Compréhension des écoulements biphasiques stables et instables de fluides à seuil lors du forage d'un puits pétrolier

Ilham Maimouni

▶ **To cite this version:**

Ilham Maimouni. Compréhension des écoulements biphasiques stables et instables de fluides à seuil lors du forage d'un puits pétrolier. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Paris-Est, 2017. Français. NNT : 2017PESC1139 . tel-01712019

HAL Id: tel-01712019
https://pastel.hal.science/tel-01712019

Submitted on 19 Feb 2018

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

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

UNIVERSITÉ PARIS-EST

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'université Paris-Est

Spécialité : Mécanique des fluides

École doctorale Sciences Ingénierie et Environnement

Sujet de la thèse :

Compréhension des écoulements biphasiques stables et instables de fluides à seuil lors du forage d'un puits pétrolier

Présentée par

Ilham Maimouni

soutenue le 22 février 2017 devant le jury composé de :

M. Serge Mora	Rapporteur
M. Laurent Jossic	Rapporteur
Mme. Anne Davaille	Examinateur
M. Thibaut Divoux	Examinateur
M. Etienne Lac	co-Directeur de thèse
Mme. Julie Goyon	co-Directrice de thèse
M. Philippe Coussot	Directeur de thèse

Remerciements

Je souhaiterais d'abord exprimer toute ma reconnaissance à Philippe Coussot de m'avoir donné l'opportunité de faire cette thèse. Plus qu'un directeur de thèse, il fut un réel soutien tout au long de ces années. Il m'a transmis sa passion pour la recherche, m'a encouragée et a suivi mon travail avec une attention permanente. Je remercie également Julie Goyon de m'avoir activement encadrée dans cette belle aventure. J'ai beaucoup appris de sa rigueur expérimentale et de son sens de l'engagement. Je remercie tout autant mon encadrant industriel, Etienne Lac, grâce à qui j'ai pu appréhender les enjeux industriels liés à la problématique de ma thèse à la lumière des besoins de l'industrie pétrolière en général, et de Schlumberger en particulier. Grâce à Philippe, Julie et Etienne, j'ai pu bénéficier d'un excellent cadre de travail, aussi bien au laboratoire Navier qu'à Schlumberger.

Ensuite, je remercie chaleureusement Serge Mora et Thibaut Divoux de m'avoir fait l'honneur de rapporter mon doctorat, ainsi que mes examinateurs Anne Davaille et Laurent Jossic. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse et pour leurs remarques, corrections et conseils avisés qui l'ont beaucoup enrichie.

Je remercie à présent toute l'équipe SRWI de Clamart pour le chaleureux accueil au long de ces années. En plus d'Etienne, je tiens notamment à remercier Nicolas et Thibaut pour leur suivi particulier et leur enthousiasme pour ce projet. Je remercie également Nora et Quentin pour leur précieuse aide sur la formulation des fluides pétroliers. Je ne passerai pas sans remercier également Soraya, Andrew et Olivier. Ils ont tous, à travers nos discussions scientifiques lors des présentations de mes travaux ou simplement autour des repas partagés, enrichi cette thèse. Je les remercie tous pour leurs conseils, critiques constructives et encouragements. Merci également à Lise, Monique et Thomas pour m'avoir aidée sur les aspects administratifs et pratiques.

Je m'adresse maintenant à tout le personnel de Kepler, temporaires et permanents. Mille mercis à eux d'avoir fait du laboratoire un endroit jovial et stimulant. Merci notamment à Xavier pour l'inestimable aide qu'il m'a apportée depuis mon master. Merci également à Olivier, Yacine, Florence, Abdoulaye, Laurent, Elise, Jean-Noël et Anaël. Ils m'ont tous débloquée à un moment donné de ma recherche et je leur en suis redevable.

Un grand merci également à l'équipe technique du laboratoire, en les personnes de David, Cédric, Christophe C. et Cristophe Ph. pour leur créativité et leur grande disponibilité. Je ne passerai pas sans remercier Nathalie, Sandrine, Delhia, Carmen et Yves pour leur efficiente assistance administrative et informatique.

Ces remerciements ne peuvent être achevés sans une pensée pour les garants de l'ambiance au labo : les doctorants. Merci aux anciens, Lucie, Marine, Mathilde, Benoit, Benjamin, Mamadou, Guillaume, Michel et aux plus jeunes, Blandine, François, Asmae, Marie, Xiao, Meng, Aymeric et Michel. Un chaleureux merci à ceux de ma génération et en particulier à ceux avec qui j'ai agréablement partagé le plus gros de ces trois années : Alizée, Jennifer, Simon et Yousra. Merci pour leur amitié au labo et au-delà.

Enfin, merci à mes amis et à ma famille d'avoir été d'un infaillible soutien pour moi. Merci à mes parents de m'avoir transmis leur amour pour les sciences et inculqué la valeur du travail. Leurs encouragements sont un pilier fondateur de ce que je suis et de ce que je fais. Merci à ma soeur, Houda, pour son écoute et sa disponibilité. Merci à mes deux frères, Mohammed et Jalal, pour leurs encouragements d'au-delà des mers. Enfin, merci à mon cher mari, Mohamed, pour son soutien quotidien indéfectible et son enthousiasme contagieux à l'égard de mes travaux comme de la vie en général.

À ma grand-mère, Fatima, qui fut la première à m'appeler Docteur
quand j'avais sept ans...

Table des matières

Table des figures **9**

Introduction **15**

1 État de l'art **19**
1.1 Problématique industrielle 20
1.2 Problématique scientifique 27
1.3 Objectifs de la thèse 46

2 Matériaux et méthodes **47**
2.1 Matériaux 48
2.2 Caractérisations et mesures 53
2.3 Dispositif expérimental : instabilité de Rayleigh-Taylor 72
2.4 Dispositif expérimental : dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique 76

3 Expériences sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor **79**
3.1 Fluides newtoniens 81
3.2 Fluide à seuil / fluide newtonien : résultats 88
3.3 Fluide à seuil / fluide newtonien : analyse 110
3.4 Fluides à seuil 124
3.5 Résumé des résultats du chapitre 134

4 Dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique **137**
4.1 Exploitation des expériences 138
4.2 Résultats 142
4.3 Analyse théorique 145
4.4 Conclusion 153

Conclusion générale et perspectives **155**

Table des figures

1.1 Étapes simplifiées de la construction d'un puits de pétrole 21
1.2 Problème de cimentation : mélange de la boue et du ciment 22
1.3 Les différents régimes d'écoulement dans une section de puits où le casing est excentré [12] 23
1.4 Illustration de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : l'eau colorée est plus dense et des champignons de cette phase s'enfoncent dans les zones moins denses (Droits : James Riordon, AIP) 28
1.5 Formation d'un dôme de sel plus dense que les couches supérieures, sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Extrait de [75] 29
1.6 Illustration du diapirisme : Remontée souterraine de roches plus légères à travers des roches plus denses [75] 29
1.7 Simulation numérique du développement d'un "doigt" isolé de Rayleigh-Taylor [52]. En bleu, le fluide lourd, en orange, le fluide léger. 30
1.8 Interface initiale entre deux fluides newtoniens superposés 32
1.9 Cuve auto-tournante utilisée par Andrews et Spalding [3] 40
1.10 Cuve avec plaque de séparation utilisée par Dalziel [28] 41
1.11 Utilisation de fluides paramagnétiques dans l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [17]. 42
1.12 Exemple de dispositif utilisant l'accélération comme moteur de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [74]. La tour est haute de 3 m. 43
1.13 (a) Courbe de fluage d'une colonne de yaourt comprimée (b) Extrusion d'une colonne de yaourt sous gravité [32]. 44

2.1 Tête du mixer Silverson 50
2.2 Fluides à seuil utilisés. De gauche à droite : Gel de carbopol, Emulsion, Spacer. La cuvette fait 3 cm de diamètre et les tas ont une hauteur de 5 mm environ. 51
2.3 Tension de surface de différentes solutions d'éthanol (bleu) et d'iodure de sodium (orange) en fonction du titre massique. Les mesures ont été refaites trois fois et sont reproductibles à 1 mN/m près. 54
2.4 Masse volumique de différentes solutions d'éthanol (bleu) et d'iodure de sodium (orange) en fonction du titre massique 56

2.5 Cisaillement simple appliqué entre deux plans parallèles séparés par la distance h. Le plan supérieur se déplace à la vitesse V et le plan inférieur est fixe. 57
2.6 Rhéomètre Ultra+ de Malvern 61
2.7 Géométrie Plan / Plan. R =25 mm. 61
2.8 Schéma de la géométrie Plan / Plan 62
2.9 Géométrie Couette 63
2.10 Schéma de la géométrie Couette 64
2.11 Variation du module élastique et du module visqueux en fonction de la déformation. Courbes types de l'émulsion, du gel de carbopol et du spacer. Fréquence = 1 Hz. 66
2.12 Variation du module élastique et du module visqueux en fonction du temps. Courbes types de l'émulsion, du gel de carbopol et du spacer. 68
2.13 Variation de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation à gradient de vitesse constant pour différents matériaux. La droite, en tirets, rose représente la tangente à l'origine de la courbe de l'émulsion ; sa pente permet de déduire le module élastique de l'émulsion aux faibles déformations. 69
2.14 Variation de la contrainte seuil (en pascals) en fonction du module élastique (en pascals), mesuré à l'origine (aux petites déformations) des courbes obtenues à taux de cisaillement constant. Cas d'une émulsion inverse à plusieurs fractions volumiques de phase dispersée. 70
2.15 Courbes de contrainte en fonction de la déformation, à taux de cisaillement constant 0.01 /s à différentes fractions volumiques de la phase dispersée d'une émulsion inverse. 71
2.16 Exemples de courbes d'écoulement pour les trois classes de matériaux : Emulsion (bleu), gel de carbopol (rouge), spacer (orange). La contrainte (en pascals) est représentée en fonction du taux de cisaillement. 73
2.17 Schéma du dispositif expérimental 75
2.18 Dispositif expérimental de l'expérience de dépôt 77

3.1 Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de deux fluides newtoniens : de l'huile silicone 350 cP sous une solution d'éthanol, aux instants 0, 6, 12, 18 et 24 s ; l'origine du temps étant prise quand la plaque est retirée à moitié. la différence de densité est de $\Delta\rho$= 13 kg/m^3 et $\Delta\rho_{cr}$= 4.15 kg/m^3 83
3.2 Vitesse de chute du point le plus bas d'un doigt de fluide newtonien (initialement dans le compartiment du haut) dans une situation instable en fonction du temps t (s). La différence de densité est de $\Delta\rho = 23$ kg/m^3 et $\Delta\rho_{cr} = 5.5$ kg/m^3 84
3.3 Exemples de mesure de L_d 86
3.4 La contrainte de cisaillement au niveau de la surface supérieure du fluide à seuil due au retrait de la plaque de séparation par-dessus le fluide newtonien interstitiel. Le schéma n'est pas fait à l'échelle réelle. 90

3.5 Mise en place des matériaux. Largeur de la cuve : 16 cm. 90
3.6 Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien : de l'émulsion inverse en-dessous d'une solution d'iodure de sodium, aux instants 0, 1.9, 3, 3.8 et 4.5 s. . . . 92
3.7 Résultats expérimentaux pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor en terme de la contrainte seuil en fonction de la différence de densité. La limite linéaire en tirets sert de guide visuel qui délimite le domaine stable, en bleu, du domaine instable, en orange. 93
3.8 Résultats expérimentaux pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor en terme du module élastique (G (Pa)) en fonction de la différence de densité ($\Delta\rho$(kg/m^3)). La limite linéaire en tirets sert de guide visuel qui délimite le domaine stable, en bleu, du domaine instable, en orange. 94
3.9 Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Résultats en fonction de la contrainte seuil. Étoiles : languette souple, carrés : plaque rigide 96
3.10 Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Cas où la plaque est retirée en contact avec le fluide à seuil. La droite $\alpha = 0.015$ est la limite considérée dans les expériences où la couche interstitielle est rajoutée. Résultats en fonction du seuil d'écoulement. 97
3.11 Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Cas où la plaque est retirée en contact avec le fluide à seuil. La droite $\alpha = 0.022$ est la limite considérée dans les expériences où la couche interstitielle est rajoutée. Résultats en fonction du module élastique. 98
3.12 Transition du domaine stable au domaine instable, à $\Delta\rho = 200$ kg/m^3 fixé, de huiles silicones de trois viscosités différentes, 20, 350 et 1000 cP sous une émulsion directe. 99
3.13 Résultats des expériences de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la situation Fluide à seuil / Fluide newtonien pour une longueur de cuve L=16 cm (carrés) et L=7 cm (triangles). Cas stables : bleu, cas instable : orange. Les mêmes résultats sont reportés sur l'insert en fonction de la contrainte seuil du matériau. 101
3.14 Une colonne de solution d'iodure de sodium au-dessus d'une colonne de fluide à seuil. L'interface est initialement stable. 103
3.15 Situation stable (émulsion inverse (20 Pa) au-dessus d'une solution de NaI. $\Delta\rho$=0.2, d=2 mm). (a) : image prise au début de l'écoulement. (b) : image prise quelques instants plus tard. Les fléchettes indiquent le niveau de l'interface dans les deux cas. 105
3.16 Situation instable (carbopol (20 Pa) au-dessus du glycérol. $\Delta\rho$=0.26, d=7.5 mm). (a) : image prise au début de l'écoulement. (b) : image prise quelques instants plus tard. 106

3.17 Rayons critiques de passage du domaine stable au domaine instable en écoulement. Les valeurs indiquées correspondent aux vitesses moyennes du déplacement de l'interface V dans chaque cas en mm/s. 107
3.18 Comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de la théorie élastique 111
3.19 Comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de la théorie plastique pour deux valeurs de ϵ_0 112
3.20 Séquences des tests de fluage / récupération à différents niveaux de contrainte imposée : 5, 20, 30, 40, 50 et 60 Pa. 114
3.21 Variation de la déformation dans le temps dans des tests de fluage / récupération à différents niveaux de contrainte imposée 114
3.22 Courbe de fluage, à vitesse de cisaillement de 0.01/s, de l'émulsion 65 Pa avec les déformations résiduelles enregistrées quand la contrainte est relâchée à différents niveaux de contrainte. En insert, la courbe de fluage complète. 115
3.23 Courbe de fluage, à vitesse de cisaillement de 0.01/s, de l'émulsion 24 Pa avec les déformations résiduelles enregistrées quand la contrainte est relâchée à différents niveaux de contrainte. En insert, la courbe de fluage complète. 116
3.24 Machine de force Instron 3365 117
3.25 Expérience d'enfoncement d'une plaque lisse à bouts arrondis dans un bain d'émulsion inverse 117
3.26 Force enregistrée lors de l'enfoncement d'une plaque de 8 mm d'épaisseur dans un bain d'émulsion inverse de 20 Pa de seuil. 118
3.27 Formation d'une couche liquide autour de la plaque lors de son enfoncement dans le fluide à seuil. Le reste du matériau continue à se déformer dans le régime solide [14] 119
3.28 La plaque est enfoncée à une vitesse = 0.3 mm/s. En bleu : tests avec une émulsion inverse (τ_c=54 Pa et G=396 Pa). En orange : test avec de la gélatine (G=400 Pa). La force et la profondeur de pénétration sont divisées par l'épaisseur de la plaque, pour différents e : de bas en haut, en trait continu : 2, 4, 8 et 16 mm, en pointillé : 30 mm et en tirets : 70 mm . . . 120
3.29 Proportionnalité entre la pente à l'origine des courbes de la figure (Fig. 3.28) et le module élastique, ici, de l'émulsion à différentes concentrations. 122
3.30 La force en fonction de la profondeur de pénétration, toutes deux divisées par l'épaisseur de la plaque enfoncée e=8mm, dans un bain de fluide à seuil : - une émulsion inverse τ_c=54 Pa, G_1=400 Pa avec une plaque lisse à 0.02 mm/s (jaune), 0.3 mm/s (orange) ou 1 mm/s (rouge) ; avec une plaque graissée à 0.3 mm/s (vert) ; - Un gel de carbopol (τ_c=30 Pa, G_2=200 Pa) avec une plaque rugueuse (bleu foncé) ou une plaque silanisée (bleu). Notons que les résultats avec le carbopol ont été rescalés par le facteur $\frac{G_1}{G_2}$. 123

3.31 Vue de dessus de la plaque de séparation après son retrait au-dessous du spacer. (a) : la plaque est directement en contact avec le fluide à seuil ; les zones sombres (en brun foncé) correspondent au spacer déposé ; les zones grises, plus claires, correspondent à la plaque en acier "propre". (b) : une fine couche d'huile de dodécane est rajoutée entre le spacer et la plaque. Il y a moins de dépôt dans (b) que dans (a). Le spacer est plus cisaillé dans le cas (a) que dans le cas (b). 126
3.32 Schéma des couches des fluides superposées. La plaque est représentée par le trait noir. 126
3.33 Vue de dessus d'une interface instable entre un spacer (d=1800 kg/m^3, τ_c=5 Pa), en brun foncé et un gel de carbopol (d=1000 kg/m^3, τ_c=6 Pa), transparent, qu'on voit apparaître d'abord localement avant d'occuper toute la surface. La plaque est retirée dans le sens indiqué par la flèche. a, b, c, d, e et f correspondent aux instants 0, 13, 15, 17, 18, 25 s après le début du retrait de la plaque de séparation. 128
3.34 Résultats expérimentaux en fonction du module élastique. G_1 est le module élastique du fluide du haut, le spacer, et G_2 celui de l'émulsion ou du carbopol, du bas. Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable . . 129
3.35 Résultats expérimentaux en fonction de la contrainte seuil. τ_1 est la contrainte seuil du fluide du haut, le spacer, et τ_2 celle de l'émulsion ou du carbopol, du bas. Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable . . 130
3.36 Résultats (expérimentaux et déduits par symétrie) de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface de deux fluides à seuils en fonction de leurs modules élastiques G_1 et G_2. La ligne en pointillés noirs : limite visuelle séparant le domaine stable du domaine instable d'équation $G_1 + G_2 = 0.32\Delta\rho$. La ligne en pointillés gris : limite visuelle séparant le domaine stable du domaine instable, trouvée dans les expériences faites dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien, d'équation $G_1+G_2 = 0.22\Delta\rho$. La ligne en pointillés verts : limite définie par l'approche élastique pure, d'équation $G_1 + G_2 = 0.06\Delta\rho$ Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable. 132

4.1 Courbe massique à diverses pressions appliquées ; une courbe par expérience. Pour la pression $P = 7$ mbar, les droites en noir représentent des tangentes à différents instants. 139
4.2 Courbe massique dans une expérience où la pression appliquée est changée au cours du temps. La droite en noir représente une asymptote linéaire des données pour $P = 4$ mbar 139
4.3 La masse de carbopol écoulée en fonction de sa hauteur 140
4.4 Calcul de l'épaisseur e de la couche déposée 141
4.5 Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement dans une conduite de rayon R=17 mm de carbopols de différents seuils. 142

4.6 Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement dans une conduite de rayon R=10 mm de carbopols à différents seuils. 143
4.7 Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement d'un carbopol (45 Pa, carrés) et d'un carbopol (30 Pa, disques) poussés par différents fluides . 144
4.8 Épaisseur divisée par $\frac{\tau_c}{\rho g}$ en fonction de la vitesse lors de l'écoulement de carbopols de différents seuils dans deux conduites de rayons différents R=17 mm (carrés) et R=10 mm (disques). 146
4.9 Schéma de l'écoulement durant le dip-coating d'un fluide à seuil. La zone grise correspond à la région solide où le matériau subit des déformations finies. Le reste du matériau est dans le régime liquide et subit de grandes déformations à un taux de cisaillement quasi-constant [58]. 148
4.10 Comparaison des épaisseurs observées e_{exp} et des épaisseurs e_∞ 151
4.11 Comparaison des épaisseurs observées e_{exp} et des épaisseurs prédites en considérant le drainage de la couche déposée après l'arrêt de l'écoulement 152

Introduction

Dans un contexte d'exploration dans des environnements de plus en plus sévères et d'accidents pétroliers récents majeurs, de nombreux efforts sont mis en place afin de disposer d'outils permettant de mieux prédire et prévenir les risques de perte d'isolation zonale des puits pétroliers. Cette isolation dépend principalement de la qualité de la cimentation effectuée, faisant de cette opération une étape critique dans la construction des puits pétroliers.

La construction d'un puits commence par le forage d'un trou à l'endroit où l'existence des gisements est soupçonnée. Un large volume de boue est injecté à l'intérieur de ce trou afin de stabiliser les parois et transporter les débris de roche. Une succession de tubes en acier assemblés, ou cuvelage, sont ensuite introduits dans le trou et fixés sur la longueur du puits. C'est à ce moment-là qu'intervient la cimentation : elle consiste à placer de la pâte de ciment dans l'espace annulaire entre le cuvelage et la roche environnante. D'un point de vue pratique, le ciment est injecté à l'intérieur des tubes depuis la surface jusqu'au fond du puits. Arrivé en bas, il remonte par l'annulaire en chassant la boue de forage qui, elle, est récupérée en surface. Idéalement, le ciment reste seul, piégé dans l'annulaire, et forme une gaine après sa prise qui renforce la structure du puits et assure son isolation zonale.

