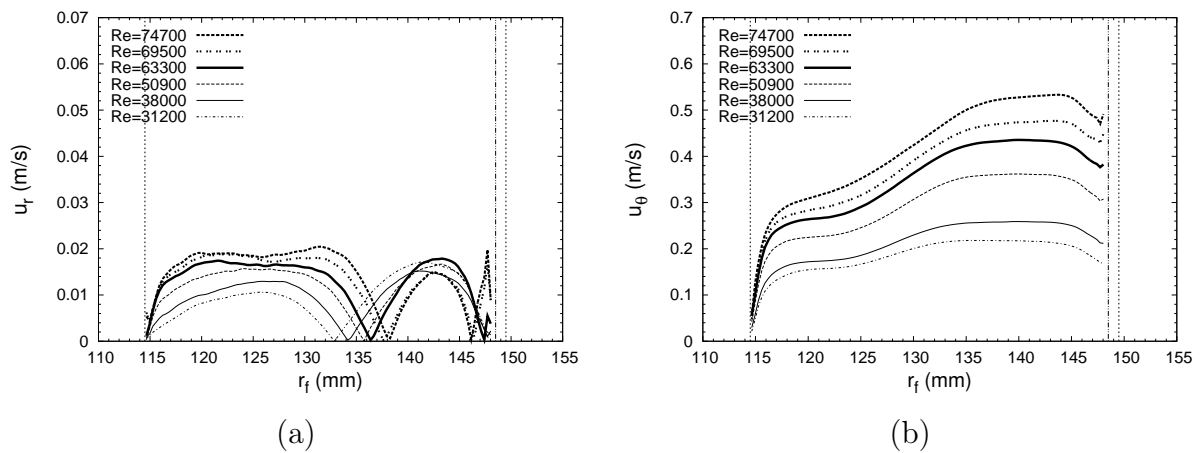


FIGURE B.10: Cote $z_f = 4,72$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

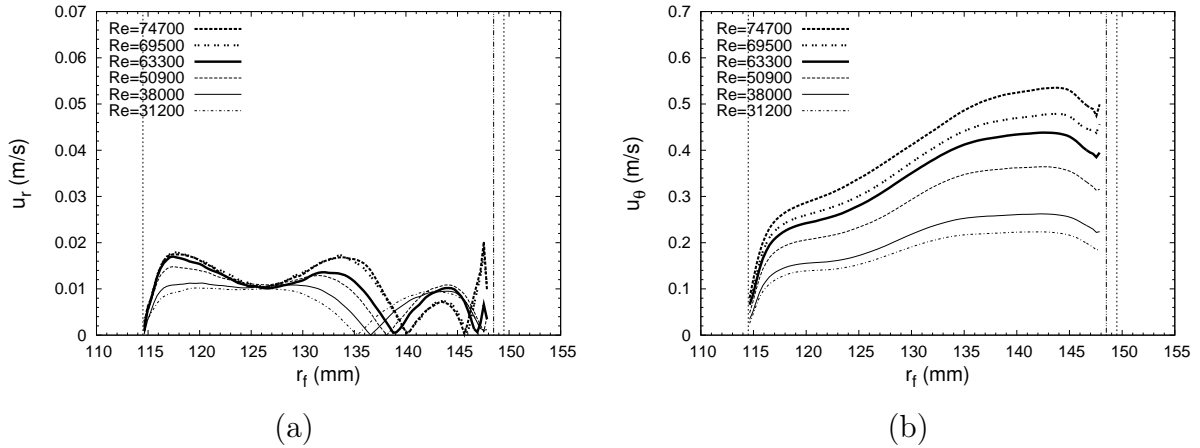


FIGURE B.11: Cote $z_f = 6,30$ mm : (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

B.4 Substrat carbopol de section S1.33

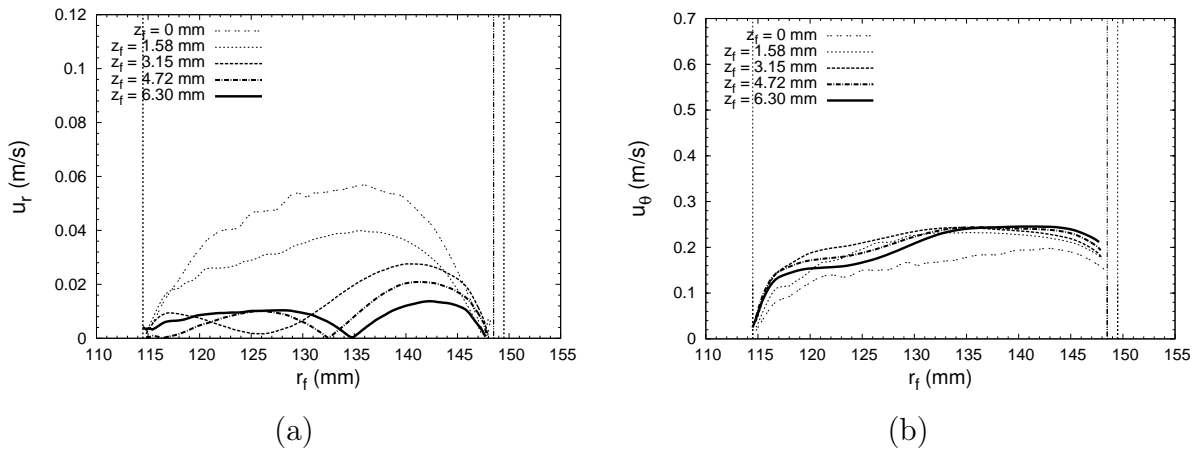


FIGURE B.12: $Re = 33500$: (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