Toutefois, dans certaines situations, des phénomènes de mélange entre les fluides déplacés sont observés, ce qui nuit notamment à la prise du ciment qui se retrouve mélangé à d'autres substances, et qui compromet ses performances mécaniques après la prise, altérant ainsi l'isolation zonale du puits. En effet, les fluides déplacés ayant des propriétés différentes (viscosité, densité...), l'interface qui les sépare peut être sujette à différentes instabilités hydrodynamiques, ce qui est susceptible de déformer l'interface et d'induire un mélange. En outre nous avons en général affaire à des fluides à seuil, dont les caractéristiques d'écoulement sont souvent relativement complexes. Par "fluide à seuil", on désigne un matériau qui a un comportement intermédiaire entre celui d'un fluide et celui d'un solide et qui ne s'écoule que quand il est soumis à des contraintes supérieures à une valeur critique qui lui est associée, appelée sa contrainte seuil.

En cas d'absence totale de mélange, les deux fluides s'écoulent successivement en glissant, l'un après l'autre, le long des parois. Cette situation est cependant très peu probable en pratique. Dans les faits, à une certaine distance de l'interface, chaque fluide a tendance

à s'écouler en régime laminaire en développant un profil de vitesse radial qui implique que les régions situées près des parois coulent moins vite que celles situées près de l'axe central. Par conséquent, le fluide poussant a naturellement tendance à pénétrer le fluide poussé. Cependant, pour des fluides à seuil susceptibles de s'arrêter si la contrainte à laquelle ils sont soumis est trop faible, l'interface entre les deux fluides peut jouer un rôle considérable sur les caractéristiques d'écoulement dans cette région, et donc sur la pénétration du fluide poussant dans le fluide poussé.

Une instabilité hydrodynamique peut également se produire au niveau de l'interface, induisant un autre type de mélange entre les fluides. L'instabilité de Saffman-Taylor a peu de chances de se développer car les conduites sont assez larges et la différence de viscosité apparente entre les fluides est relativement faible. En revanche, l'instabilité de Rayleigh-Taylor, résultant de la différence de densités entre les deux fluides (quand un fluide lourd repose sur un fluide léger dans le champ gravitaire), pourrait se produire assez facilement.

Si cette instabilité est bien étudiée dans le cas de fluides "simples", dont le comportement rhéologique est newtonien, elle l'est beaucoup moins pour les fluides "complexes", au comportement non-newtonien, notamment pour les fluides à seuil.

Nous allons donc, à travers une approche essentiellement expérimentale, essayer de décrire l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil et de définir ses paramètres importants ainsi que ses conditions de développement, en partant, autant que possible, de situations expérimentales contrôlées. Vu son caractère fondamental, si cette approche permet de donner des éléments de compréhension de l'instabilité dans le contexte pétrolier, ces résultats peuvent aussi être exploités dans d'autres situations, naturelles ou industrielles, où l'instabilité est susceptible d'avoir lieu pour des fluides à seuil.

Dans ce travail, nous aborderons également, mais plus brièvement, le cas d'un écoulement "stable", pour lequel les déformations de l'interface résultent des écoulements de chaque fluide (voir ci-dessus). Nous étudierons ainsi le dépôt de fluide à seuil (poussé) sur les parois d'une conduite cylindrique, résultant de la pénétration du fluide poussant.

Ce manuscrit présente notre étude fondamentale de ces deux situations et s'organise comme suit :

- le premier chapitre reprend en détail les problématiques industrielles et scientifiques qui sont à l'origine de ce travail de doctorat. Il commence par expliquer l'opération de cimentation des puits ainsi que les différents enjeux qui y sont associés. Ensuite, il présente une revue bibliographique des différents travaux fondamentaux réalisés sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui permettront de situer notre étude par rapport à la littérature et nous serviront de référence au long de cette étude.

- le deuxième chapitre est consacré aux matériaux et aux méthodes expérimentales.

Nous détaillerons la sélection des fluides utilisés et décrirons les mesures, notamment rhéométriques, qui permettent de définir leurs propriétés. Ces fluides sont, pour la plupart, des matériaux modèles qui ont été choisis de manière à ce que leurs caractéristiques physicochimiques et rhéologiques puissent être contrôlées et adaptées à nos besoins. Des fluides utilisés en industrie sont également testés pour étendre et valider l'étude. Ensuite, les différents montages expérimentaux utilisés seront décrits. Ces montages ont été conçus de manière à garantir un certain contrôle sur les conditions expérimentales.

- le troisième chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans notre démarche, nous souhaitions explorer des situations qui se rapprochent de plus en plus du problème réel, tout en partant du cas le plus simple à étudier et le plus contrôlé. Dans ce sens, nous présenterons les trois configurations qui ont donc été explorées où les fluides testés sont superposés au repos. D'abord, la situation d'une interface séparant deux fluides newtoniens sera étudiée pour évaluer la validité de l'approche et du dispositif expérimental. Ensuite, le cas d'un couple fluide à seuil / fluide newtonien sera examiné. Dans une première partie, l'instabilité sera décrite, à la fois qualitativement et quantitativement, en étudiant l'effet de différents paramètres qui auront été définis comme importants pour le problème. L'effet de la mise en écoulement des fluides sur l'évolution de l'interface est notamment abordé. Dans une deuxième partie, les résultats trouvés dans cette configuration seront analysés à travers une approche expérimentale qui fournira des informations plus précises sur l'origine de l'instabilité. La dernière configuration se rapprochera un peu plus de la réalité et sera celle de deux fluides à seuil au contact. Elle permettra d'étendre la description de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à ce cas plus générique.

- le quatrième chapitre présente les résultats de l'étude du dépôt d'un fluide à seuil sur les parois internes d'un cylindre ainsi que l'analyse de ces résultats à la lumière de quelques références bibliographiques qui y seront présentées.

Chapitre 1

État de l'art

Ce premier chapitre reprend en détail les problématiques industrielles et scientifiques qui sont à l'origine de ce travail de thèse. Il commence par expliquer l'opération de cimentation des puits ainsi que les différents enjeux qui y sont associés. Ensuite, il présente une revue bibliographique des différents travaux fondamentaux réalisés notamment sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui permettront de situer notre étude par rapport à la littérature.

Sommaire

1.1 Problématique industrielle 20
1.1.1 Étapes de la cimentation des puits de pétrole 20
1.1.2 Scénarii et éventuels problèmes liés à la cimentation des puits . . 21
1.1.3 Fluides utilisés durant la cimentation des puits 23
1.1.4 Solutions actuellement considérées : multiples mais pas suffisantes 26
1.1.5 Vers la problématique scientifique 27
1.2 Problématique scientifique 27
1.2.1 Écoulements "instables" : instabilité de Rayleigh–Taylor 27
1.2.2 Écoulements "stables" : dépôt de fluides à seuil 45
1.3 Objectifs de la thèse 46

1.1 Problématique industrielle

Le sujet de cette thèse puise sa motivation dans l'industrie pétrolière, et plus particulièrement dans la phase de cimentation primaire des puits de pétrole. Cette opération est une phase clé dans le processus de construction d'un puits et constitue un enjeu environnemental et économique de taille [72, 73] comme on le présentera dans cette partie.

1.1.1 Étapes de la cimentation des puits de pétrole

Si l'on veut présenter de manière simpliste mais assez représentative les différentes étapes de la construction d'un puits (Fig. 1.1), tout commence par l'étape de forage durant laquelle un trou, de quelques dizaines de centimètres de diamètre, est creusé à l'endroit où l'existence de gisements est soupçonnée. Quelques relevés géologiques ou diagraphiques sont ensuite effectués localement pour confirmer l'existence de gaz ou de pétrole. Dans un troisième temps, un tube en acier, nommé casing, est introduit dans le trou pour empêcher l'effondrement du puits. Au vu de sa forme, l'espace séparant le casing de la formation rocheuse est appelé l'annulaire externe. Une fois que le casing est en place, des fluides de forage, notamment des boues, sont injectés à l'intérieur du casing. L'objectif de cette opération est de stabiliser les parois du puits, de transporter tous les débris de roches en les suspendant dans le fluide ainsi que de refroidir et lubrifier les outils de forage. Ensuite, un coulis de ciment est injecté dans le tube. Il déplacera les fluides (la boue notamment) en place à l'intérieur du tube avant d'atteindre le fond du puits et de commencer à les pousser dans l'annulaire externe. Cette étape s'appelle la cimentation primaire du puits et l'objectif à ce niveau est de chasser toute la boue en surface de manière à ce que le coulis de ciment remplisse parfaitement l'annulaire externe.

La longueur du puits pouvant atteindre plusieurs kilomètres (jusqu'à 6 km) et son inclinaison atteignant parfois les 80 degrés, sa construction n'est pas faite en une seule fois mais par étapes. La séquence Forage - Introduction du casing - Cimentation est ainsi répétée sur plusieurs hauteurs jusqu'à atteindre le niveau du gisement. Le diamètre du forage, et par conséquent celui du casing, diminue par palier pour passer d'environ 80 cm en surface jusqu'à une dizaine de centimètres au niveau du gisement. L'annulaire externe séparant le casing et la formation rocheuse a une taille caractéristique de l'ordre de 1 à 10 cm.

Après la prise, la coque de ciment ainsi formée autour des casings les stabilise et renforce l'étanchéité du puits, ce qui garantit une exploitation maximale du potentiel du puits et isole les formations et couches environnantes (nappes d'eau notamment) pour les protéger de toute éventuelle contamination. Une fois que la cimentation est faite, un tubage est introduit et fixé à l'intérieur du casing. Le pétrole n'est en fait pas pompé directement dans le casing pour éviter la corrosion de ce dernier mais à travers le tube introduit, qui

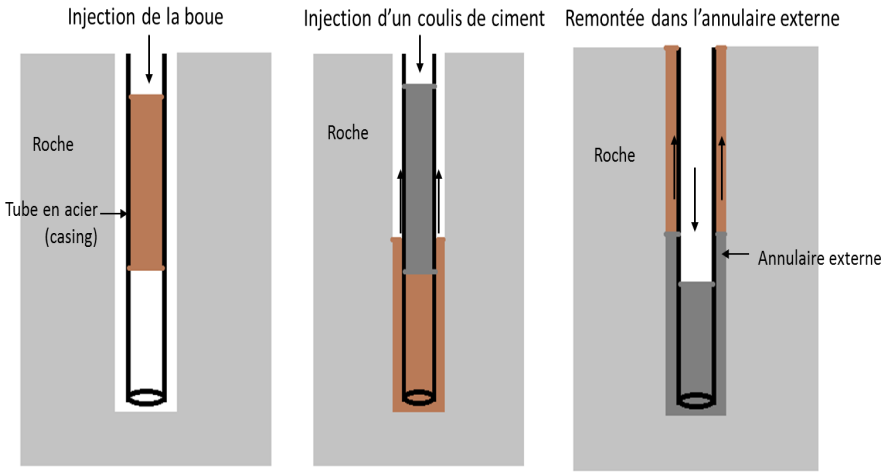

FIGURE 1.1 – Étapes simplifiées de la construction d'un puits de pétrole

lui, peut être facilement changé en cas de besoin.

1.1.2 Scénarii et éventuels problèmes liés à la cimentation des puits

La cimentation primaire telle que décrite dans le paragraphe précédent correspond au cas idéal où toute la boue de forage est déplacée le long de l'annulaire externe et chassée en surface pour que le ciment reste seul, piégé dans l'annulaire externe pour assurer l'isolation zonale après sa prise. Pour cela, il faut que l'interface séparant les différents fluides concernés reste plane durant le déplacement. Aucun phénomène de mélange n'est alors observé. Toutefois, la cimentation du puits a rarement ce déroulement idéal.

En réalité, le ciment ne parvient souvent pas à complètement déplacer la boue hors du puits. Des phénomènes de digitation sont observés et l'interface entre les fluides successifs n'est pas plane mais plutôt déformée de manière à donner lieu, sur certaines hauteurs de l'annulaire externe, à des phénomènes de mélange locaux qui entraînent un changement de la nature physico-chimique des matériaux, notamment le ciment, ce qui empêche celui-ci de bien prendre et altère ses performances mécaniques (Fig. 1.2). Ces phénomènes de mélange découlent essentiellement de la présence d'instabilités hydrodynamiques sur certaines hauteurs du puits : en effet, étant en présence de plusieurs fluides de densité, de viscosité s'écoulant à différentes vitesse, plusieurs instabilités d'interfaces sont susceptibles de se développer et sont chacune reliées à une de ces grandeurs physiques caractéristiques.

Dans ce travail, nous nous intéresserons particulièrement à l'une d'entre elles : l'instabilité de Rayleigh-Taylor [93]. Cette instabilité est directement reliée à la différence de densités des fluides et est susceptible de se produire par exemple quand un fluide lourd repose sur un fluide léger dans le champ de gravité. Nous nous attarderons plus tard dans

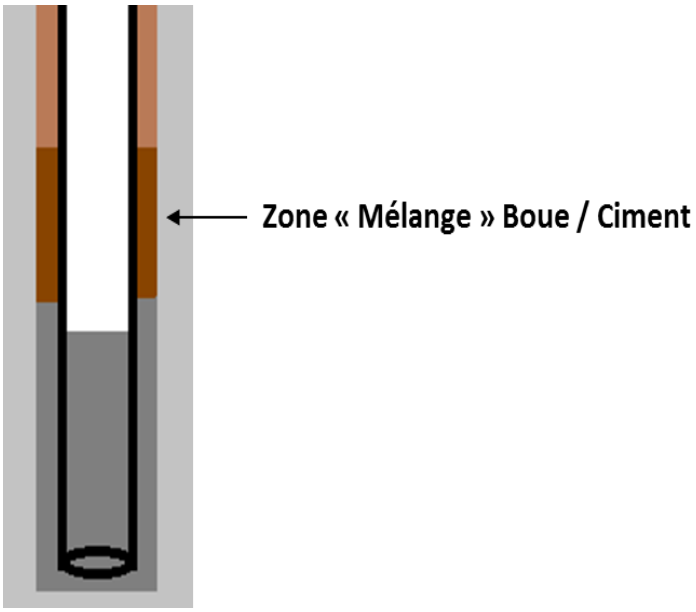

FIGURE 1.2 – Problème de cimentation : mélange de la boue et du ciment

ce chapitre sur la caractérisation de cette instabilité.

Quand l'instabilité de Rayleigh-Taylor a lieu, elle peut être accompagnée par une autre instabilité dite de Kelvin-Helmoltz. Il s'agit d'une instabilité qui apparait lorsque deux fluides contigus s'écoulent parallèlement à des vitesses différentes. Les forts gradients de vitesse de part et d'autre de l'interface conduisent à sa déstabilisation. Parmi les autres instabilités qui pourraient se produire, il y a l'instabilité de Saffman-Taylor, appelée aussi instabilité de digitation visqueuse, qui, suite à un contraste de viscosités, conduit à la formation de doigts d'un fluide dans l'autre. Dans ce travail, nous nous concentrerons sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

A côté de ces situations où des instabilités donnent lieu à des phénomènes de mélange entre fluides successifs, il existe une autre situation où la cimentation n'est pas non plus idéale. Il s'agit d'un cas où la boue dépose des films sur les parois du puits ou sur la formation rocheuse [1, 35]. La phase liquide de ce dépôt ainsi que les substances qui y sont dissoutes s'infiltrent dans la formation, d'où leur appellation de "filtrat" dans le langage pétrolier. Le filtrat permet d'appliquer une pression hydrostatique sur les fluides contenus dans la formation, l'eau et le pétrole généralement, et les prévient de remonter en surface. Les particules suspendues dans le boue restent, quant à elles, accumulées le long des parois en formant un milieu poreux que l'on appelle "mudcake". La composition, l'épaisseur et la perméabilité du mudcake dépendent, entre autres, de la nature de la boue. L'épaisseur varie généralement entre 3 mm et 2.5 cm. Si la perméabilité du mudcake diminue dans le temps en permettant d'augmenter de plus en plus l'étanchéité, sa présence n'est généralement pas souhaitée dans l'annulaire externe. Elle retarderait la prise du ciment et les milieux poreux ainsi formés constitueraient des canaux préférentiels d'infiltration de fluides d'un côté ou

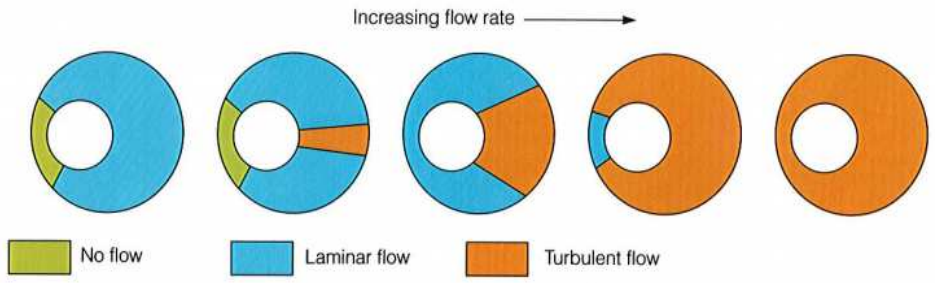

FIGURE 1.3 – Les différents régimes d'écoulement dans une section de puits où le casing est excentré [12]

de l'autre de la paroi du puits [65].

Chasser ces films de boue est l'un des objectifs de la cimentation. Toutefois, la géométrie du puits ou plus particulièrement le positionnement du casing par rapport au trou complique cette opération. Le casing est en fait souvent excentré par rapport au forage et les zones où la section est plus petite sont les plus favorables à la formation de mudcakes. En raison de cette excentricité, les régimes d'écoulement dans les différentes parties de la section du puits ne sont pas les mêmes, à même taux de cisaillement (Fig. 1.3).

Dans les parties les moins fines de la section, le déplacement du ciment même en régime turbulent ne permet pas de déplacer toute la boue et la présence de celle-ci entraîne des pertes de charge assez conséquentes. Même lorsqu'ils sont arrachés, les morceaux de mudcakes se mélangent de manière hétérogène au ciment et altèrent sa qualité.

En conséquences directes de ceci, la qualité de la cimentation est mise en danger et l'étanchéité du puits est directement compromise. Ceci implique une sous-exploitation du potentiel du puits concerné et retarde la production en raison des diverses opérations coûteuses et pas forcément efficaces qu'il faut envisager pour reprendre ou corriger la cimentation. D'un point de vue écologique, toute cimentation primaire compromise constitue un grand risque car le gaz est en mesure de contaminer les formations environnantes. De surcroît, les fuites de gaz peuvent engendrer de dangereuses explosions suite à des phénomènes de surpression. Ce sont toutes là des raisons pour lesquelles la compréhension de la cimentation primaire dans son ensemble, que ce soit d'un point de vue opérationnel (étapes et matériel) ou encore par rapport à la formulation des matériaux utilisés constitue un vrai enjeu autour duquel plusieurs travaux de recherche s'articulent.

Dans la suite de ce chapitre, nous détaillerons les différents fluides mis en jeu lors du processus industriel ainsi que quelques unes des solutions ou recommandations prescrites pour optimiser la cimentation primaire avant d'explorer les limites de la recherche dans ce domaine actuellement.

1.1.3 Fluides utilisés durant la cimentation des puits

Durant la cimentation du puits, l'objectif principal est de déplacer toute la boue de forage en dehors de l'annulaire externe et de remplir ce dernier complètement de ciment.

En réalité, pour pallier quelques unes des contraintes de cimentation citées dans le paragraphe précédent, la boue n'est jamais directement déplacée par le ciment mais d'autres fluides intermédiaires, appelés spacers et washers, sont introduits. Nous présenterons donc brièvement ces quatre fluides utilisés dont les formulations sont pensées pour optimiser la phase de cimentation. Un paragraphe relatif aux spacers que nous utiliserons dans nos expériences sera présenté dans le deuxième chapitre consacré aux matériaux et méthodes. Nous commencerons par décrire leurs natures physico-chimiques avant d'explorer leurs comportements rhéologiques.

Description physico-chimique

Le ciment : le ciment de Portland (Ordinary Portland Cement OPC) est le ciment le plus utilisé dans l'industrie pétrolière pour la cimentation primaire. Il s'agit d'un ciment hydraulique dont la résistance à la compression se développe durant des réactions chimiques, dites d'hydratation. Ce ciment a la particularité de pouvoir durcir à l'air libre et en milieu aqueux, d'avoir une faible perméabilité et de résister à l'eau une fois durci, ce qui lui confère un réel intérêt pour les applications pétrolières. Il contient principalement les quatre composants anhydres suivants : $(CaO)_3SiO_2$, $(CaO)_2SiO_2$, $(CaO)_3Al_2O_3$ et $(CaO)_4Al_2O_3Fe_2O_3$.
Vu les conditions extrêmes de pression (jusqu'à 200 MPa) et de température (jusqu'à 350°C) auxquelles est destiné le coulis de ciment, divers additifs sont ajoutés à la poudre de ciment, dite clinker, avant l'ajout de l'eau. On retrouve notamment des accélérateurs ou des retardateurs qui permettent de jouer sur le temps de prise du ciment, des agents alourdissants qui permettent de modifier la densité du ciment de manière à prévenir la sédimentation d'éventuels débris de roche solides, et des dispersants qui permettent de mieux disperser les particules solides dans le ciment pour diminuer sa viscosité ce qui peut typiquement avoir un intérêt pour le pompage. La densité finale du coulis de ciment varie entre 1700 et 2100 kg/m^3.

La boue de forage : le forage, qu'il soit pétrolier ou gazier, consiste à enfoncer un train de tiges dans le sous-sol en y injectant une boue spécialement conçue pour chaque utilisation. En fonction de la nature de sa phase continue, la boue est une émulsion faite soit à base d'eau (Water-based mud), soit à base d'huile (Oil-based mud). Ensuite, en fonction de la densité souhaitée qui, elle-même, dépend de la nature des débris à transporter, des agents alourdissants comme de la baryte notamment peuvent y être dispersés. La densité de la boue varie en pratique entre 1200 et 1600 kg/m^3. Pour modifier son comportement rhéologique, des argiles comme de la bentonite peuvent être suspendues dans la phase continue. Comme dans le cas du coulis de ciment, d'autres additifs (dispersants, ...) peuvent être incorporés à la formulation pour s'adapter au mieux aux caractéristiques du forage.
Une attention particulière est portée à la compatibilité de la boue avec le coulis de ciment utilisé, i.e., à leur faculté d'être déplacés l'un derrière l'autre, sans que le contact à l'interface entraîne un changement de leur nature physico-chimique, et par conséquent, de leur comportement rhéologique. La boue est le ciment ne sont pas très compatibles : les sur-

factants contenus dans la boue retardent, ou parfois empêchent, l'hydratation du ciment. Pour éviter cela, d'autres fluides de forage, nommés washers et spacers, sont introduits entre le ciment et la boue durant leur déplacement dans le puits.

Les washers et spacers : les washers et les spacers sont utilisés pour pallier aux problèmes de compatibilité entre le ciment et la boue. Ils sont donc injectés entre ces deux fluides durant l'opération de cimentation. Ces deux types de fluides se présentent sous la forme d'une suspension de particules solides, plus ou moins denses, dans de l'huile ou de l'eau. Leur formulation dépend du forage auquel ils sont destinés et doit être faite de manière à ce qu'ils ne présentent pas à leur tour des problèmes de compatibilité avec les autres fluides mis en jeu et qu'ils ne changent pas les caractéristiques de la formation rocheuse, notamment sa mouillabilité.
Les washers sont majoritairement composés d'eau ou d'huile et de surfactants et ont, comme leur nom l'indique, comme principale fonction de *laver* les parois du puits des dépôts de boue (mudcake) en liquéfiant celle-ci. Leurs propriétés sont similaires à l'eau ou à l'huile qu'ils contiennent et ont donc de faibles densité et viscosité. Ils sont généralement déplacés en mode turbulent pour bien nettoyer les parois.
Quant aux spacers, auquel un paragraphe du deuxième chapitre (2.1.2) est complètement dédié, ils sont composés d'eau, de poudre de roche et d'agents dispersants et viscosifiants (polymères). L'objectif principal de leur utilisation est la séparation entre le ciment et la boue pour éviter tout souci d'incompatibilité. Leurs densité et viscosité peuvent être assez élevées et sont intermédiaires entre celles du ciment et de la boue.

Comportement rhéologique

Les fluides utilisés, à savoir, le coulis de ciment, la boue, les washers et les spacers ont tous en commun le fait de se présenter sous forme de suspensions. Á partir d'une certaine fraction volumique solide, les particules de la suspension forment un réseau et des phénomènes d'encombrement font apparaître un seuil d'écoulement. Ces fluides font donc partie d'une catégorie de fluides qu'on appelle fluides à seuil, dont le comportement sera décrit en détail dans la section 2.2.3.

En bref, les fluides à seuil sont des fluides qui ne s'écoulent qu'au-delà d'une contrainte critique appliquée, τ_c, appelée contrainte seuil du matériau.

Les boues ont ainsi un seuil d'écoulement compris entre 10 et 20 Pa. Le seuil du coulis de ciment varie généralement autour de 5 Pa. Les boues ont des seuils relativement importants pour permettre de maintenir les débris de roches en suspension et éviter qu'ils forment des lits de solides au fond du forage ou dans les parties fortement inclinées de celui-ci.

Les seuils d'écoulement des washers et des spacers varient entre ceux du ciment et de la boue.

Il est à noter que la rhéologie des fluides utilisés pendant la cimentation est aussi compliquée par la variation de la température et de la pression dans le puits. Pour le moment, il n'existe toujours pas de modèle pertinent qui tienne compte de la variation de ces deux paramètres dans la description de l'écoulement de ces fluides.

1.1.4 Solutions actuellement considérées : multiples mais pas suffisantes

Plusieurs travaux de recherche expérimentaux et numériques ont porté sur l'optimisation de l'opération de cimentation d'un puits [26, 7, 76, 46, 15]. Si les modèles se sont de plus en plus développés, l'écoulement dans le puits a toujours été décrit à partir de grandeurs qui sont souvent unidimensionnelles, limitant ainsi la description de tous les mécanismes qui le déterminent. Toutefois, plusieurs recommandations ont quand même été établies au fur et à mesure à partir d'une combinaison de données empiriques et de modèles simplifiés de l'écoulement.

Parmi ces recommandations, il est préconisé d'essayer d'avoir les parois les plus lisses possibles pendant le forage pour éviter de créer des zones anguleuses qui pourraient gêner la circulation de la boue. Dans le même esprit, des additifs sont rajoutés à celle-ci pendant sa formulation pour pouvoir la fluidifier à souhait et faciliter son déplacement. La boue est en effet mise en circulation dès le placement du casing pour décoller tous les mudcakes qui se seraient formés durant la période de repos pendant la pose du casing.

Ensuite, l'usage des spacers et des washers est une deuxième importante recommandation. Ils permettent d'éviter le contact direct entre la boue et le ciment pour optimiser la prise de celui-ci. Par ailleurs, ils participent, vu leur composition chimique, à la fluidification des mudcakes préalablement formés en y diffusant des éléments dispersants par des effets de tension de surface.

Vient alors l'étape de pompage du ciment. Celui-ci doit idéalement être plus visqueux et plus dense que le fluide de forage.

Le mode d'écoulement et le débit de pompage sont aussi des paramètres ajustables pour optimiser la cimentation. Un écoulement turbulent permettrait d'éroder les dépôts de boue indésirables sur les parois. Quand le casing est bien centré et vertical, des travaux numériques montrent que la turbulence suffit généralement pour stabiliser les interfaces entre les différents fluides. Toutefois, elle ne suffit pas quand le casing est excentré par rapport au puits [4].

Néanmoins, il n'est pas toujours évident d'atteindre les grandes vitesses qui sont nécessaires pour atteindre le régime turbulent. Parfois, en fonction de la rhéologie des fluides à déplacer, le matériel de forage ne permet pas d'atteindre les débits de pompage correspondants. Dans d'autres cas, c'est plutôt la formation rocheuse qui n'est pas en mesure de résister au gradient de pression résultant et le risque de fissures est très grand. Ceci fait qu'en pratique, les washers et les spacers sont généralement déplacés en régime turbulent tandis que les ciments et les boues, tous deux beaucoup plus visqueux, sont déplacés en régime laminaire.

Un autre moyen d'améliorer la qualité de la cimentation est d'optimiser l'usage du matériel. Le casing peut par exemple être mis en rotation à de grandes vitesses dans le but d'augmenter les contraintes de cisaillement au niveau des parois latérales [12]. Si ces contraintes sont plus importantes que la contrainte seuil de la boue, cette dernière devient plus facile à mettre en circulation pour être entièrement conduite en surface.

Dans les situations où le casing est excentré par rapport au puits, ce qui favorise la

création de mudcakes et de lits de solides, des pièces de matériel mécanique spécial sont utilisées : les centreurs. Ils sont placés dans l'annulaire, autour du casing, sur toute la longueur du puits, pour essayer de centrer le tube autant que possible.

En conclusion, les recommandations faites pour optimiser la cimentation des puits pétroliers sont variées mais pas toujours évidentes à mettre en place.

1.1.5 Vers la problématique scientifique

Si les préconisations décrites dans la partie précédente permettent une certaine optimisation des opérations de cimentation, elles restent assez qualitatives et ne permettent pas pour autant de s'affranchir de toutes les instabilités susceptibles d'avoir lieu dans le cas particulier de fluides à rhéologie complexe. Cette problématique industrielle nous amène à formuler notre problème scientifique fondamental de base en deux points :

- situation "instable" : comprendre, via une approche essentiellement expérimentale, les phénomènes et les mécanismes liés à l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas particulier des fluides à seuil.

- situation "stable" : caractériser le dépôt laissé par un fluide à seuil le long des parois d'une conduite cylindrique comme c'est le cas quand la boue déplacée dépose des films sur les parois du puits pétrolier.

En conclusion de cette partie, nous avons donc exposé les motivations industrielles de base derrière notre étude que nous avons traduit en problématique scientifique qui sera traitée en détail dans la section suivante.

1.2 Problématique scientifique

Dans cette section, nous nous attarderons sur l'état de l'art au sujet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, à la fois d'un point de vue théorique et expérimental. Les connaissances autour du dépôt d'un fluide à seuil en écoulement auxquelles nous nous référerons dans notre analyse seront, quant à elles, présentées dans le dernier chapitre de ce manuscrit, spécialement dédié à cet axe.

1.2.1 Écoulements "instables" : instabilité de Rayleigh–Taylor

Définition et manifestations

L'instabilité de Rayleigh-Taylor (IRT) est une instabilité hydrodynamique de "digitation" (*fingering instability*) qui se produit à l'interface entre deux fluides de densités différentes quand le fluide lourd repose sur le fluide léger dans le champ gravitationnel (Fig. 1.4) ou si l'interface est accélérée dans le sens du fluide lourd.

L'interface évolue alors en digitation du fluide léger montant et de fluide lourd descendant sous forme de "bulles" et de "pointes" jusqu'au renversement de la stratification

FIGURE 1.4 – Illustration de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : l'eau colorée est plus dense et des champignons de cette phase s'enfoncent dans les zones moins denses (Droits : James Riordon, AIP)

instable de départ. L'instabilité a d'abord été étudiée par Lord Rayleigh en 1883 [93] dans le cas d'une interface séparant deux fluides de densités différentes dans le champ gravitationnel terrestre. Taylor [95] reprit les travaux de Rayleigh en 1950 et généralisa l'approche pour le cas d'une accélération quelconque. Outre les opérations de cimentation de puits de pétrole présentées en détail dans la première partie de ce chapitre [12], cette instabilité est observée dans de nombreuses situations naturelles et industrielles. On la retrouve par exemple dans les phénomènes liés à la formation de nuages où elle contrôle la forme de l'interface inférieure entre les nuages de l'air [93], dans des phénomènes d'astrophysique où elle est permet, entre autres, de comprendre l'évolution des restes de supernovae [40, 36, 47, 91] mais surtout en géologie où des couches de densités différentes, de fluides et de solides, sont souvent superposées dans une stratification gravitationnellement instable qui donne lieu à une instabilité de Rayleigh-Taylor. Ceci concerne typiquement la formation d'îles volcaniques [61], de dômes de sel (Fig. 1.5) [101] et de manière plus générale les phénomènes de diapirisme (Fig. 1.6) au niveau du manteau et de la croûte terrestre où des fluides peu denses sont souvent amenés à traverser des couches solides supérieures plus denses [37]. D'autres manifestations de cette instabilité comprennent les expériences d'implosion de coquilles par le laser dans le cadre de la fusion par confinement inertiel [71, 38, 13, 55, 64].

Si l'instabilité de Rayleigh-Taylor est si présente, il n'est pour autant pas simple de

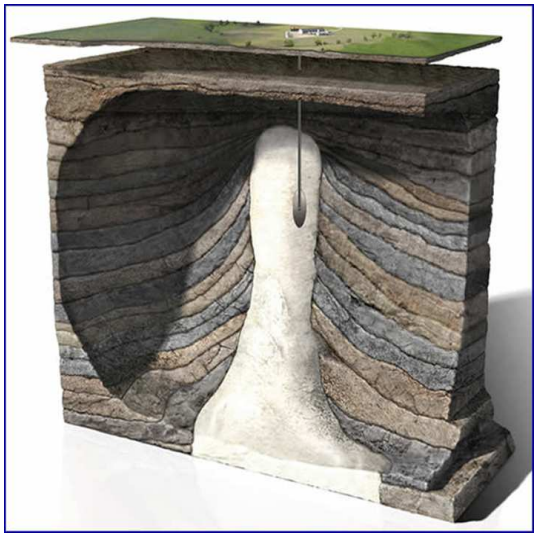

FIGURE 1.5 – Formation d'un dôme de sel plus dense que les couches supérieures, sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Extrait de [75]

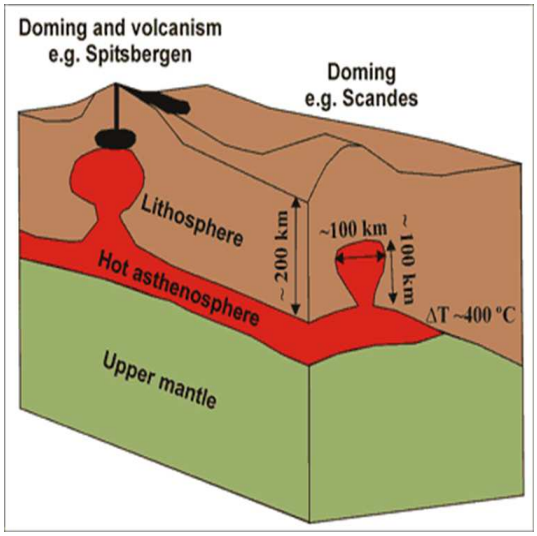

FIGURE 1.6 – Illustration du diapirisme : Remontée souterraine de roches plus légères à travers des roches plus denses [75]

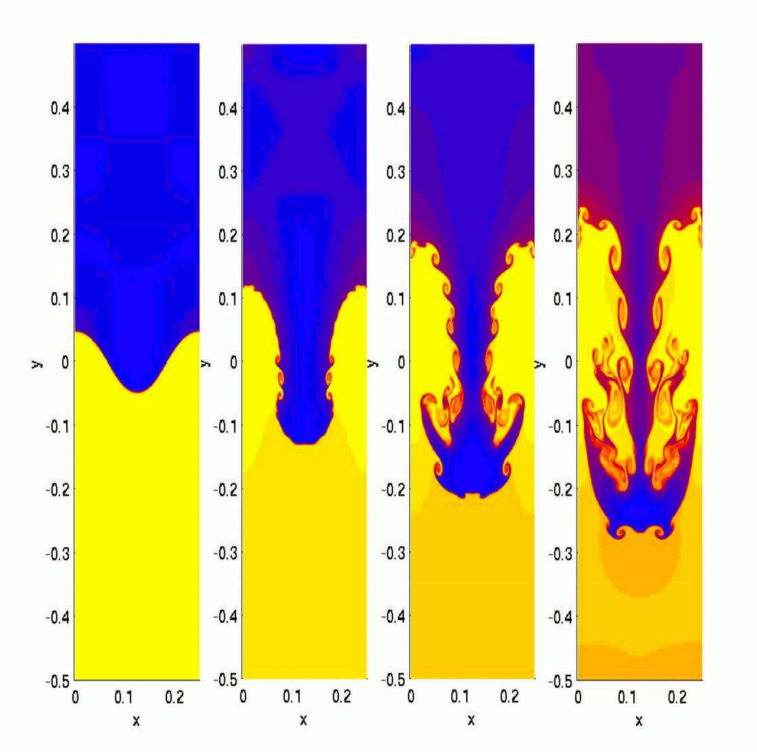

FIGURE 1.7 – Simulation numérique du développement d'un "doigt" isolé de Rayleigh-Taylor [52]. En bleu, le fluide lourd, en orange, le fluide léger.

l'observer et / ou de l'enregistrer. Á part dans le cas où des fluides très visqueux ou des solides sont mis en jeu, cette instabilité a une cinétique très rapide et des mélanges en régime turbulent ont assez vite lieu, compliquant ainsi la description de sa phénoménologie exacte. Toutefois, dans la littérature, les différentes descriptions qui existent se rejoignent sur quelques étapes clés que l'on précisera dans le paragraphe suivant.

Phénoménologie générale

L'évolution d'une interface déstabilisée sous l'effet d'une instabilité de type Rayleigh-Taylor se caractérise par une phénoménologie (Fig. 1.7) assez complexe due à la multiplicité des formes géométriques observées tout au long de l'évolution (bulles, pointes..). De plus, l'instabilité de Rayleigh-Taylor est souvent accompagnée par d'autres instabilités, notamment celle de Kelvin-Helmoltz qui apparaît lorsque deux fluides contigus s'écoulent parallèlement à des vitesses différentes. Les forts gradients de vitesse de part et d'autre de l'interface sont à l'origine de la déstabilisation de l'interface. Ceci complique davantage le développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor mais, si on prend le cas des matériaux les plus simples (fluides newtoniens), les quatre points suivants reprennent les étapes clés sur lesquelles plusieurs études se rejoignent, dont [51, 100, 90, 11] :

- phase linéaire : quand les perturbations initiales auxquelles est soumise l'interface et

dont on voudrait étudier l'évolution dans le temps sont infinitésimales, le démarrage de l'instabilité est décrit dans le cadre de l'analyse de stabilité linéaire (ASL) où les équations dynamiques régissant les différents fluides sont linéarisées [87]. Selon cette analyse, les petites perturbations de longueur d'onde λ se développent de façon exponentielle dans le temps jusqu'à ce que l'amplitude de la perturbation devienne de l'ordre de la demi-longueur d'onde à peu près [85]. A ce stade, de premières divergences de l'évolution linéaire peuvent être enregistrées.

- l'amplitude des perturbations croît ensuite de manière non-linéaire jusqu'à atteindre l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, le développement de l'instabilité devient sensible aux effets tridimensionnels ainsi qu'au rapport des densités $r = \rho_h/\rho_l$ ou au nombre d'Atwood A , défini comme : $A = (\rho_h - \rho_l)/(\rho_h + \rho_l)$ où ρ_h désigne la densité du fluide lourd et ρ_l celle du fluide léger. Aux petits nombres d'Atwood (devant 1), correspondant aux petites différences de densité, l'interface se déforme sous forme de bulles désormais tridimensionnelles qui s'inter-pénètrent. Aux grands nombres d'Atwood, le fluide léger remonte sous forme de bulles circulaires quand le fluide lourd chute sous forme de pointes ou plus exactement de rideaux séparant les différentes bulles.

- à ce stade, l'amplitude des perturbations atteint quelques longueurs d'ondes et les différentes perturbations correspondant à différentes fréquences interagissent de manière non-linéaire. L'instabilité d'Helmoltz entre en jeu et des structures commencent à se développer autour des "pointes" donnant lieu à la formation de champignons qui seraient plus visibles aux petites différences de densité. Emmons et collaborateurs parlent de compétition entre les bulles en décrivant un processus dans lequel les grosses bulles absorbent les plus petites et gagnent ainsi en volume et en vitesse [34]. Au cours de cette dernière étape, le mélange est chaotique et mène au retour à la configuration gravitationnellement stable du fluide léger sur le fluide lourd.

Paramètres importants dans un cas simple :

Plusieurs paramètres rentrent donc en jeu dans le développement d'une instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans le cas de fluides newtoniens, en plus du rapport de densité r (ou du nombre d'Atwood A) qui est un facteur clé auquel le taux de croissance des perturbations est directement lié [19, 69, 82, 99, 88, 50], la tension de surface tend à stabiliser les longueurs d'ondes inférieures à une certaine longueur critique (que l'on précisera plus tard) souvent calculée à travers une analyse de stabilité linéaire. La viscosité est aussi un paramètre important qui réduit le taux de croissance de l'instabilité [19, 67, 66] ainsi que la compressibilité des fluides qui a ce même effet et réduit la part du volume actif du fluide concerné par l'instabilité [69, 82]. D'autres effets physiques peuvent intervenir comme la forme de l'interface entre les fluides. Quand celle-ci est sphérique par exemple [43, 8, 9, 83, 84, 10], elle lutte contre l'instabilité.

Dans notre situation, les fluides sont non-newtoniens et d'autres paramètres liés au comportement rhéologiques interviennent dans le traitement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

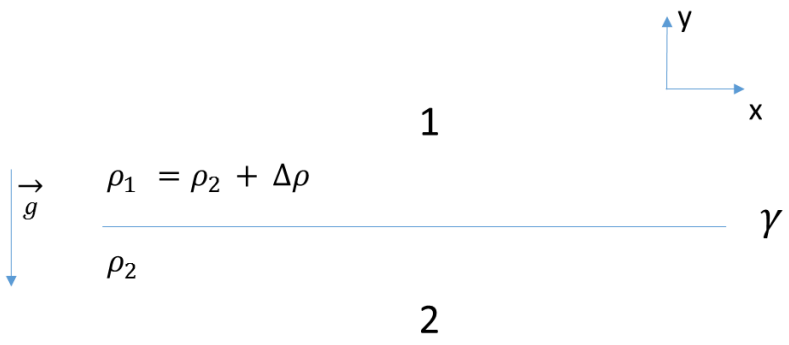

FIGURE 1.8 – Interface initiale entre deux fluides newtoniens superposés

Modélisation théorique :

Fluides newtoniens :

L'instabilité de Rayleigh-Taylor, qui peut être initiée dans un fluide newtonien au repos quand la tension de surface ne suffit pas à contrer la différence de densité, est étudiée par ce que l'on appelle l'analyse de stabilité linéaire (ASL). Cette analyse permet de prévoir l'évolution temporelle d'un écoulement donné, en fonction des paramètres qui le caractérisent, lorsque les conditions aux limites sont légèrement perturbées. Elle permet ainsi de mettre en évidence les différents facteurs influant sur la stabilité de l'écoulement en plus de prévoir les longueurs d'onde les plus instables ainsi que leurs taux de croissance.

Les bases techniques de l'analyse de stabilité linéaire comprennent : l'établissement des équations des petites perturbations d'un état de base, leur linéarisation, la détermination des modes propres et de la relation de dispersion. Dans le cas d'un fluide newtonien incompressible [20, 19], la première étape consiste à définir l'état de référence ou de base. Nous considérons ainsi une interface plane $\chi(x, y, t)$, de tension interfaciale γ, qui sépare initialement deux milieux 1 et 2 de densités différentes ρ_j où $j \in \{1, 2\}$, dans le plan(x, y) (Fig. 1.8).