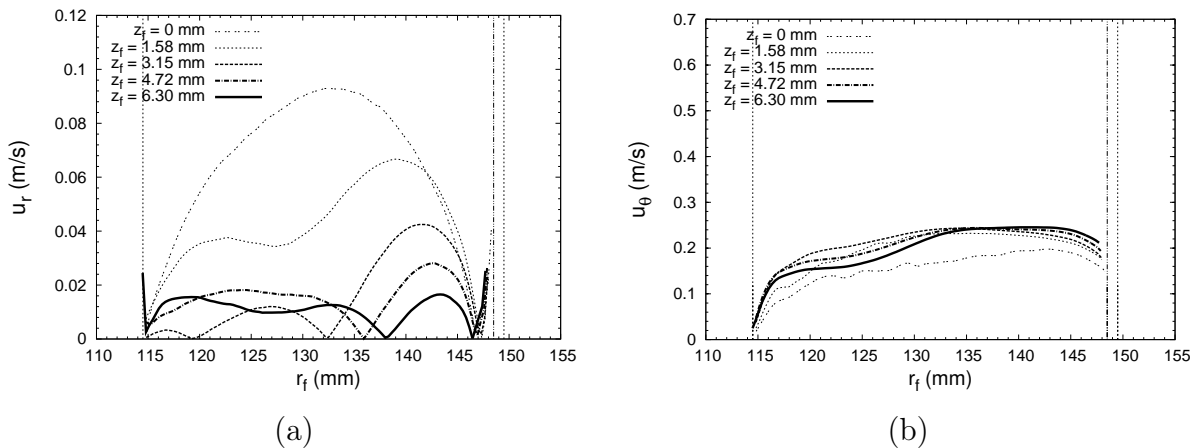


FIGURE B.13: $Re = 74700$: (a) vitesse radiale, (b) vitesse tangentielle.

Résumé

Une préoccupation environnementale majeure des espaces littoraux concerne le déplacement et le dépôt des vases. La maîtrise de la gestion de ces régions nécessite de mieux comprendre ces processus complexes et leur dépendance vis-à-vis des propriétés mécaniques des vases.

Cette thèse constitue une étude expérimentale sur la problématique de l'érosion et le lien avec les propriétés rhéologiques des sédiments cohésifs (vases). On considère que le phénomène d'érosion correspond à une transition solide-liquide du matériau qu'il faut caractériser à la fois macroscopiquement et localement. On fait le choix d'utiliser des matériaux modèles stables et reproductibles pour simuler les sédiments cohésifs.

Deux dispositifs ont été employés : un RhéoScope1 et un mini-canal annulaire à érosion. Les techniques de μ PTV et de PIV ont été mises en œuvre pour caractériser respectivement les déformations du matériau et le champ hydrodynamique. Deux fluides modèles transparents, utilisant le carbopol et la laponite, ont également été mis au point. Ces fluides se caractérisent par des valeurs voisines de contrainte seuil et par des propriétés thixotropes différentes.

Grâce aux techniques rhéo-physiques présentées, il a été montré que les conditions aux limites des expériences, comme l'état de surface de la géométrie utilisée en rhéométrie ou l'état de confinement de la section de mesure en étude d'érosion, conditionnent le comportement en transition. Outre la résistance mécanique du matériau, le caractère thixotrope affecte fortement la dynamique de transition. Les essais en canal d'érosion ont mis en évidence le rôle déstabilisateur des phénomènes d'échange à l'interface du fond sédimentaire.

Towards a link between mechanical properties and erodibility of cohesive sediments — Macroscopic and local study of rheometric and erosion behaviors of model materials

Abstract

A major environmental issue of littoral zones concerns mud displacement and deposit. The proficient management of these regions requires a better understanding of these complex processes and the dependence of mechanical properties of mud.

This thesis deals with an experimental study of erosion and its relationship with rheological properties of cohesive sediments (muds). We consider that the erosion phenomenon corresponds to the solid-liquid transition of material that is to be investigated at both macroscopic and local scales. We opt to use stable and reproducible model materials as cohesive sediments.

Two instruments were used: a RheoScope1 and a mini-annular flume. The μ PTV and PIV techniques were employed for characterizing respectively the deformation of material and the hydrodynamic field. Two kinds of transparent model fluid which contain carbopol polymer and laponite clay were also prepared for this study. These fluids are characterized by close yield stress values and different thixotropic properties.

Thanks to the presented rheo-physical techniques, it has been shown that the boundary conditions of experiments such as the surface roughness of geometry for the rheometry or the confinement state of measurement section for the erosion study impact the transition behavior. Besides the mechanical strength of material (yield stress), the thixotropic character affects strongly the transition dynamics. The experiments with erosion flume have highlighted the destabilizing role of the exchange phenomena at the interface of sedimentary bed.

Mots-clés : érosion, rhéologie, sédiments marins, fluides complexes, thixotropie, hydrodynamique

Discipline : Mécanique des milieux fluides

Laboratoire Universitaire des Sciences Appliquées de Cherbourg (LUSAC)
Site Universitaire, rue Louis Aragon, BP 78, 50130 Cherbourg Octeville, France