En supposant que la pression varie de façon hydrostatique, nous obtenons l'état de base suivant décrivant respectivement le champ de vitesse $\overline{\mathbf{U}}_j$, l'état de l'interface $\overline{\chi}$ et la distribution de pression $\overline{P}_j$:

$$\begin{aligned} &\overline{\mathbf{U}}_j = 0 \\ &\overline{\chi} = 0 \\ &\overline{P}_j - P_0 = -\rho_j g y \end{aligned} \tag{1.1}$$

où P_0 est une pression de référence à l'interface. Cet état de base satisfait les équations de conservation (de Navier Stokes dans le cas d'un fluide newtonien ou les équations de mouvement dans le cas d'un solide) et les conditions aux limites du problème.

On vient ensuite perturber, de manière infinitésimale, cet état de base. La vitesse, l'interface et la pression deviennent alors :

$$\begin{array}{l} \mathbf{U}_j = \overline{\mathbf{U}}_j + \mathbf{u}_j = \mathbf{u}_j \\ \chi = \overline{\chi} + \chi \\ P_j = \overline{P}_j + p_j \end{array} \tag{1.2}$$

où $\mathbf{u}_j \ll \overline{\mathbf{U}}_j$, $\chi \ll \overline{\chi}$ et $p_j \ll \overline{P}_j$ sont respectivement la perturbation du champ de vitesse, de l'état de l'interface et de la pression. Pour simplifier la résolution du problème, la perturbation de vitesse est considérée irrotationnelle et peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{u}_j = \mathbf{grad}\phi_j \tag{1.3}$$

On peut dès lors travailler avec une variable scalaire ϕ_j, appelée potentiel de vitesse. En utilisant cette relation, et en exploitant, dans le cas d'un fluide incompressible, l'équation d'incompressibilité, nous obtenons :

$$\partial_{xx}\phi_j + \partial_{yy}\phi_j = 0 \tag{1.4}$$

L'équation de la conservation de quantité de mouvement exprimée par l'équation de Bernoulli donne :

$$\rho_j \partial_t \phi_j + \frac{1}{2}\rho_j(\mathbf{grad}\phi_j)^2 + (\overline{P}_j + p_j) + \rho_j g y = P_0 \tag{1.5}$$

La constante P_0 est imposée par le fait que l'équation doit être satisfaite par l'écoulement non pertubé (1.1). Nous pouvons ensuite soustraire cet écoulement non perturbé et nous obtenons :

$$\rho_j \partial_t \phi_j + \frac{1}{2}\rho_j(\mathbf{grad}\phi_j)^2 + p_j = 0 \tag{1.6}$$

Vient ensuite l'étape d'exploitation des conditions aux limites. Loin de l'interface, les conditions de décroissance de la perturbation à l'infini s'écrivent :

$$\begin{array}{l} \phi_1 \to 0 \quad \text{pour} \quad y \to +\infty \\ \phi_2 \to 0 \quad \text{pour} \quad y \to -\infty \end{array} \tag{1.7}$$

Á l'interface, les conditions sont de deux types : une condition dite "cinématique" qui exprime l'imperméabilité de l'interface, et une condition dynamique qui exprime le raccordement de la contrainte à son niveau. La condition cinématique est que, dans chaque fluide, la vitesse normale $\overline{\mathbf{U}}_j.\mathbf{n}$ à l'interface doit être égale à la vitesse normale $\mathbf{w}.\mathbf{n}$ de l'interface, $\mathbf{n}$ étant le vecteur unitaire orthogonal à l'interface :

$$\overline{\mathbf{U}}_j.\mathbf{n} = \mathbf{w}.\mathbf{n} \quad \text{sur} \quad y = \chi(x,t)$$

soit, après développement de l'expression de $\mathbf{n}$ et $\mathbf{w}.\mathbf{n}$

$$\partial_x\phi_j(-\partial_x\chi) + \partial_y\phi_j = \partial_t\chi \quad \text{en} \quad y = \chi. \tag{1.8}$$

Ensuite, la condition dynamique est donnée par la loi de Laplace-Young

$$P_2 - P_1 = \gamma/R \quad \text{en} \quad y = \chi \tag{1.9}$$

R étant le rayon de courbure de l'interface.

Les équations de conservation et les conditions aux limites donnent donc un système d'équations qui est non linéaire, et donc difficile à résoudre de manière analytique.

En linéarisant les équations de perturbations 1.4, 1.6 et les conditions aux limites 1.7, 1.8 et 1.9, on obtient un système à coefficients constants, indépendant de x et t. On en déduit que la dépendance en x et t est exponentielle, et que les perturbations peuvent être cherchées sous la forme de modes normaux :

$$(\phi_j, p_j, \chi) = \frac{1}{2}(\hat{\phi_j}(y), \hat{p_j}(y), \hat{\chi})\, e^{i(kx-wt)} + c.c.; \text{k réel} \tag{1.10}$$

Le système des équations linéarisées des perturbations devient :

$$\begin{aligned}
&(\partial_{yy} - k^2)\,\hat{\phi_j} = 0 \\
&-i\omega\rho_j\,\hat{\phi_j} + \hat{p_j} = 0 \\
&\hat{\phi_1} = 0 \quad \text{pour} \quad y \to +\infty \\
&\hat{\phi_2} = 0 \quad \text{pour} \quad y \to -\infty \\
&\partial_y\,\phi_j = -i\omega\,\hat{\chi} \quad \text{à l'interface} \\
&(\hat{p_2} - \rho_2 g\,\hat{\chi}) - (\hat{p_1} - \rho_1 g\,\hat{\chi}) = -k^2\gamma\,\hat{\chi}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

La résolution de ce système, pour k strictement positif, donne :

$$\begin{aligned}
&\hat{\phi_j} = A_j e^{-ky} + B_j e^{ky} \\
&A_2 = B_1 = 0 \\
&i\omega\,\hat{\chi} + kB_2 = 0 \\
&i\omega\,\hat{\chi} - kA_1 = 0 \\
&-i\rho_1\omega B_2 + i\rho_2\omega A_1 + (\rho_1 - \rho_2)g\,\hat{\chi} = -k^2\gamma\,\hat{\chi}
\end{aligned} \tag{1.12}$$

Nous remarquons que la fonction propre ϕ_j, $j \in 1, 2$ décroit exponentiellement de part et d'autre de l'interface, ce qui suggère qu'une perturbation de nombre d'onde k se propage sur une profondeur d'ordre $k^{-1} = \lambda/2\pi$.

Ce système algébrique homogène n'admet de solution (B_2, A_1, $\hat{\chi}$) non nulle que si son déterminant est nul, soit :

$$(\rho_1 + \rho_2)\omega^2 - [(\rho_2 - \rho_1)gk + k^3\gamma] = 0 \tag{1.13}$$

Cette équation constitue la relation de dispersion des petites perturbations pour k positif et contient toute l'information sur la stabilité linéaire de deux couches fluides superposées. Le terme $\omega = \omega_r + i\omega_i$ est un nombre complexe appelé taux de croissance et

homogène à l'inverse d'un temps. Le signe de ω_r reflète l'évolution du système :

- $\omega_r < 0$: la perturbation s'atténue avec le temps. On dit que l'état de base est linéairement stable par rapport au mode (k). Le milieu est alors stable par rapport aux petites perturbations. Pour des perturbations plus importantes, l'étude de la stabilité doit être approfondie par une analyse non-linéaire ;
- $\omega_r = 0$: l'amplitude de la perturbation n'évolue pas et ce mode (k) de stabilité est marginal ou neutre. L'allure de l'instabilité est alors caractérisée par ω_i :
  - $\omega_i = 0$: le mode (k) et les perturbations sont dites « stationnaires »
  - $\omega_i \neq 0$: le mode (k) est oscillant et se propage comme une onde progressive de vitesse de phase $v_{\omega_i} = \omega_i/k$
- $\omega_r > 0$: la perturbation croît exponentiellement avec le temps. On dit que l'état de base est linéairement instable par rapport au mode (k). Dans cette configuration, le devenir des perturbations infinitésimales est prédit en examinant les termes non linéaires. En effet, cette étude est primordiale car les termes non linéaires croissent beaucoup plus rapidement que les termes linéaires jusqu'à devenir dominants.

Á travers l'équation de dispersion 1.13, l'analyse de stabilité linéaire définit une différence de densité critique $\Delta\rho_{cr}$ et une longueur critique L_{cr} telles que l'instabilité a lieu si :

$$\Delta\rho > \Delta\rho_{cr} = \frac{4\pi^2\gamma}{gL^2} \quad \text{ou} \quad L > L_{cr} = 2\pi\sqrt{\frac{\gamma}{g\Delta\rho}} \tag{1.14}$$

Ainsi, lorsque le fluide lourd est au-dessus, le nombre d'onde k tel que $kL_{cr} = 1$ est un nombre d'onde de coupure au-dessus duquel les perturbations sont neutres et au-dessous duquel elles s'amplifient.

Quand l'interface est instable, le mode le plus instable, ou en d'autres termes celui dont le taux de croissance est le plus grand, est défini tel que $kL_{cr} = 0.6$ [20]. Ce mode devrait correspondre à la longueur d'onde observée dans les expériences, au moins aux premiers instants, tant que son amplitude reste suffisamment petite pour que les effets non linéaires ne se manifestent pas.

Le critère d'instabilité peut être calculé en utilisant d'autres approches, parfois plus simples. Dans la référence [81] par exemple, Piriz utilise une approches qui présente l'avantage de pouvoir être facilement adaptée à plusieurs types de milieux, fluides et solides compris. Nous reprenons ici quelques points de son raisonnement. La formation d'une bosse à la suite d'une perturbation est accompagnée de la création d'un gradient de pression $\Delta p = (\rho_2 - \rho_1)g\chi$ entre les points immédiatement au-dessus et en-dessous de l'interface qui tend à la déstabiliser davantage. Selon la deuxième loi de Newton, l'équation de mouvement au niveau de l'interface s'écrit :

$$m\ddot{\chi} = \Delta pA \tag{1.15}$$

où A est l'aire de l'interface séparant les deux fluides et m la masse des deux fluides entrainés par l'instabilité. En supposant que dans le cadre du traitement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, nous traitons les modes qui décroissent à partir de l'interface comme $\exp(-ky)$ (où $k = 2\pi/L$ est le nombre d'onde et L la longueur d'onde), nous pouvons supposer que dans le régime linéaire que seules les parties des fluides situées à une distance de l'ordre de k^{-1} de l'interface participent au mouvement. Ceci nous permet d'écrire : $m = m_1 + m_2 = \rho_1 A/k + \rho_2 A/k$, où m_1 et m_2 sont respectivement les masses des fluides 1 et 2 qui sont en mouvement suite à l'instabilité.

En remplaçant m par son expression, l'équation 1.15 devient :

$$\ddot{\chi} = (\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} kg - \frac{\gamma k^3}{\rho_1 + \rho_2})\chi \tag{1.16}$$

L'interface est instable si le terme $(\frac{\rho_1-\rho_2}{\rho_1+\rho_2} kg - \frac{\gamma k^3}{\rho_1+\rho_2})$ est strictement positif, ce qui se traduit par :

$$\Delta\rho > \Delta\rho_{cr} = \frac{4\pi^2\gamma}{gL^2} \tag{1.17}$$

où nous avons remplacé k par $2\pi/L$. Nous retrouvons ainsi le même critère d'instabilité que celui obtenu par analyse de stabilité linéaire.

Ici, l'instabilité est seulement régie par la différence de densité des deux fluides. Si d'autres forces F_i interviennent, comme celles qui seraient dues à la viscosité, à l'élasticité ou à la plasticité dans le cas de matériaux autres que les fluides newtoniens, il suffit de les ajouter dans le deuxième terme de l'équation (1.15), qui s'écrit, dès lors :

$$\partial_t(m\dot{\chi}) = (\rho_2 - \rho_1)g\chi A + \sum F_i \tag{1.18}$$

Solides :

Les deux approches qui sont le plus souvent utilisées durant le traitement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour les solides sont l'approche élastique qui considère le matériau comme un milieu élastique linéaire pur, et l'approche plastique qui considère l'existence d'une déformation critique au-delà de laquelle le matériau s'écoule. Regardons comment sont traitées ces deux approches.

Approche élastique :

Pour traiter l'instabilité à l'interface séparant deux solides purement élastiques de modules élastiques G_1 et G_2, il est possible d'ajouter dans l'équation (1.18), la force tenant compte des effets élastiques. En écrivant la loi de comportement des matériaux et en considérant des perturbations bidimensionnelles et l'incompressibilité des milieux, cette force s'écrit [81] :

$$F_e = -2(G_1 + G_2)k^2(\chi - \chi_0)\frac{A}{k} \tag{1.19}$$

Ce qui donne :

$$\ddot{\chi} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}kg\chi - \frac{G_1 + G_2}{\rho_2}(\frac{2}{\rho_1}\rho_1 + \rho_2)k^2(\chi - \chi_0) \tag{1.20}$$

Le nombre d'onde de coupure s'écrit donc :

$$k_c = \frac{(\rho_1 - \rho_2)g}{2(G_1 + G_2)} \tag{1.21}$$

et l'interface est instable si :

$$\Delta\rho g > 4\pi\frac{G_1 + G_2}{L} \tag{1.22}$$

En considérant le cas où l'un des deux matériaux à un module élastique G et l'autre est un fluide newtonien (G =0), l'instabilité a lieu si :

$$\Delta\rho g > 4\pi\frac{G}{L} \tag{1.23}$$

D'autres calculs que nous avons effectués permettent de retrouver ce même critère dans le cas d'une interface séparant un solide élastique de module élastique G et un fluide newtonien. Nous avons considéré que dans le cas d'un solide élastique, la déformation de l'interface induit des déformations internes et donc des contraintes non isotropes qui peuvent subsister au repos. On peut effectuer un calcul exact dans le cas d'un milieu élastique, de module de cisaillement G, infini dans toutes les directions et subissant une déformation de l'interface sinusoïdale de nombre d'onde $k = 2\pi/L$, $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin(kx)$ où ε est le déplacement vertical de l'interface et x est la direction horizontale (y est la direction verticale orientée du haut vers la bas). La solution en termes de champ de déplacement dans le cas de déformations de faible amplitude est la suivante :

$$u_x = \frac{P}{2G}\exp(ky)\cos(kx)y$$

$$u_y = \frac{P}{2G}\exp(ky)\sin(kx)(y - 1/k)$$

Le champ de contraintes associé est alors :

$$\sigma_{xx} = -P\exp(ky)\sin(kx)(1 + ky)$$

$$\sigma_{yy} = -P\exp(ky)\sin(kx)(1 - ky)$$

$$\sigma_{zz} = -P\exp(ky)\sin(kx)$$
$$\sigma_{xy} = P\exp(ky)\cos(kx)y$$

la décroissance exponentielle suivant l'axe "y" est intéressante à noter. Elle signifie qu'en principe une déformation n'a pas d'impact significatif au sein du matériau au-delà d'une distance à peu près égale à son amplitude dans la direction horizontale.

En $y = 0$, autrement dit le long de la surface libre initiale, le déplacement vaut d'après ces équations : $u_y = P/2Gk\sin(kx)$, d'où l'on déduit $\varepsilon_0 = P/2Gk$. En outre la contrainte normale (verticale) subie par le matériau le long de l'interface (en première approximation le long de $y = 0$) s'écrit : $\sigma_{yy} = -P\sin kx$. On en déduit $\sigma_{yy} = -2Gk\varepsilon_0 = -P$. Par ailleurs le rayon de courbure de la sinusoïde au point de déformation maximum est $R = 1/\varepsilon_0 k^2$, la contrainte associée à la tension interfaciale est donc $-\sigma\varepsilon_0 k^2$.

La contrainte gravitaire additionnelle associée à cette déformation s'écrit $\Delta\rho g\varepsilon_0$ (en supposant qu'on peut prendre en compte la gravité en ajoutant simplement un champ de pression hydrostatique à la solution ci-dessus). La somme des contraintes au point de déformation maximum (creux) s'écrit :

$$\sigma\varepsilon_0 k^2 + 2Gk\varepsilon_0 - \Delta\rho g\varepsilon_0 \tag{1.24}$$

Si cette contrainte est négative la déformation aura tendance à augmenter, le module élastique apparent diminue et donc la contrainte ci-dessus est d'autant plus grande ce qui augmente encore la contrainte et ainsi de suite jusqu'à déstabilisation complète. Le critère d'instabilité est donc :

$$\Delta\rho g > \sigma k^2 + 2Gk \tag{1.25}$$

La valeur minimale de k étant $2\pi/L$ où L est la longueur du récipient, si les effets de tension de surface sont négligeables, le critère final est :

$$\Delta\rho g > 4\pi G/L \tag{1.26}$$

Il est le même que celui obtenu avec l'approche précédente.

En fait, en considérant diverses conditions aux limites, les différents traitements théoriques faits dans le cas d'un solide élastique montrent que l'interface entre un tel solide et une fluide newtonien est instable si :

$$\Delta\rho g > 4\alpha\pi\frac{G}{L} \tag{1.27}$$

avec $\alpha = 1$ [96, 81], 1.6 [68] ou 2 [80] en fonction des conditions aux limites considérées.

Approche plastique :

Dans une tentative de prendre plus d'aspects du comportement solide en compte dans la description de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, la théorie plastique considère l'éventualité d'un écoulement au delà d'une certaine déformation critique. En considérant cet aspect du comportement de manière indépendante de toute élasticité, il est montré que, dans un tel cas de figure, l'instabilité résulte d'une déformation initiale dont l'amplitude ϵ_0 est suffisamment grande et l'interface est instable si :

$$g\Delta\rho > \beta\frac{\tau_c}{\epsilon_0} \tag{1.28}$$

où τ_c représente le seuil d'écoulement en cisaillement simple, et le facteur β compris entre 0.5 et 2 est une fonction de l'aspect de la géométrie considérée [81, 68, 89, 70, 33, 79]. Le critère plastique dépend donc de la déformation initiale que subit le matériau et reste indéterminé tant que la valeur de l'amplitude de cette déformation ϵ_0 n'est pas connue.

En conclusion de cette partie consacrée à la modélisation théorique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, nous avons vu que si cette instabilité est bien décrite dans le cas des fluides newtoniens ou des solides, il n'existe pas de description claire dans le cas des matériaux ayant un comportement "intermédiaire", comme les fluides à seuil auxquels nous nous intéressons dans le cadre de ce travail.

Approches expérimentales

Les techniques expérimentales utilisées pour l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor sont diverses et variées. Si la plupart des travaux s'intéressent à des fluides newtoniens, il en existe quelques uns qui se consacrent à des matériaux dont la rhéologie est un peu plus complexe.

Fluides newtoniens

De manière générale, il existe deux catégories d'expériences dans la littérature sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Elles sont soit stationnaires : le fluide le plus dense est posé, au repos, au-dessus du fluide le moins dense moyennant des techniques différentes, ou dynamiques : la cuve contenant les deux fluides est soumise à d'importantes accélérations.

Parmi les techniques d'expérimentation stationnaires, la plus simple consiste à placer un fluide léger au-dessus d'un fluide lourd et de procéder au renversement de la cuve qui les contient. L'une de ces expériences les plus connues est celle d'Andrews où il s'est intéressé aux phénomènes de mélanges turbulents résultant de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de deux fluides newtoniens et dont la description exacte est contenue dans [3, 2].

Andrews a utilisé une cuve de faible épaisseur (Fig. 1.9) devant ses autres dimensions, pouvant pivoter autour d'un axe à sa mi-hauteur grâce à deux pivots fixés sur un socle solide. Son système permet de générer diverses perturbations initiales en variant l'inclinaison de sa cuve avant de l'inverser. Si cette expérience permet une bonne visualisation une fois la cuve inversée, elle présente certains inconvénients. Par exemple, il peut être parfois difficile

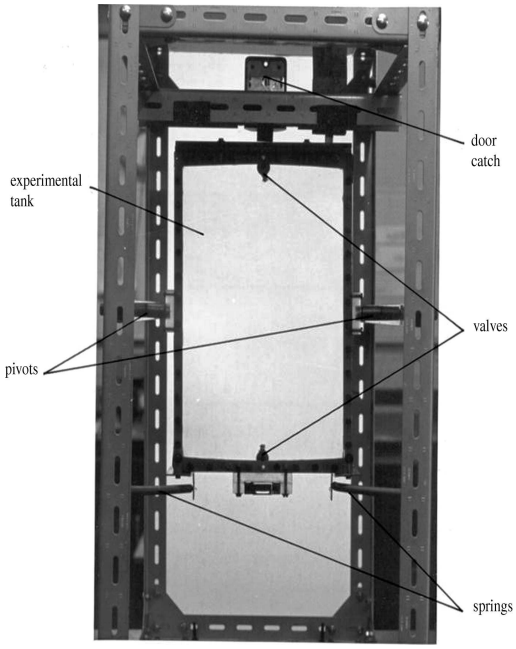

FIGURE 1.9 – Cuve auto-tournante utilisée par Andrews et Spalding [3]

d'observer le démarrage de l'instabilité quand celui-ci se produit en cours d'inversion. Ceci est particulièrement vrai aux grandes différences de densité pour lesquelles l'instabilité se produit rapidement. Une manière de résoudre ce problème est de retourner de plus en plus rapidement la cuve quand la différence de densité augmente, sauf qu'une inversion brutale peut générer des perturbations importantes à l'interface qu'il peut être difficile d'estimer ou de contrôler. Par ailleurs, l'épaisseur de la cuve étant faible par rapport à sa hauteur et à sa largeur, il est difficile d'apprécier la contribution des effets tridimensionnels au développement de l'instabilité dans ces conditions. Ce même dispositif a été utilisé par Dalziel en variant le rapport d'aspect de la cuve de façon à permettre d'étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor en trois dimensions [29] et par Voropayev qui s'est intéressé au développement de l'instabilité dans le cas d'un fluide newtonien dont la densité varie linéairement avec la hauteur [98].

Une deuxième technique stationnaire consiste à placer le fluide lourd au-dessus du fluide léger dans une cuve en utilisant une plaque de séparation qui permet de définir dans la cuve deux compartiments distincts destinés à accueillir les deux fluides. La plaque est ensuite retirée pour permettre le contact à l'interface entre les fluides superposés (Fig. 1.10). Linden [53, 54] a introduit cette méthode et a utilisé une plaque rigide en métal pour séparer les deux fluides avant d'être retirée pour observer l'évolution de l'interface, ce que d'autres ont utilisé par la suite [30]. Linden a utilisé des fluides newtoniens et a placé de la saumure, dont la densité est variable en fonction de sa concentration en chlorure de sodium, au-dessus de l'eau. Il s'est plus intéressé à l'impact du retrait de la plaque de séparation sur les champs de déplacement à l'intérieur de la cuve et aux propriétés de mélange dû à l'instabilité qu'au

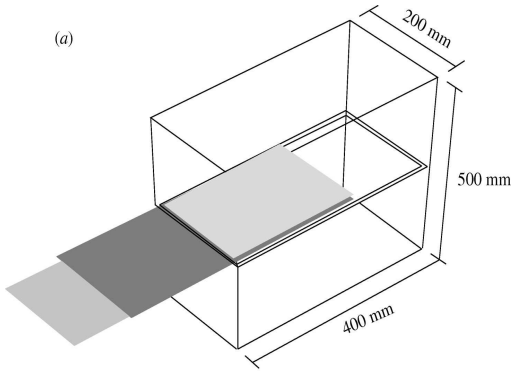

FIGURE 1.10 – Cuve avec plaque de séparation utilisée par Dalziel [28]

critère de celle-ci.

Si le retrait de la plaque peut être mieux contrôlé que l'inversion de la cuve (méthode précédente), il pose à son tour quelques problèmes. En plus du fait qu'il ne permet pas d'établir un contact instantané entre les deux fluides sur toute l'interface, le mouvement de retrait génère des perturbations d'abord bi-dimensionnelles et qui, une fois arrivées à la fente par laquelle la plaque est retirée, se propagent perpendiculairement au plan de la plaque générant ainsi des perturbations en volume dont la contribition à l'instabilité est difficile à estimer. Dans les travaux expérimentaux qui ont suivi et où une telle cuve a été utilisée, l'attention a été prêtée au contrôle et à la minimisation des effets liés au retrait de la plaque. Du nylon a été rajouté autour de celle-ci dans les expériences faites par Dalziel pour diminuer le cisaillement induit par le retrait et limiter de la sorte la part qui en est transmise aux fluides superposés [28, 27]. Dans ses travaux, Dalziel s'intéresse lui aussi à des fluides newtoniens. En superposant des solutions salées au-dessus de solutions contenant de l'isopropanol, moins denses, il propose une description qualitative, à travers la visualisation, et quantitative, grâce à la PIV (Particle Image Velocimetry), du développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor notamment à travers le suivi de l'évolution du champ de vitesse.

Si la plaque de séparation a permis d'améliorer le contrôle des conditions initiales, quelques problèmes ont subsisté. La plaque étant plus épaisse comme elle est recouverte de nylon, d'autres artefacts liés au vide laissé derrière la plaque ont été remarqués. La chute du fluide du dessus au fur et à mesure du mouvement de la plaque génère une nappe de vorticité bidimensionnelle qui est susceptible d'accélérer la propagation de fluide du haut dans le fluide du bas. Une manière d'y pallier est d'essayer de combler le vide entrainé au fur et à mesure mais ceci n'est pas facile à réaliser. Ce dispositif a été repris pour explorer le développement de l'instabilité dans des stratifications plus complexes de fluides newtoniens [45, 49] ou encore pour étudier l'effet des inclinaisons de l'interface sur le développement de l'instabilité [41].

Si les techniques précédemment décrites garantissent plus ou moins de contrôle sur la forme initiale de l'interface séparant les fluides superposés, elles ne permettent pas de la faire varier. L'une des idées qui ont été développées pour y remédier est de se servir des

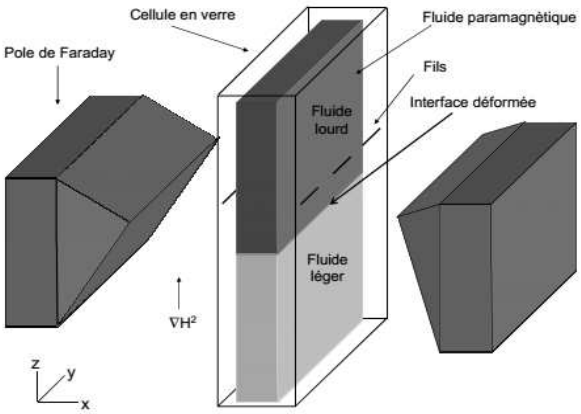

FIGURE 1.11 – Utilisation de fluides paramagnétiques dans l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [17].

champs magnétiques pour déformer le profil d'une interface séparant deux fluides en dopant l'un des deux d'un composé magnétique, typiquement du chlorure de manganèse hydraté. Cette idée a d'abord été proposée par Takeda [94] et ensuite adaptée aux expériences de Rayleigh-Taylor pour pouvoir contrôler les conditions initiales en dessinant des interfaces de formes arbitraires [17, 42]. Une stratification gravitationnellement instable (fluide lourd sur fluide léger) est d'abord stabilisée par un gradient de champ magnétique qui est produit par les pôles d'un aimant (Fig. 1.11). L'instabilité de Rayleigh-Taylor provient de l'élimination rapide du courant de l'électro-aimant qui entraîne la chute du fluide lourd dans le fluide léger en raison de la gravité ; le fluide "magnétisé" n'étant plus en lévitation sous l'effet du champ magnétique. Si cette méthode permet un certain contrôle des conditions initiales et constitue une réelle avancée dans la préparation et la mise en place des fluides pour des expériences de dynamique d'interface, elle n'est pas sans poser certaines difficultés à son tour : tous les fluides ne sont pas forcément en mesure d'être magnétisés, ce qui limite les possibilités d'études. D'ailleurs, seuls des fluides newtoniens ont été utilisés dans les études citées, notamment des solutions aqueuses et des huiles.

En ce qui concerne les expériences dynamiques, l'idée de base est de soumettre l'interface séparant deux fluides à de fortes accélérations allant jusqu'à 50 g de façon à provoquer l'instabilité de Rayleigh-Taylor (Fig. 1.12).

Les premières expériences faites dans ce sens ont été effectuées par Read [86] et ensuite par Youngs et ses collaborateurs [16, 92] en utilisant un dispositif où une cuve bidimensionnelle ou tridimensionnelle contenant des fluides newtoniens est accrochée à un moteur qui permet de l'accélérer le long d'un système à rail vertical. La cuve est filmée et des accéléromètres sont utilisés pour recueillir les données nécessaires à l'étude. Cette même idée a inspiré l'expérience de Dimonte [32], où un moteur électrique linéaire (MEL) a été utilisé pour atteindre de plus grandes accélérations (70 g), ainsi que d'autres travaux expérimentaux plus récents [74, 44]. Si ces expériences s'affranchissent de la difficulté de la mise en place d'un fluide lourd au-dessus d'un fluide léger, elles posent d'autres types de

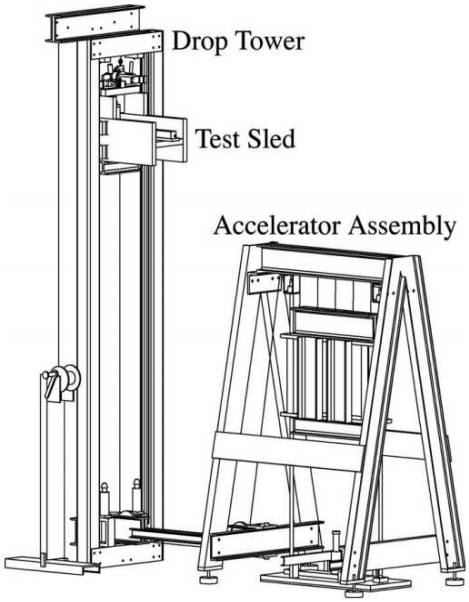

FIGURE 1.12 – Exemple de dispositif utilisant l'accélération comme moteur de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [74]. La tour est haute de 3 m.

difficultés. Premièrement, elles nécessitent du matériel plus élaboré et plus cher que les expériences statiques. Ensuite, la mise en route et l'arrêt des moteurs ne se fait pas de manière instantanée et le régime permanent d'accélération met parfois un temps de mise en place plus important que le temps caractéristique de l'instabilité, ce qui complique la description des conditions de démarrage de l'instabilité. Par ailleurs, les dimensions des laboratoires étant finies, la durée possible de l'expérience l'est aussi, et par conséquent les accélérations atteignables sont limitées et peuvent ne pas suffire pour déstabiliser certains fluides. Enfin, la visualisation peut être plus compliquée que dans le cas statique.

Fluides complexes

Les travaux de Dimonte [32] sont d'un intérêt particulier pour nous parce qu'il est parmi les rares à s'être intéressé à l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de matériaux ayant un comportement plus complexe que celui des fluides newtoniens. En effet, ses expériences ont consisté en l'application de différents profils d'accélération à l'aide d'un LEM à un matériau solide, un yaourt préparé à base d'amidon qu'il décrit comme étant élasto-plastique. Le matériau peut être initialement perturbé ou pas et a un module de cisaillement et un seuil d'écoulement connus. Ensuite, Dimonte parvient à déterminer les domaines de stabilité des perturbations bi-dimensionnelles et tri-dimensionnelles et déduit un critère d'instabilité apparemment en accord avec la théorie.

Toutefois, ceci a été plus tard remis en question par Mora [70] qui a montré que les dimensions de l'échantillon utilisé par Dimonte ne vérifiaient pas les hypothèses de la théorie

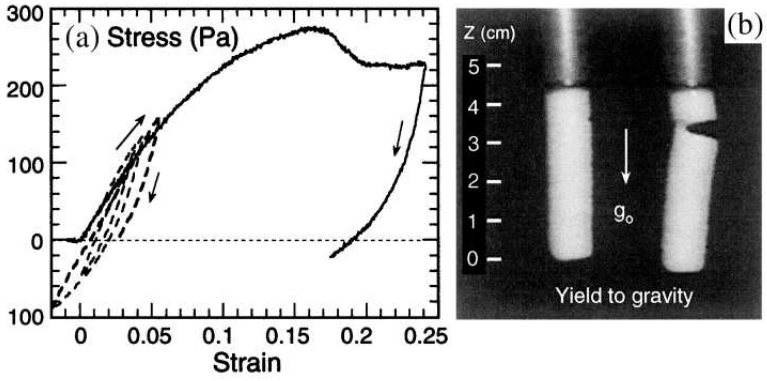

FIGURE 1.13 – (a) Courbe de fluage d'une colonne de yaourt comprimée (b) Extrusion d'une colonne de yaourt sous gravité [32].

utilisée (hauteur très grande par rapport à la longueur d'onde).

Dimonte a aussi fourni une bonne caractérisation du processus de déstabilisation en fonction des caractéristiques des perturbations initiales. Toutefois, nous pensons que le comportement du matériau qu'il a utilisé a été mal interprété et qu'il ne s'agit pas tout à fait d'un matériau élasto-plastique. En effet, il s'agirait plutôt d'un matériau fragile qui se déforme de manière élastique sous le seuil mais qui se casse quand celui-ci est dépassé, à petites déformations, sans qu'il passe par un domaine de plasticité. Les images prises lors du test d'extrusion sous gravité et qui figurent dans l'article [32] montrent un matériau qui se rompt en deux parties non-déformées (Fig. 1.13 (b)) alors que pour un matériau élasto-plastique, il est plutôt prévu [23] qu'il commence par se significativement déformer là où les contraintes sont maximales avant que la rupture ne survienne en ce même endroit. Le comportement fragile du matériau utilisé par Dimonte peut aussi être déduit à partir des tests de fluages qui ont été effectués (Fig. 1.13 (a)). D'abord, le domaine élastique se restreint à un domaine de déformations assez réduit : dès que la déformation dépasse 5%, elle ne relaxe plus complètement. Ensuite, la courbe de contrainte en fonction de la déformation, décrivant la loi du comportement du matériau, obtenue pour le yaourt utilisé est différente de celle attendue pour un matériau élasto-plastique : quand un niveau de contrainte élevé, associé à la contrainte seuil, est atteint, la courbe chute brutalement pour atteindre un nouveau plateau alors qu'on s'attendrait à ce que le niveau de contrainte reste au même plateau quelle que soit la valeur de la déformation. En conclusion, si la démarche de Dimonte reste très intéressante, l'analyse de l'instabilité de Rayleigh-Taylor et sa comparaison avec la théorie dans ce cas ne devrait pas être pas faite dans le cadre de l'élasto-plasticité comme le domaine élastique est assez réduit.

Parmi les autres expériences effectuées sur des matériaux autres que des fluides newtoniens, nous citons les travaux de Barnes qui s'est intéressé à l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas des solides [5]. Il a cherché à décrire la croissance de perturbations sinusoïdales à la surface de plateaux métalliques soumis à de fortes accélérations. En comparant ses expé-

riences à des simulations prenant en compte les effets d'élasticité et de plasticité, il conclut que la croissance de l'amplitude des déformations est dictée par le seuil d'écoulement dynamique de son matériau. Toutefois, ces travaux sont souvent critiqués pour l'incertitude sur les propriétés des matériaux dans les conditions de grande pression sous lesquelles les expériences sont faites.

D'autres travaux expérimentaux sur les matériaux complexes ont été faits par Mora [70]. Il s'est intéressé à la caractérisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à la surface libre d'un échantillon de gel à base de polymères quand la cuve contenant celui-ci est retournée vers le bas, de manière à donner lieu à cette instabilité entre le gel et l'air en-dessous. Mora parvient à définir un critère d'instabilité dépendant de la hauteur de la couche de gel, de la densité ainsi que de son module élastique. La particularité des gels utilisés est qu'ils ont des domaines d'élasticité qui s'étendent jusqu'à des valeurs de déformation de l'ordre de quelques centaines de pourcent, ce qui leur confère un réel intérêt pour l'exploration de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour des milieux élastiques mais peut-être pas pour étudier les effets de plasticité.

En résumé de cette partie, il y a deux points importants à souligner :

- premièrement, les techniques expérimentales pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor sont nombreuses mais posent toutes plusieurs contraintes. Les expériences statiques permettent une visualisation assez simple mais le placement d'un fluide lourd au-dessus d'un fluide léger peut poser certaines difficultés. Les expériences dynamiques, quant à elles, permettent une mise en place plus facile mais nécessitent plus de moyens.

- deuxièmement, malgré les diverses manifestations de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas des solides ou de fluides complexes, il y a un manque dans la littérature en terme de travaux expérimentaux effectués sur ces matériaux, comparés aux fluides newtoniens.

Ce travail vient donc participer à combler ce manque en présentant une synthèse d'observations directes et de caractérisation claire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'une classe des fluides complexes, à savoir, les fluides à seuil à comportement visco-élasto-plastique.

1.2.2 Écoulements "stables" : dépôt de fluides à seuil

Dans ce travail, la deuxième situation à laquelle nous nous intéresserons est celle d'un fluide à seuil poussé dans une conduite cylindrique et laissant un dépôt sur les parois. Elle est inspirée de la situation industrielle où l'interface entre deux fluides n'est pas déformée et où il n'y a quasiment pas de mélange. Une absence totale de mélange signifie que les deux fluides s'écoulent successivement en glissant le long des parois, ce qui est peu probable. En pratique, à une certaine distance de l'interface, chaque fluide aura tendance à s'écouler en régime laminaire en développant un profil de vitesse radial qui implique que

les régions situées près des parois coulent moins vite que celles situées près de l'axe central. Ceci fait que le fluide poussant aura naturellement tendance à pénétrer le fluide poussé. Cependant, pour des fluides à seuil susceptibles de s'arrêter si la contrainte à laquelle ils sont soumis est trop faible, le fluide poussé dépose une couche sur les parois et l'interface entre les deux fluides peut jouer un rôle considérable sur les caractéristiques d'écoulement dans cette région, et du coup sur la pénétration du fluide poussant dans le fluide poussé.

Cette situation physique est proche de deux autres situations :

- d'abord, comme le dépôt correspond globalement à la formation d'une couche de fluide à seuil étalée sur une paroi solide, il est naturel de supposer dans un premier temps que la couche déposée sur la paroi interne du cylindre résulte de l'arrêt de l'écoulement d'une couche plus ou moins épaisse de fluide à seuil coulant en s'étalant le long de la paroi ;

- ensuite, la vidange d'un cylindre initialement rempli d'un fluide présente une analogie avec l'enduction d'une plaque (dip-coating) dans un bain de fluide à seuil. En effet, si on se place dans le repère mobile de l'interface horizontale fluide-air, tout se passe comme si on retirait une paroi solide d'un bain de fluide (dont la surface libre est celle de cette interface). Les différences essentielles sont d'une part que nous avons ici affaire à un cylindre, et d'autre part que l'écoulement du fluide dans la conduite (au lieu du fluide globalement au repos imposé par les parois du récipient contenant le bain) induit des caractéristiques particulières de l'écoulement le long des parois du cylindre.

Notre analyse du problème physique s'appuiera donc sur des résultats connus dans ces deux situations. Les références bibliographiques en question seront précisées et commentées dans la section (4.3) du quatrième chapitre consacré à l'étude du dépôt.

1.3 Objectifs de la thèse

Dans ces travaux de thèse, nous voulons, à travers une approche expérimentale, formuler des matériaux modèles dont on peut faire varier de façon indépendante les paramètres physico-chimiques et rhéologiques et concevoir des géométries contrôlées de manière à pouvoir atteindre les objectifs suivants :

- définir les conditions de développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil, en explorant différentes situations où un tel fluide est soumis à cette instabilité, et en fournir les différentes caractéristiques.

- caractériser le dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique en définissant et analysant les variations de l'épaisseur de la couche déposée en fonction des paramètres de l'écoulement, du matériau et de la conduite.

Chapitre 2

Matériaux et méthodes

Ce deuxième chapitre est consacré aux matériaux et aux méthodes expérimentales. Nous détaillerons la sélection des fluides utilisés et décrirons les mesures, notamment rhéométriques, qui permettent de définir leurs propriétés. Ces fluides sont, pour la plupart, des matériaux modèles qui ont été choisis de manière à ce que leurs caractéristiques physico-chimiques et rhéologiques puissent être contrôlées et adaptées à nos besoins. Des fluides utilisés dans l'industrie sont également testés pour étendre et valider l'étude. Ensuite, les différents montages expérimentaux utilisés seront décrits.

Sommaire

2.1 Matériaux 48
2.1.1 Matériaux modèles 48
2.1.2 Matériaux utilisés en industrie 52
2.2 Caractérisations et mesures 53
2.2.1 Tension de surface 53
2.2.2 Masse volumique 55
2.2.3 Rhéométrie 55
2.3 Dispositif expérimental : instabilité de Rayleigh-Taylor 72
2.3.1 Premières réflexions 72
2.3.2 Mise en contact des deux fluides 74
2.3.3 Configurations étudiées 75
2.4 Dispositif expérimental : dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique 76
2.4.1 Principe général et paramètres à varier 76
2.4.2 Dispositif 76

2.1 Matériaux

Pour assurer la généralité de l'approche et la reproductibilité des résultats et pouvoir travailler avec des matériaux dont les caractéristiques physico-chimiques peuvent être mesurées, contrôlées et adaptées à nos besoins, nous avons réalisé les expériences de cette thèse avec des fluides modèles. Les matériaux utilisés vont d'une rhéologie simple ; cas des fluides newtoniens, à une rhéologie plus compliquée ; cas des fluides à seuil. Du côté des fluides newtoniens, des solutions aqueuses d'iodure de sodium, d'éthanol et des huiles ont été utilisées. Pour les fluides à seuil, des émulsions (directes et inverses) et parfois, pour la visualisation, des gels de carbopol nous ont servi de fluides modèles. Ces matériaux ont permis de faire varier les paramètres importants pour l'étude, notamment, la densité, la tension de surface et les propriétés rhéologiques. Par ailleurs, nous avons utilisé des fluides réellement utilisés dans l'industrie pétrolière, notamment des spacers, pour étendre et valider notre étude.

2.1.1 Matériaux modèles

Fluides newtoniens :

Les fluides newtoniens ont été utilisés pour servir de référence et valider les dispositifs et démarches expérimentaux, notamment pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor dont la théorie est bien cadrée pour ce type de fluides. Ils ont aussi permis de varier des paramètres qui sont plus difficilement ajustables avec les fluides à seuil, notamment la densité, la viscosité et la tension interfaciale. Dans ce sens, des solutions d'iodure de sodium (NaI, 99+%, ACROS) et d'éthanol absolu (99+%, Analar NORMAPUR) ainsi que des huiles silicon (CHIMIE PLUS) ont été utilisées. Le tableau suivant (tab. 2.1) récapitule quelques unes des caractéristiques importantes indiquées par les fournisseurs des huiles utilisées. Les caractéristiques des solutions préparées à base d'éthanol ou d'iodure de sodium qui, elles, ont été mesurées, seront présentées dans la section 2.2.

Matériau	Masse volumique à 25°C (kg/m^3)	Viscosité à 25°C (mPa.s)	Tension superficielle (mN.m^{-1})
Huile silicone (47V20)	950	20	20.6
Huile silicone (47V50)	959	50	20.7
Huile silicone (47V350)	970	350	21.1
Huile silicone (47V1000)	970	1000	21.1

TABLE 2.1 – Propriétés des huiles silicones utilisées. Source : site web du fournisseur.

Fluides à seuil :

Les émulsions :

L'émulsion (Fig. 2.2) est un système biphasique formé de gouttelettes d'un premier liquide, la phase dispersée, qui sont dispersées dans un deuxième liquide, la phase continue. Les deux liquides sont généralement immiscibles, comme le sont dans notre cas l'eau et l'huile, et présentent donc une tension interfaciale importante qui tend à déstabiliser l'émulsion dans le temps : peu après la dispersion, le système tend à minimiser l'énergie de surface totale en diminuant la surface de contact entre les gouttelettes jusqu'à ce que les deux liquides se séparent complètement [25]. Dans notre cas, toute l'huile se retrouve au-dessus de l'eau. Pour stabiliser l'interface, un agent tensio-actif est ajouté. En s'adsorbant à la surface des gouttelettes, cette molécule abaisse la tension interfaciale et les empêchera de trop s'approcher les unes des autres, en limitant (ou, plus exactement, en ralentissant) ainsi leur coalescence.

Quand la proportion de la phase dispersée par rapport au volume total de l'émulsion dépasse à peu près 60% [63, 62], chaque gouttelette commence à fortement ressentir la présence des gouttelettes voisines jusqu'à former une sorte de réseau solide. Pour pouvoir casser ce réseau et faire s'écouler le matériau, il est nécessaire d'apporter une énergie minimale relative à une contrainte minimale critique ; c'est la contrainte seuil de l'émulsion. D'ailleurs, ce sont la proportion de la phase dispersée et la nature du surfactant [48] qui régissent les propriétés rhéologiques du matériau final.

D'un point de vue mécanique, une manière de pouvoir disperser des gouttelettes d'un fluide dans l'autre est de les cisailler tous les deux. C'est ce que nous avons fait en utilisant un mixer Silverson, de type L4RT, qui offre la possibilité de préparer de gros volumes (2L environ). Le silverson est un bras constitué d'un croisillon qui tourne à vitesse contrôlée au milieu d'un grillage cylindrique. Quand ce bras est plongé dans les deux fluides et placé au niveau de l'interface, la rotation du croisillon induit l'aspiration du fluide dispersé à travers le grillage qui subit ainsi un cisaillement important dans l'espace entre le croisillon et le grillage avant d'en sortir sous forme de gouttelettes.

En fonction de la miscibilité souhaitée dans nos expériences, nous avons travaillé avec des émulsions directes (phase continue : eau + tensio-actif, phase dispersée : huile) ou avec des émulsions inverses (phase continue : huile + tensio-actif, phase dispersée : eau + sel).

Pour préparer des **émulsions directes**, nous avons utilisé comme tensio-actif le bromure de tétradécyltriméthyl-ammonium, dont le nom commercial est le TTAB. La première étape consiste à dissoudre le TTAB dans de l'eau de manière à avoir une phase continue bien homogène. Ensuite, l'huile de dodécane, qui est notre phase dispersée dans cette situation, est rajoutée par petits volumes à la phase continue. Á chaque rajout, le mixer est placé à l'interface entre les deux fluides et la vitesse est maintenue à 600 tours par minute

FIGURE 2.1 – Tête du mixer Silverson

environ. Une fois le volume d'huile rajouté dans sa globalité, la vitesse de rotation est augmentée de façon progressive (par paliers de 600 tours par minute, pendant 5 minutes à chaque fois) jusqu'à atteindre 6000 tours par minute en faisant cette fois-ci visiter au mixeur toute la hauteur du fluide pour un maximum d'homogénéité. Ceci permet de former des gouttes de plus en plus petites jusqu'à atteindre une taille minimale qui dépend de la vitesse maximale atteinte.

Pour préparer des **émulsions inverses**, nous avons utilisé comme surfactant du sorbitane monooleate, plus connu sous le nom de Span 80. En phase continue, nous avons utilisé de l'huile de dodécane et en phase dispersée, une solution aqueuse de $CaCl_2$. La même procédure expérimentale utilisée pour les émulsions directes est suivie ici, en substituant les bons composants.

Pendant la préparation des émulsions, une attention particulière est portée à ne pas incorporer de l'air pendant le mélange, ce qui modifierait la rhéologie de l'émulsion. En effet, s'il est relativement simple d'enlever les bulles d'air entrainées aux petites vitesses juste en tapotant sur le bécher contenant le fluide, cela devient quasi-impossible quand la vitesse est élevée et que les bulles d'air sont, pour le coup, petites. Il faut donc éviter de mettre en contact la tête du mixeur avec l'air pendant la préparation.

Une fois que les émulsions sont prêtes, elles sont stockées dans une pièce à température contrôlée de 20°C et peuvent être utilisées durant quelques semaines sans problème ; elles sont très stables dans le temps.

FIGURE 2.2 – Fluides à seuil utilisés. De gauche à droite : Gel de carbopol, Emulsion, Spacer. La cuvette fait 3 cm de diamètre et les tas ont une hauteur de 5 mm environ.

Le gel de carbopol : Le gel de carbopol (Fig. 2.2) s'obtient par la dispersion et la dissolution d'une poudre de carbopol, qui est un polymère acrylique hydrophile se présentant sous forme de particules d'une dizaine de microns de diamètre, dans de l'eau. La solution est ensuite neutralisée par l'ajout d'une base minérale, à savoir l'hydroxyde de sodium NaOH (la soude). La référence [77] décrit en détail la physico-chimie de ce matériau. Quand la poudre est dispersée dans l'eau, les chaines de polymère gonflent progressivement en occupant de plus en plus de volume jusqu'à la création d'amas sphériques élastiques allant jusqu'à quelques dizaines de micromètres. Il se forme ensuite des liaisons covalentes et des liaisons par enchevêtrement entre les chaînes hydratées qui rendent difficile chaque mouvement de ces dernières au sein du gel. Macroscopiquement, cela se manifeste par la nécessité d'appliquer une contrainte minimale pour faire écouler le matériau ; celle-ci sera sa contrainte seuil.

Au laboratoire, nous avons utilisé une poudre de Carbopol 980 achetée en pharmacie, de l'eau distillée et de la soude concentrée à 1 mol/L que nous préparons nous-même et changeons tous les deux mois.

Nous avons suivi les étapes suivantes :

Nous commençons d'abord par agiter un certain volume (pouvant aller jusqu'à 4L) d'eau dans un malaxeur à mortier pendant une dizaine de minutes à une vitesse égale à 90 tr/min. Cette vitesse sera maintenue tout au long de la préparation. La référence [6] discute du choix des vitesses ainsi que des temps d'agitation optimaux vis à vis de la rhéologie finale du gel. Nous ajoutons ensuite la quantité de carbopol en poudre correspondant à notre concentration visée sans arrêter le malaxage, en essayant de ne pas en mettre sur la pale du malaxeur pour favoriser la bonne dispersion de la poudre.
Á ce stade, la solution est acide avec un pH aux alentours de 3, les chaînes polymériques sont très fragiles et peuvent être cassées au moindre cisaillement ; il n'existe donc pas encore de seuil d'écoulement.

Nous ajoutons environ une heure après, une fois que la solution est bien transparente, la quantité de soude nécessaire pour neutraliser la solution. Dans sa thèse, Mathilde Maillard

a étudié la quantité de soude permettant la neutralisation du gel sans changement des propriétés rhéologiques [59]. Celle-ci correspond à 8 fois la masse de poudre de carbopol. Nous respectons donc ce même rapport dans nos préparations. Nous observons, sur-le-champ, un épaississement de la solution qui devrait traduire la création des liaisons d'enchevêtrement résistantes entre les chaînes de polymère dont nous avons parlé plus haut. La solution gagne donc en seuil d'écoulement.

Nous continuons le malaxage pendant 24 heures pour bien homogéneiser le mélange et attendons quelques jours avant l'utilisation de nos gels pour qu'ils se soient complètement stabilisés.

Le gel de carbopol final a une densité de 987 kg/m^3, presqu'égale à celle de l'eau qui en est le principal constituant, et une contrainte seuil variant entre 10 et 80 Pa quand la concentration massique en poudre de carbopol passe de 0.1 % à 1%, ce qui permet une variation contrôlée de ses propiétés rhéologiques. En outre, la transparence du gel et sa stabilité sur plusieurs mois lui confèrent un grand intérêt expérimental [24, 77].

2.1.2 Matériaux utilisés en industrie

Spacers :

Pour pouvoir étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de deux fluides à seuil en contact, nous avons décidé d'utiliser, en plus d'un fluide à seuil modèle, des fluides réellement utilisés en industrie pétrolière. Ces fluides ont un comportement à seuil et permettent de varier, en plus des propriétés rhéologiques, la densité, ce qui n'est pas le cas des émulsions et du gel de carbopol.

Après diverses discussions avec les ingénieurs de Schlumberger, notre choix s'est porté sur des fluides (Fig. 2.2) que l'on appelle les spacers. D'un point de vue physico-chimique, il n'existe pas de formulation type du spacer. Celle-ci dépend fortement du puits et de l'opération de cimentation à laquelle il est destiné. Cependant, le spacer se présente essentiellement sous forme d'une suspension de particules de quelques dizaines de microns d'une roche dense dans de l'eau. Changer la nature de la roche permet de changer la densité du spacer. Dans notre cas, de la silice (5-15 μm, 2.65 kg/m^3), de la barite (10-70 μm, 4.48 kg/m^3) et de l'hématite (10 μm, 5.2 kg/m^3) ont été utilisées, conduisant à faire varier la masse volumique entre 1200 et 1800 kg/m^3.

D'autres agents peuvent être rajoutés à la phase liquide du spacer pour ajuster sa formulation comme cela a été le cas pour nos préparations. On y trouve essentiellement des additifs dispersants qui servent à mieux répartir les particules solides et à éviter de former des agrégats supprimant ainsi la thixotropie, des viscosifiants qui permettent d'augmenter la viscosité de la phase liquide et de limiter la sédimentation, et des agents anti-mousse qui limitent l'incorporation de l'air pendant la préparation du spacer.

La préparation du spacer passe par deux étapes importantes :

- préparation de la phase liquide : les agents dispersants, viscosifiants et anti-mousse sont mélangés avec de l'eau du robinet (pour essayer de se mettre dans les conditions réelles du chantier) en utilisant un robot blender de cuisine. Les additifs représentent à peu près 15% du volume final du spacer. Le mélange est fortement cisaillé pendant 10 à 15 minutes.

- dispersion de la poudre : la roche en poudre est ensuite rajoutée à la préparation précédente et le mélange est passé cette fois-ci dans un agitateur à tige Heidolph à 1000 tours par minute pendant 20 minutes. La fraction volumique solide est aux alentours de 15%.

La préparation finale est opaque et sa viscosité dépend principalement de la viscosité de la phase continue qui, elle, est corrélée à la fraction volumique de l'agent viscosifiant. La fraction solide joue aussi aux grandes densités (à partir de 1600 kg/m^3). Qualitativement, le mouvement des particules devient moins "libre" aux grandes fractions volumiques créant un effet de "coincement" qui pourrait macroscopiquement se traduire par une augmentation du seuil d'écoulement.

Avec les spacers, nous avons donc la possibilité de varier la rhéologie en variant essentiellement la fraction volumique du viscosifiant et de varier la densité en jouant sur la poudre de roche utilisée, souvent de manière indépendante aux petites densités. Toutefois, contrairement aux fluides modèles présentés plus haut, les spacers fermentent au bout de quelques jours, généralement autour de dix, et ne sont donc pas utilisables pendant longtemps.

2.2 Caractérisations et mesures

Nous détaillons dans cette partie les différentes techniques de mesure expérimentales qui nous ont permis de caractériser les matériaux que nous avons utilisés.

2.2.1 Tension de surface

La tension de surface est le coefficient de proportionnalité entre l'énergie nécessaire pour augmenter la surface de contact des particules d'un fluide avec le milieu ambiant et la valeur de cette surface créée. En effet, séparer un volume de liquide en deux, qui reviendrait à créer plus de surface de contact avec le milieu extérieur, est contré par les forces de cohésion intermoléculaires. Ramener une particule du liquide à sa périphérie revient à faire baisser son énergie d'interactions de moitié, ce qui correspond au travail nécessaire pour effectuer cette migration. La tension de surface peut être exprimée comme un rapport de force et d'une unité de longueur, d'où son unité N/m.

Pour mesurer les tensions de surface des solutions d'éthanol à température ambiante, nous avons opté pour une mesure de tension de surface à l'équilibre (et non en dynamique)

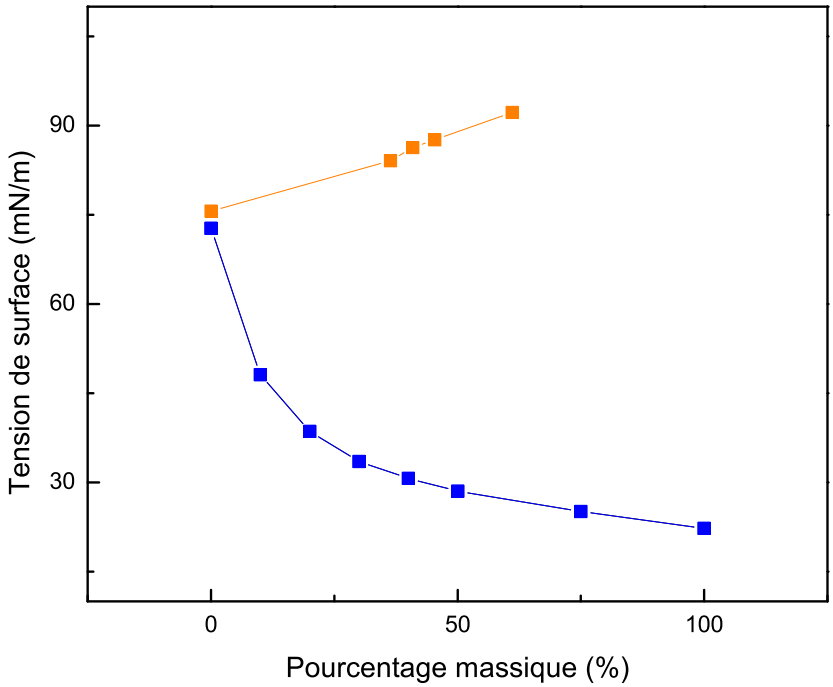

FIGURE 2.3 – Tension de surface de différentes solutions d'éthanol (bleu) et d'iodure de sodium (orange) en fonction du titre massique. Les mesures ont été refaites trois fois et sont reproductibles à 1 mN/m près.

en utilisant le tensiomètre Teclis Tracker. Deux méthodes se présentaient à nous ; celle de la bulle ascendante et celle de la bulle pendante. Nous avons utilisé cette deuxième technique où il s'agit d'accrocher une goutte de liquide au bout d'une aiguille. Le profil de cette goutte est gouverné par son poids via la gravité et des forces de tension de surface. Un logiciel ajuste numériquement ce profil filmé avec une caméra pour en déduire la tension de surface.

Le graphe 2.3 présente les résultats de cette mesure. La tension de surface varie plus fortement avec le pourcentage massique de l'éthanol qu'avec celui de l'iodure de sodium.

Pour obtenir la tension de surface relative à un pourcentage massique compris entre deux pourcentages pour lesquels les mesures ont été effectuées, une extrapolation linéaire sera faite.

Les valeurs du graphe (Fig. 2.3) indiquent les tensions relatives à l'interface séparant le fluide concerné de l'air. Dans nos expériences, nous aurons plutôt besoin des tensions interfaciales avec d'autres fluides, notamment avec de l'huile silicone d'une viscosité de 350 cP. Pour obtenir ces valeurs de tensions interfaciales, nous soustrairons la valeur de la tension superficielle de cette huile, 21.1 cP, des valeurs indiquées.

2.2.2 Masse volumique

Pour mesurer la masse volumique, nous utilisons du matériel conventionnel calibré :

- pour la masse, une balance à grande précision (10^{-4}g) équipée d'une cellule en plexiglas au-dessus (qui limite les perturbations dues aux courants d'air) pour permettre une exactitude de la mesure.

- pour le volume, une petite coupelle cylindrique dont le volume exact (5 mL) est fourni par le fabricant.

Pour procéder à la mesure, la coupelle vide est placée au milieu de la cellule isolée au-dessus de la balance. Elle est ensuite remplie de la solution d'éthanol à la pipette goutte par goutte. Nous nous arrêtons à la première gouttelette qui déborde. Les parois de la cellule sont ensuite fermées pour prévenir la circulation de l'air au-dessus de la coupelle et la mesure de la masse est prise.

Pour des mesures plus ponctuelles de masses volumiques de fluides à seuil, le coupelle est remplie en y tassant le matériau avant de racler la surface avec une spatule. Le reste de la procédure est le même.

La masse volumique est ensuite calculée comme étant le rapport entre la masse relevée et le volume de la coupelle. Elle est exprimée en kg/m^3. Diverses mesures de masse volumique ont été faites. Le graphe (Fig. 2.4) regroupe quelques unes des valeurs mesurées dans le cas des solutions d'éthanol et d'iodure de sodium. Dans nos expériences, nous varierons de manière importante le pourcentage massique en iodure de sodium ce qui nous permettra de faire varier la densité sur un domaine assez large. Quant aux solutions d'éthanol, la variation se fera sur une gamme plus restreinte de masse volumique. Notons que pour la préparation d'une solution à densité d donnée correspondant à une concentration donnée en éthanol ou en iodure de sodium, de la très précise verrerie est utilisée (des fioles et des pipettes jaugées) et de gros volumes, de l'ordre du litre, sont préparés pour réduire l'erreur relative sur la mesure. L'incertitude ainsi obtenue est de l'ordre du g/L.

2.2.3 Rhéométrie

Tout au long de cette étude expérimentale, nous avons caractérisé le comportement macroscopique de nos matériaux par des expériences de rhéométrie.

Généralités :

La rhéologie, du grec rhéo qui signifie "couler", et logos, "étude", est l'étude de l'écoulement et de la déformation de la matière. En d'autres termes, elle consiste en la description des propriétés d'un matériau sous écoulement. La description du comportement des matériaux se fait dans le cadre de la mécanique des milieux continus.

Nous noterons les vecteurs en lettres minuscules en gras ($\boldsymbol{x}$, $\boldsymbol{y}$...) et les tenseurs d'ordre 2 ou supérieur en lettres majuscules en gras ($\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{E}$...).

La distribution des contraintes dans le matériau est décrite en tout point par le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\Sigma}$:

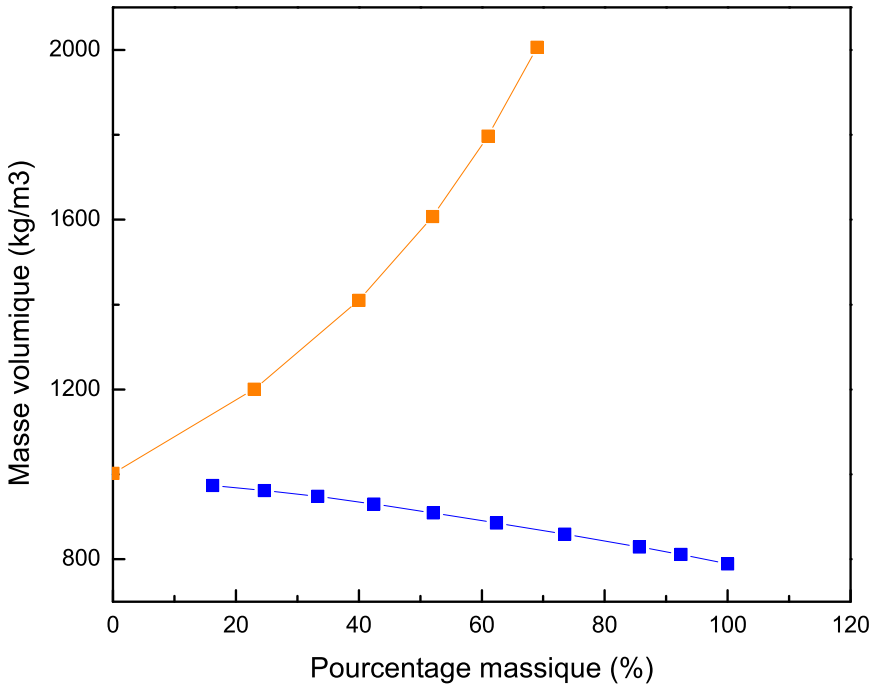

FIGURE 2.4 – Masse volumique de différentes solutions d'éthanol (bleu) et d'iodure de sodium (orange) en fonction du titre massique

$$\boldsymbol{\Sigma} = -p\boldsymbol{I} + \boldsymbol{T} \tag{2.1}$$

$p = -\frac{1}{3}\mathrm{tr}(\boldsymbol{\Sigma})$ et $\boldsymbol{I}$ le tenseur identité du second ordre. La contrainte se divise en deux parties : une partie isotrope, $-p\boldsymbol{I}$ et une partie déviatorique $\boldsymbol{T}$, responsable de la mise en mouvement du fluide quand le fluide est incompressible.

Pour bien décrire le comportement d'un fluide, il faut définir la relation entre le tenseur déviatorique, $\boldsymbol{T}$, et le tenseur des taux de déformation $\boldsymbol{D}$, lui même lié au tenseur de déformation $\boldsymbol{E}$. Le tenseur des taux de déformation $\boldsymbol{D}$ est égal à :

$$\boldsymbol{D} = \frac{1}{2}(grad\boldsymbol{v} + {}^t\, grad\boldsymbol{v}) \tag{2.2}$$

$\boldsymbol{v}$ étant le champ de vitesse.

Le tenseur de déformation $\boldsymbol{E}$ est égal à :

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{2}(grad\boldsymbol{\xi} + {}^t\, grad\boldsymbol{\xi}) \tag{2.3}$$

$\boldsymbol{\xi}$ étant le champ de déplacement.

Si l'hypothèse des petites déformations est vérifiée, ce qui est notamment le cas quand les déplacements sont infinitésimaux, on a :

$$\boldsymbol{D} \approx \dot{\boldsymbol{E}} \tag{2.4}$$

Pour simplifier le problème et diminuer le nombre de paramètres à étudier, nous considérons le problème dans le cas du cisaillement simple (Fig. 2.5) d'un matériau entre deux plans parallèles séparés d'une distance h. Le plan supérieur est en mouvement à la vitesse V et le plan inférieur est fixe. La vitesse à une hauteur y est égale à $\boldsymbol{v} = Vy\boldsymbol{x}$.

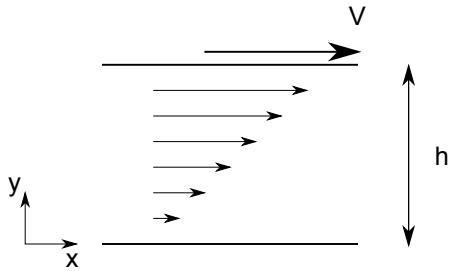

FIGURE 2.5 – Cisaillement simple appliqué entre deux plans parallèles séparés par la distance h. Le plan supérieur se déplace à la vitesse V et le plan inférieur est fixe.

$\boldsymbol{D}$, le tenseur des taux de déformation s'écrit sous la forme :

$$\boldsymbol{D} = \frac{1}{2}\frac{\partial v_x}{\partial y}(\boldsymbol{xy} + \boldsymbol{yx}) \tag{2.5}$$

Sous l'hypothèse des petites perturbations, le tenseur de déformations s'écrit comme :

$$\boldsymbol{E} = \frac{1}{2}\frac{E_{xy}}{\partial y}(\boldsymbol{xy} + \boldsymbol{yx}) \tag{2.6}$$

Quand le matériau est incompressible, nous avons :

$$tr\boldsymbol{D} = \text{div}\boldsymbol{v} = 0 \tag{2.7}$$

et

$$tr\boldsymbol{E} = \text{div}\xi = 0 \tag{2.8}$$

Le gradient de vitesse s'écrit comme :

$$\dot{\gamma} = \frac{dv_x}{dy} \tag{2.9}$$

Dans cette configuration de cisaillement simple, la partie déviatorique $\boldsymbol{T}$ du tenseur de contraintes s'écrit :

$$\boldsymbol{T} = T_{xy}\boldsymbol{xy} + T_{yx}\boldsymbol{yx} \tag{2.10}$$

La loi reliant le tenseur $\boldsymbol{T}$ au tenseur $\boldsymbol{D}$ ou au tenseur $\boldsymbol{E}$ dans le temps est appelée loi de comportement du matériau et permet donc de décrire son comportement.

En fonction de la nature de cette relation entre le tenseur $\boldsymbol{T}$ et $\boldsymbol{D}$ ou $\boldsymbol{E}$, nous distinguons plusieurs classes de matériaux (fluides newtoniens, solides élastiques linéaires...).

Comportements rhéologiques linéaires :

Quand $\boldsymbol{T}$ dépend linéairement de $\boldsymbol{D}$ ou de $\boldsymbol{E}$, nous parlons d'un comportement linéaire. Nous considérons la configuration de cisaillement simple entre des plans parallèles infinis considérée plus haut. Quand le matériau subit une déformation sinusoïdale d'amplitude γ_0 suffisamment faible :

$$\gamma(t) = \gamma_0 \cos wt \tag{2.11}$$

La réponse en contrainte peut se décomposer en deux termes ; un terme en phase avec la déformation et un autre en quadrature de phase :

$$\tau(t) = \tau_0 \cos(wt)\cos(\phi) - \tau_0 \sin(wt)\sin(\phi) \tag{2.12}$$

On définit le module élastique G' et le module visqueux G" comme suit :

$$G' = \frac{\tau_0}{\gamma_0}\cos(\phi) \tag{2.13}$$

$$G'' = \frac{\tau_0}{\gamma_0}\sin(\phi) \tag{2.14}$$

ϕ étant le déphasage entre la contrainte et la déformation.

Finalement la réponse du matériau s'écrit :

$$\tau(t) = G'\gamma_0 \cos(wt) - G''\gamma_0 \sin(wt) \tag{2.15}$$

Le fluide newtonien, le solide élastique et le matériau visco-élastique sont des cas limites qui correspondent à des lois de comportement particulières.

Fluide newtonien : le comportement newtonien est un comportement commun à plusieurs fluides simples que nous utilisons tous les jours : eau, miel, huiles... . Ce sont tous des fluides qui sont caractérisés par une relation linéaire entre la contrainte τ et le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$:

$$\tau = \eta\dot{\gamma} \tag{2.16}$$

avec η la viscosité du fluide.
On a donc :

$$G' = 0 \quad \text{et} \quad G'' = \eta w \tag{2.17}$$

Solide élastique : dans le cas d'un solide élastique linéaire, la contrainte est proportionnelle à la déformation et nous avons :

$$\tau = G\gamma \tag{2.18}$$

G étant le module de cisaillement du solide. La réponse du matériau est alors parfaitement en phase avec la déformation appliquée et le module visqueux est nul :

$$G' = G \tag{2.19}$$

Matériau viscoélastique : dans la réalité, la plupart des matériaux ont un comportement linéaire intermédiaire entre celui du fluide newtonien simple et celui du solide élastique. Ce sont des matériaux viscoélastiques avec un caractère élastique plus prononcé si G'>G" et au contraire plus visqueux si G">G'. Ces types de matériaux sont décrits par plusieurs modèles rhéologiques. Les deux plus simples sont les modèles de Maxwell et Kelvin-Voigt.

Modèle de Maxwell : Le modèle de Maxwell est représenté par l'association en série d'un ressort de raideur G et d'un piston de coefficient d'amortissement η. Dans cette configuration, la déformation totale est la somme des déformations. La loi de comportement résultante s'écrit :

$$\dot{\gamma} = \frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta} \tag{2.20}$$

Modèle de Kelvin-Voigt : Le modèle de Kelvin-Voigt est schématisé par l'association en parallèle d'un ressort de raideur G et d'un piston de coefficient d'amortissement η. La contrainte totale est la somme des contraintes de chaque branche, ce qui donne comme équation rhéologique :

$$\tau = \eta\dot{\gamma} + G\gamma \tag{2.21}$$

Dans ce modèle, le matériau est solide et on a $G' = G$ et $G" = \eta w$.

Comportements rhéologiques non linéaires :

Certains matériaux ont tendance à avoir des comportements plus complexes que ceux expliqués dans la partie précédente quand ils sont soumis à des déformations importantes. Le cas du fluide à seuil, simple ou thixotrope, en fait partie.

Fluides à seuil : l'appellation de fluides à seuil vient du fait qu'ils ne s'écoulent qu'au-delà d'une contrainte critique appliquée appelée contrainte seuil du matériau. Ils ont un comportement viscoélastique en-dessous de ce seuil, ce qui désigne un comportement intermédiaire entre celui d'un fluide newtonien pur et celui d'un solide élastique pur. Quand les contraintes appliquées dépassent la contrainte seuil, les fluides à seuil s'écoulent avec une viscosité apparente égale au rapport de la contrainte enregistrée sur le taux de cisaillement. Cette viscosité est aussi appelée viscosité de cisaillement.

Le comportement d'un fluide à seuil simple est généralement représenté par le modèle d'Herschel-Bulkley :

$$\begin{cases} \tau = \tau_c + \kappa\,\dot{\gamma}^n & \text{if } \tau > \tau_c; \quad (2.22a) \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{sinon.} \quad (2.22b) \end{cases}$$

τ_c étant la contrainte seuil du fluide, k sa consistance et n son indice qui caractérise le régime d'écoulement. Si $n < 1$, le fluide est dit rhéofluidifiant ce qui veut dire que sa viscosité apparente diminue avec le taux de cisaillement.

Toutefois, les comportements des fluides à seuil peuvent diverger du comportement idéal d'un fluide à seuil notamment à cause de la thixotropie. On parle de thixotropie quand la structure du matériau dépend de l'histoire du chargement, ce qui fait que sa contrainte seuil et son module élastique évoluent dans le temps, ce qui n'est pas le cas des matériaux utilisés ici.

Matériel utilisé :

Pour effectuer ces mesures, nous avons utilisé le rhéomètre Kinexus Ultra+ de Malvern (Fig. 2.6), qui est contrôlé en contrainte. Nous faisons les mesures à température ambiante, entre 20 et 23°.

Deux types de géométries ont été employées en fonction du matériau à caractériser : plan/plan et couette. En effet, le choix de la géométrie est d'une grande importance pour chaque mesure. Celle-ci pourrait en fait conduire à une fausse interprétation du comportement si la géométrie est mal choisie. Le choix est notamment fait en fonction du volume disponible de matériau et de l'éventualité d'existence d'artefacts comme le glissement ou encore la sédimentation.

Géométrie Plan / Plan : pour les émulsions et le gel de carbopol, nous avons utilisé la géométrie Plan / Plan (Fig. 2.7) striés qui est composée de deux disques parallèles de même axe et de R =25 mm de rayon. Les plans sont striés pour éviter le glissement. Ils contiennent à la surface de petits pics pyramidaux à base carrée d'une dizaine de microns. Sauf mention du contraire, les deux plans sont séparés par un entrefer de h =1 mm.

Pour effectuer la mesure dans cette géométrie, une fois que la mise à zéro du rhéomètre est effectuée, l'échantillon est déposé sur le plan inférieur sous une forme pyramidale pour

FIGURE 2.6 – Rhéomètre Ultra+ de Malvern

FIGURE 2.7 – Géométrie Plan / Plan. R =25 mm.

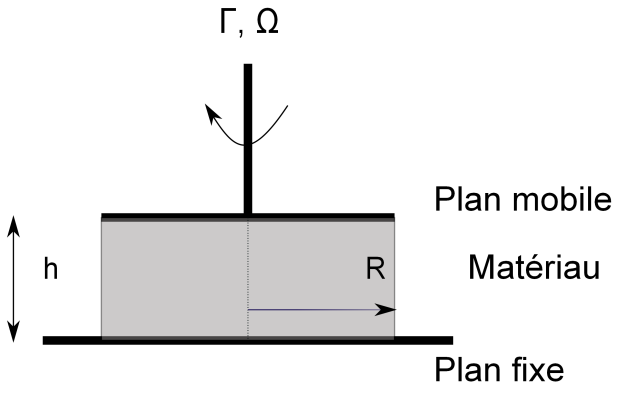

FIGURE 2.8 – Schéma de la géométrie Plan / Plan

éviter d'entrainer des bulles d'air lors de l'écrasement. Ensuite, le plan supérieur est descendu jusqu'à être à une distance égale à l'entrefer demandé du plan inférieur, écrasant ainsi le matériau. Pour obtenir un échantillon de forme cylindrique et prendre en compte correctement celle-ci durant le traitement de données, le surplus de matériau est raclé avec une spatule. La géométrie est ensuite protégée par un clapet anti-évaporation pour éviter tout phénomène de séchage. La mesure peut ensuite commencer.

L'écoulement est généré dans cette géométrie en mettant en rotation le plan supérieur à une vitesse Ω sous l'action d'un couple Γ , le plan inférieur étant fixe. Ce sont ces données, Ω et Γ que le rhéomètre fournira en sortie, et qu'il faudra convertir en données macroscopiques plus lisibles, notamment en contrainte τ et en taux de cisaillement $\dot{\gamma}$. La conversion est faite en utilisant les relations suivantes [25, 56] : le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ dépend du rayon r auquel on se place entre les deux plans et vaut

$$\dot{\gamma} = \frac{r\Omega}{h} \tag{2.23}$$

avec $0 \leq r \leq R$ est est maximal pour $r = R$.

Quant à la contrainte tangentielle τ, elle s'écrit pour $r = R$ comme :

$$\tau = \frac{\Gamma}{2\pi R^2}(3 + \frac{\dot{\gamma}}{\Gamma}.\frac{\partial\Gamma}{\partial\dot{\gamma}}) \tag{2.24}$$

En première approximation, on peut considérer que la contrainte est constante dans l'entrefer, ce qui revient à considérer que le deuxième terme de 2.24 est négligeable. La correction qui en résulte est de l'ordre de 10%, soit l'ordre de grandeur de l'erreur liée à la

FIGURE 2.9 – Géométrie Couette

Diamètre du cylindre interne (mm)	Longueur du cylindre interne (mm)	Diamètre du cylindre externe (mm)	Entrefer latéral (mm)	Entrefer au fond (mm)
50	37.5	55	1.25	7

TABLE 2.2 – Caractéristiques de la géométrie Couette striée

mesure ; nous n'en tiendrons donc pas compte.

Géométrie Couette : dans une géométrie plan/plan, les particules qui constituent les spacers peuvent sédimenter sur une hauteur qui pourrait être importante par rapport à la distance séparant les deux plans (gap), surtout quand celle-ci est petite. Pour nous affranchir de cet effet, nous avons choisi de travailler avec une géométrie de couette striée, où la distance sur laquelle le matériau peut sédimenter est négligeable devant la hauteur des cylindres qui la constituent et le glissement supprimé grâce aux stries. La géométrie Couette striée est constituée de deux cylindres coaxiaux de rayons R_1 et R_2 dont les dimensions sont précisées dans le tableau (tab. 2.2). L'espace entre les deux cylindres emboités contient des stries verticales. L'entrefer latéral entre les deux cylindres est de $h = 1.25$ mm, largement supérieur à la taille des particules contenues dans le spacer. La mise en place du matériau se fait de manière semblable au cas du Plan / Plan. Pour la mise en écoulement, le cylindre intérieur est entraîné à la vitesse angulaire Ω sous l'action d'un couple Γ. Dans la géométrie Couette, si on se place à un rayon r entre R_1 et R_2, la contrainte vaut [56] :

$$\tau(r) = \frac{\Gamma}{2\pi h r^2} \tag{2.25}$$

Celle-ci varie donc entre $\tau_2 = \Gamma/(2\pi h R_2^2)$ près du cylindre extérieur et $\tau_1 = \Gamma/2\pi h R_1^2$ près du cylindre intérieur. Quand ces deux contraintes extrêmes sont très proches l'une de l'autre, on peut considérer que la contrainte est homogène dans l'entrefer ce qui implique qu'il en est de même du gradient de vitesse. Cette condition sur les contraintes est remplie quand la contrainte maximum ne dépasse pas de plus de 10 % la contrainte minimum, ce qui implique $R_2/R_1 < 1.05$. Dans ce cas, le gradient de vitesse peut être estimé en divisant

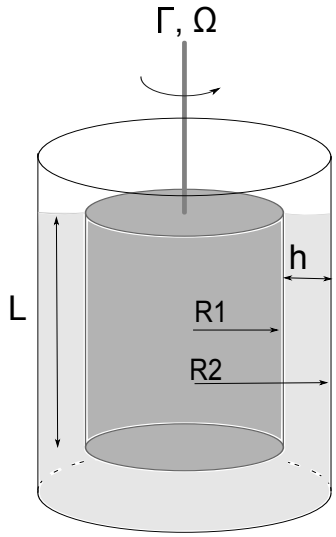

FIGURE 2.10 – Schéma de la géométrie Couette

la vitesse relative des deux surfaces solides par l'entrefer et l'on obtient :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega R_1}{R_2 - R_1} \tag{2.26}$$

Dans cette situation plutôt favorable, on peut donc directement déduire les valeurs du gradient de vitesse et de la contrainte tangentielle à partir d'un couple de mesures de la vitesse de rotation et du couple associé. Nous utiliserons ces relations dans notre situation, même si $R_2/R_1 \geq 1.05$. En effet, si elles ne nous permettront pas de caractériser de manière très exacte le comportement des fluides pour lesquels la géométrie couette sera utilisée, elles fourniront, tout de même, les seuils d'écoulement de façon précise.

Mesures

Nous décrivons dans cette section les différentes procédures qui nous ont permis de définir le comportement de nos matériaux à travers des grandeurs macroscopiques tels que la contrainte seuil, les modules élastique et visqueux et la déformation critique.

Oscillations : Balayage en déformation

La mesure consiste à faire subir au matériau une déformation croissante en mode dynamique à une fréquence donnée. Dans notre cas, celle-ci est égale à 1 Hz et la déformation varie entre 0.01% et 100% à une vitesse égale à 0.01 /s pour les émulsions et les carbopols et entre 0.1 et 300% pour les spacers à la même vitesse. Elle permet de déterminer la variation des modules élastique et visqueux avec la déformation. L'interprétation de cette mesure

permet également d'encadrer la "déformation critique" du matériau, qui correspond à la déformation au-delà de laquelle il ne se comporte plus comme un solide, mais s'écoule plutôt comme un liquide visqueux. Néanmoins, il ne faut pas comprendre que cette transition se fait de façon nette ; elle est plutôt progressive.

Les résultats de cette mesure sont représentés sur la figure (Fig. 2.11) où G' et G" sont suivis en fonction de la déformation appliquée.

Trois régimes se distinguent sur les courbes :

- aux petites déformations, le matériau a un module élastique G' qui est très élevé par rapport à son module visqueux G". Il se comporte comme un solide linéaire pur dans ce domaine : quand il est déformé, il stocke l'énergie sous forme d'énergie élastique et une fois que la déformation est arrêtée, il retrouve sa forme initiale.

- autour de la déformation qui correspond au croisement des deux courbes G' et G", que l'on pourrait définir comme la déformation critique, le module visqueux commence à augmenter, ce qui traduit l'apparition d'effets dissipatifs visqueux : la déformation du matériau est de moins en moins réversible. Ce domaine est la transition progressive entre le domaine élastique linéaire et le domaine visqueux, non linéaire.

- aux grandes déformations, le module visqueux est plus grand que le module élastique. Le matériau coule désormais comme un liquide visqueux.

Si l'on compare les courbes typiques correspondant à nos trois fluides à seuil (Émulsions, Carbopols, Spacers), on remarque que le domaine linéaire où le module élastique est quasiment constant s'étend jusqu'à une déformation à peu près égale à $\gamma = 10\%$. Presque la même déformation est donc nécessaire aux trois types de matériaux pour sortir du régime linéaire. Après ce régime linéaire, la transition vers le régime non-linéaire se fait différemment en fonction du matériau : elle est assez brusque dans le cas de l'émulsion et est plus progressive dans le cas du gel de carbopol et du spacer. La déformation critique est de l'ordre de 20% pour l'émulsion et 100% pour le carbopol et le spacer. Ces différences s'expliquent par la différence entre l'énergie nécessaire pour pouvoir briser la structure interne de chaque matériau et le faire écouler, elle même liée à la différence entre leurs structures internes. Casser la structure du carbopol et du spacer, tous deux contenant des chaînes enchevêtrées de polymères, se fait de manière plus progressive que la brisure du réseau de gouttelettes composant une émulsion qui, lui, est plus fragile.

Les informations relatives aux limites des domaines élastique et visqueux peuvent être obtenues à travers d'autres mesures, comme par exemple les mesures à faible taux de cisaillement qui seront présentées un peu plus tard.

Modules à faible déformation :

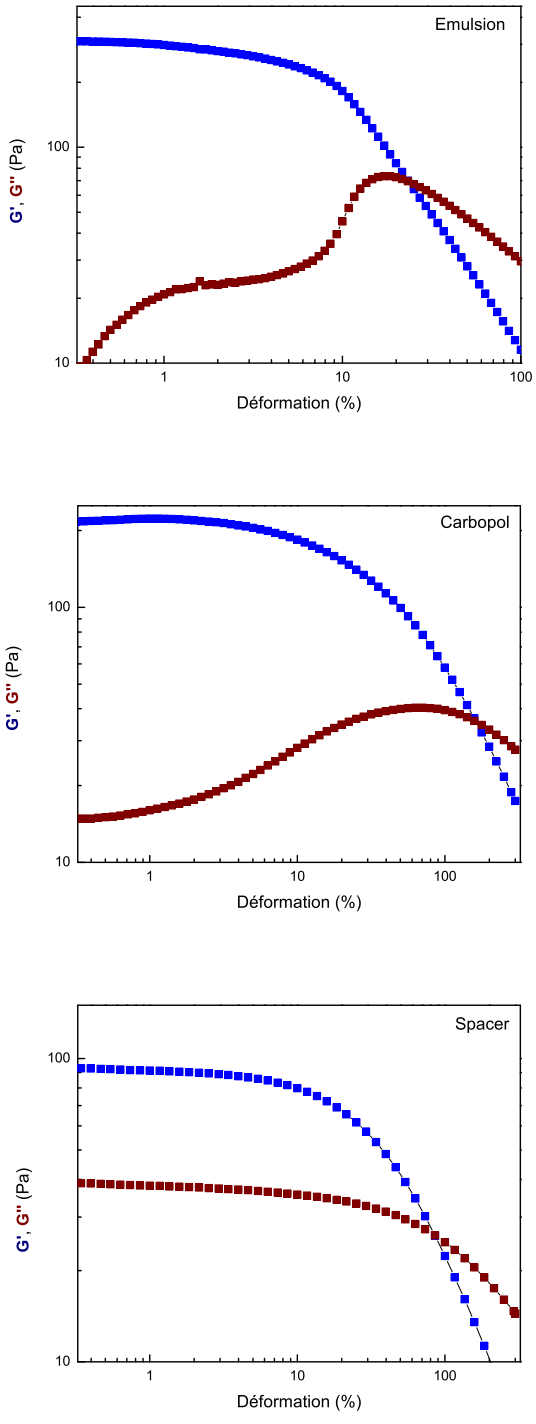

FIGURE 2.11 – Variation du module élastique et du module visqueux en fonction de la déformation. Courbes types de l'émulsion, du gel de carbopol et du spacer. Fréquence = 1 Hz.

Cette mesure a pour objectif de mesurer le module élastique et le module visqueux en faisant subir au matériau des oscillations à une faible fréquence f=1 Hz. L'amplitude de ces oscillations est choisie après le balayage en déformation effectué plus haut, de manière à ce que la mesure se fasse sur le plateau à basse déformation dans le domaine élastique linéaire, ou de manière équivalente via une boucle de rétroaction, à basse contrainte imposée. Le rhéomètre étant contrôlé en contrainte, nous avons décidé de lui demander d'imposer une amplitude de contrainte de 3 Pa pour être sûrs que la valeur demandée est effectivement imposée. Notons que, chronologiquement, cette mesure est effectuée immédiatement après la mise en place du matériau dans la géométrie du rhéomètre car elle est non perturbatrice : le matériau ne subit pas d'écoulement, et donc pas de réarrangement durant cette mesure. Les courbes typiques fournies par cette mesure sont présentées sur la figure (Fig. 2.12).

Pour les trois matériaux, nous observons que les modules élastique et visqueux ne varient pas plus de 5% pendant la mesure. Ils ne sont pas thixotropes et les valeurs de plateau correspondantes nous donnent les valeurs de G' et G" à faible déformation.

Mesure à taux de cisaillement constant :

Dans cette mesure, l'échantillon subit un taux de cisaillement relativement faible de manière à ce que l'apport des effets visqueux à la contrainte totale soit minime par rapport à la contribution de la contrainte de mise en écoulement : la contrainte seuil. Ce taux de cisaillement appliqué est égal à 0.01/s pour les émulsions et les carbopols. Pour le spacer, il vaut 0.001/s. Les courbes sur la figure (Fig. 2.13) donnent l'allure générale de la variation de la contrainte en fonction de la déformation.

Nous observons que la contrainte commence par augmenter de manière linéaire avec la déformation jusqu'à ce que celle atteigne quelques dixièmes. On est à ce niveau dans le domaine linéaire du matériau. Ensuite, la contrainte atteint un plateau : l'écoulement plastique est atteint et la contrainte de saturation donne une première indication sur la valeur de la contrainte seuil τ_c. Néanmoins, celle-ci doit être vérifiée par la mesure suivante. La transition entre les deux domaines est assez abrupte (vers 20 %) pour les émulsions mais elle se fait de manière beaucoup plus progressive pour les les gels de carbopol et les spacers. Comme pour la mesure précédente, la différence entre les deux évolutions s'expliquerait par la différence au niveau de la structure microscopique de ces différents matériaux : il serait possible de "casser" en un coup le réseau de gouttelettes de l'émulsion mais le réseau formé par les polymères du carbopol par exemple céderait moins brusquement sous l'effet du fluage. Á partir des courbes obtenues à taux de cisaillement constant, il est possible de déduire le module élastique du matériau aux faibles déformations. Pour ce faire, il suffit de calculer la pente à l'origine de la courbe concernée (sur la figure (Fig. 2.13), la pente de la droite rose permet de déduire le module élastique, aux faibles déformations, de l'émulsion en question). Sur le graphe (Fig. 2.14), nous représentons la variation du module élastique

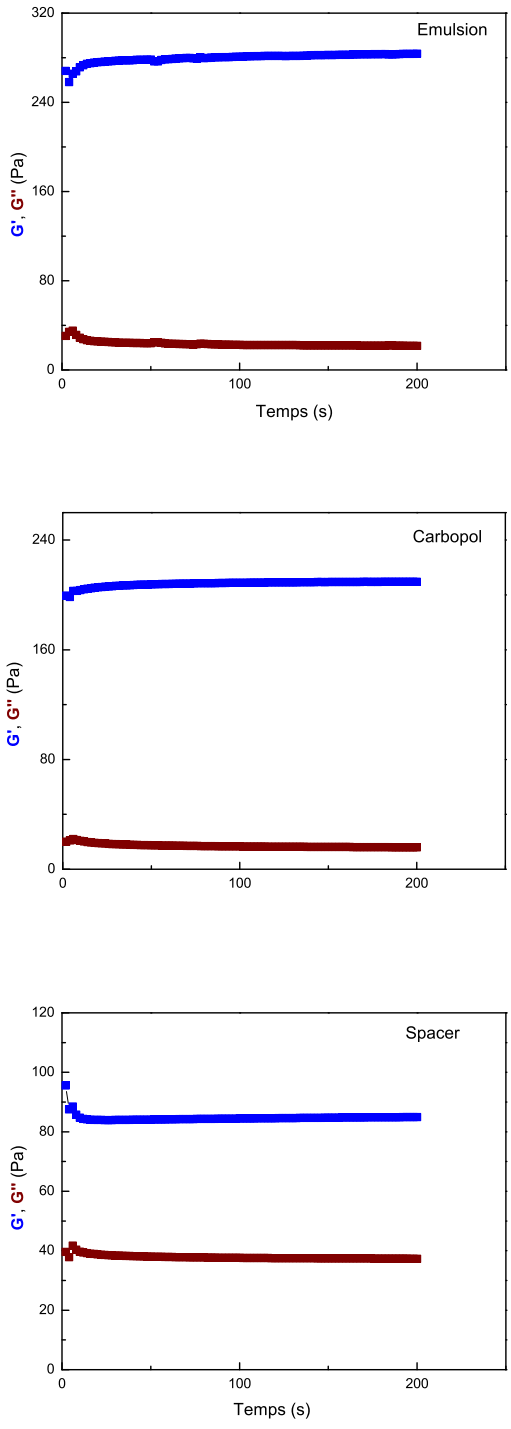

FIGURE 2.12 – Variation du module élastique et du module visqueux en fonction du temps. Courbes types de l'émulsion, du gel de carbopol et du spacer.

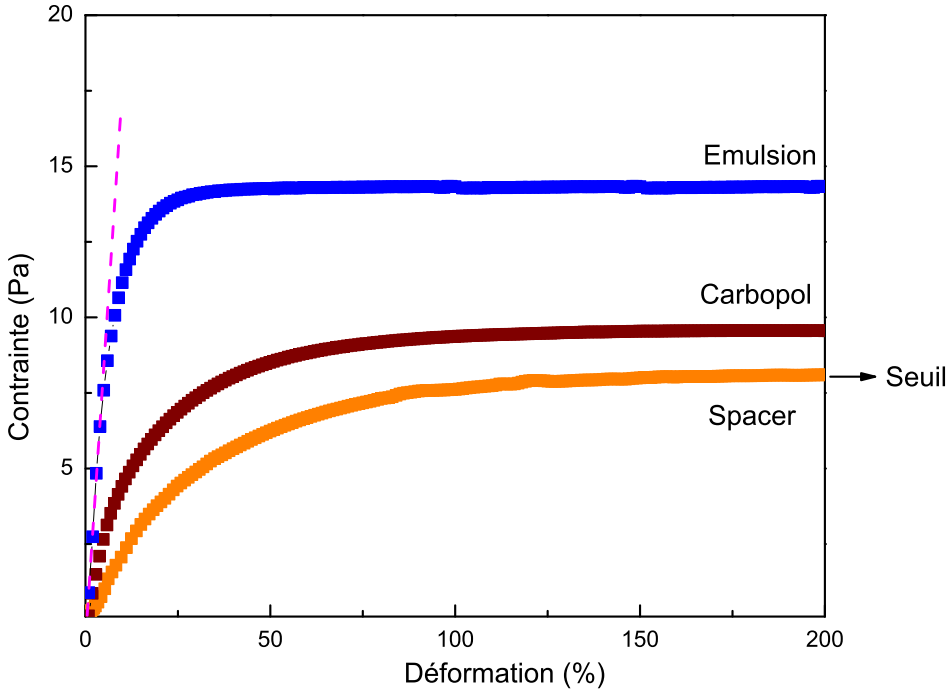

FIGURE 2.13 – Variation de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation à gradient de vitesse constant pour différents matériaux. La droite, en tirets, rose représente la tangente à l'origine de la courbe de l'émulsion ; sa pente permet de déduire le module élastique de l'émulsion aux faibles déformations.

G en fonction du seuil d'écoulement d'une émulsion inverse.

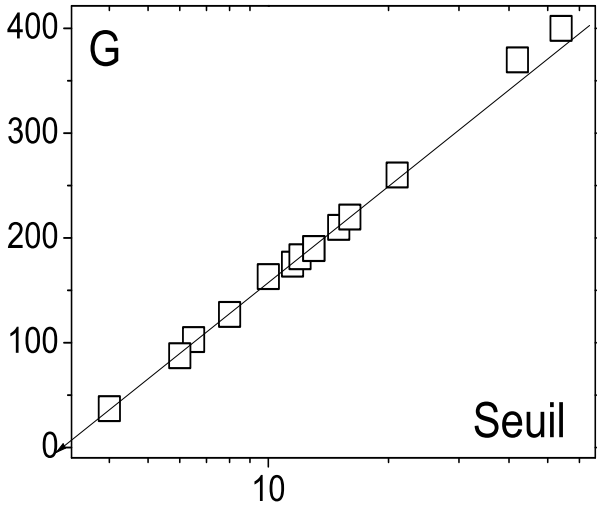

FIGURE 2.14 – Variation de la contrainte seuil (en pascals) en fonction du module élastique (en pascals), mesuré à l'origine (aux petites déformations) des courbes obtenues à taux de cisaillement constant. Cas d'une émulsion inverse à plusieurs fractions volumiques de phase dispersée.

Pour pouvoir faire varier le seuil de l'émulsion, la fraction volumique de la phase continue est changée : plus cette fraction est élevée, moins le seuil de contrainte est important. En pratique, ceci revient à fabriquer un large volume d'émulsion à seuil élevé et à le diluer en rajoutant de la phase continue jusqu'à avoir le seuil souhaité. L'ajout de la phase continue se fait à l'aide d'une seringue et le mélange est effectué à la main, en utilisant une spatule et en veillant à bien homogénéiser la préparation. Les fluides obtenus sont stables dans le temps. La figure (Fig. 2.15) montre, à titre d'exemple la variation du seuil d'une émulsion inverse à différentes fractions volumiques de la phase dispersée (ou de manière équivalente, de la phase continue). De manière générale, la variation de la fraction volumique de la phase dispersée entre 70% et 82% nous permet d'avoir un seuil de contrainte qui varie entre 5 et 60 Pa environ. La dilution directe n'est pas possible dans les cas du gel de carbopol et du spacer. Pour les gels, il faut préparer dès le départ des solutions à des concentrations en poudre de carbopol différentes. On obtient une contrainte seuil

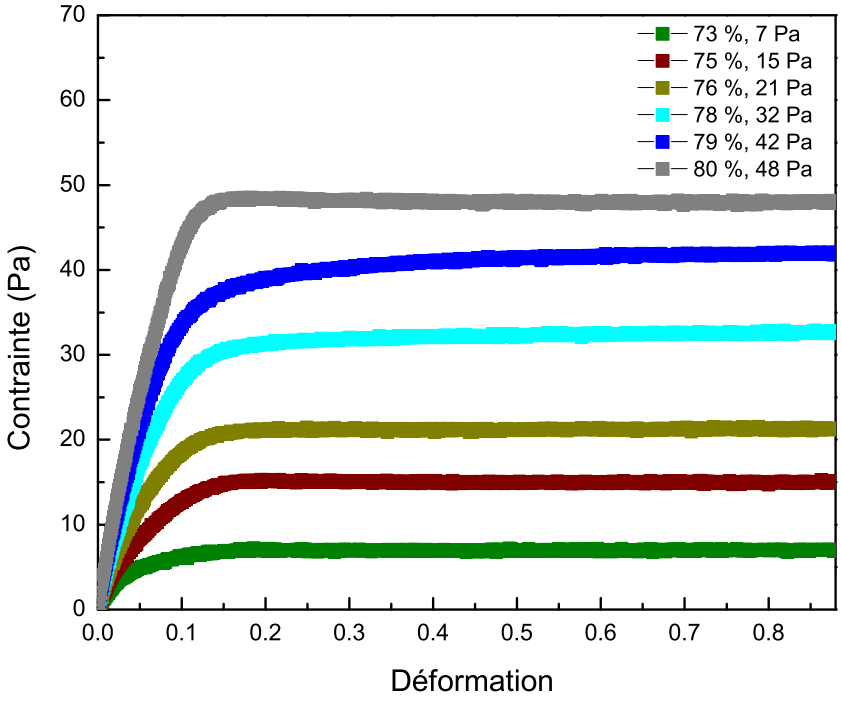

FIGURE 2.15 – Courbes de contrainte en fonction de la déformation, à taux de cisaillement constant 0.01 /s à différentes fractions volumiques de la phase dispersée d'une émulsion inverse.

variant entre 10 et 80 Pa quand la concentration massique en poudre de carbopol passe de 0.1 % à 1%. Pour les spacers, à faible fraction volumique de poudre de roche, les propriétés rhéologiques varient en changeant la fraction du viscosifiant. La fraction volumique de la poudre de roche permet de varier ces mêmes propriétés quand elle est plus importante.

Rampes de cisaillement :

Une rampe logarithmique en gradient de vitesse croissant puis décroissant est appliquée au matériau pendant un temps donné. Pour les émulsions et les carbopols, $\dot{\gamma}$ est imposé entre 0.01 et 100 /s sur une durée de 4 min. Pour les spacers, il l'est entre 0.001 et 1 /s sur une durée totale de 6 min.

On observe que, à part au tout début de la courbe de montée où le matériau subit des déformations dans le régime solide, les courbes de montée et de descente se superposent, confirmant le non-thixotropie de nos matériaux. De plus, l'écoulement ne se fait qu'au delà d'une certaine contrainte minimale (la contrainte seuil). La figure (fig 2.16) représente les courbes obtenues pendant la rampe décroissante qui représente l'état stationnaire de manière reproductible et qu'on considérera comme étant les courbes d'écoulement des matériaux, c'est à dire, les courbes représentant l'évolution de la contrainte en fonction du gradient de vitesse en régime stationnaire.

Si le gradient de vitesse choisi pour la mesure est suffisamment faible pour ne pas induire d'effets visqueux, l'écart entre les contraintes seuil mesurées par les deux sollicitations, à faible taux de cisaillement constant et en rampe de cisaillement, est de l'ordre de 10% de la plus petite des valeurs.

D'autres mesures rhéométriques moins systématiques que celles présentées ici ont été effectuées mais seront précisées au fur et à mesure de ce mémoire.

2.3 Dispositif expérimental : instabilité de Rayleigh-Taylor

2.3.1 Premières réflexions

Pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor, il existe comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent deux grandes catégories d'expériences : soit la gravité est utilisée directement comme générateur de l'instabilité, en plaçant les fluides dans une stratification gravitationnellement instable, le fluide du haut étant plus lourd que celui du bas ; soit elle est artificiellement modifiée moyennant les techniques précisées dans le premier chapitre.

Pour nos expériences, nous souhaitions travailler avec un dispositif simple, contrôlable, et pouvant être adapté à nos différents fluides et situations expérimentales. Nous avons testé plusieurs techniques avant de faire notre choix final.

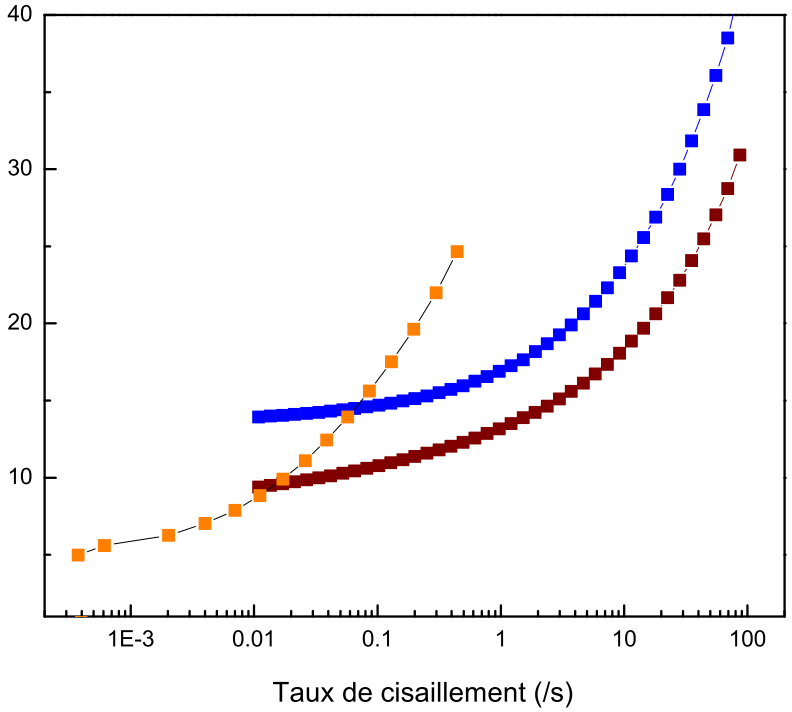

FIGURE 2.16 – Exemples de courbes d'écoulement pour les trois classes de matériaux : Emulsion (bleu), gel de carbopol (rouge), spacer (orange). La contrainte (en pascals) est représentée en fonction du taux de cisaillement.

Accélération :

Nous avons pensé à modifier artificiellement la gravité en entraînant, par exemple, une cuve cylindrique, contenant deux fluides dans une configuration gravitationnellement stable (fluide léger sur fluide lourd), en rotation autour d'un axe vertical en utilisant un agitateur de type Heidolph. La cuve est suspendue à une tige en acier elle même attachée à l'agitateur. Si cette méthode a effectivement permis de déstabiliser certaines interfaces initialement stables, elle nous a posé plusieurs problèmes. D'abord, la mise en route du dispositif et l'atteinte d'un régime permanent de la rotation prenait un temps plus important que le temps caractéristique de l'instabilité elle-même. Ainsi, quand l'interface se déstabilisait, nous n'étions pas en mesure de définir de manière exacte la vitesse de rotation à laquelle l'instabilité avait eu lieu et nous ne pouvions pas être sûrs que cela résulte de la propagation effective d'une instabilité gravitaire ou d'un bousculement des deux fluides lors du régime transitoire du mouvement de rotation. Cette difficulté de contrôle de l'expérience, conjuguée à une mauvaise reproductibilité des résultats et à de grandes difficultés de visualisation durant la rotation de la cuve, ont été les raisons pour lesquelles nous avons

écarté ce dispositif.

Une deuxième tentative a consisté à utiliser un pot vibrant où une cuve cylindrique contenant deux fluides superposés a priori stables est vibrée à une amplitude A et à une fréquence f. Nous disposions au laboratoire d'un pot qui permettait d'atteindre des fréquences de l'ordre de 20 kHz et une amplitude maximale de 8 mm, permettant ainsi une accélération $a = 16Af^2$ maximale de 75g. Néanmoins, ceci n'a pas suffi pour déstabiliser l'interface dans la gamme des fluides que nous avions, probablement parce que ces larges accélérations ne pouvaient être atteintes que pendant des temps courts.

2.3.2 Mise en contact des deux fluides

Nous avons choisi de mettre en contact les deux fluides initialement au repos, le plus dense étant en haut. Si cette manière de procéder a l'avantage d'être simple et moins coûteuse par rapport à d'autres procédures (voir 1.2.1), elle n'est pour autant pas évidente à réaliser.
En effet, la mise en contact des deux fluides dans cette configuration s'est vite avérée difficile. En essayant de placer directement le fluide lourd au-dessus du fluide léger en utilisant une seringue par exemple, et quand les conditions sont favorables à l'instabilité, les gouttelettes du fluide lourd commencent à s'enfoncer dans le fluide léger dès qu'elles sont posées et il est, par conséquent, difficile de placer une couche uniforme du fluide lourd avant que l'instabilité ne se manifeste. Pour cela, il nous fallait donc trouver un moyen qui permet une mise en place complète et contrôlée des deux fluides avec une interface initialement plane. Nous avons donc pensé à nous servir d'une plaque qui séparerait initialement les deux fluides avant d'être retirée pour permettre le contact. Le dispositif que nous avons adopté, et qui a d'ailleurs été utilisé dans d'autres approches expérimentales [53, 28] est composé de (Fig. 2.17) :

- une cuve rectangulaire transparente en plexiglas contenant à 5 cm du fond des rainures hautes de 2 mm tout autour de ses parois internes. Ces rainures servent à accueillir une plaque de séparation. Les dimensions de la cuve sont précisées sur le schéma. Elles sont choisies de manière à offrir une bonne surface de contact entre les deux fluides ainsi qu'à minimiser les effets de bords.
- une plaque rigide, lisse, en acier d'une épaisseur de 1.75 mm pouvant être glissée dans les rainures de manière à distinguer deux compartiments dans la cuve : un compartiment du haut au-dessus de la plaque et un du bas, en-dessous de celle-ci. La plaque a été choisie de structure rigide afin de pouvoir être guidée à travers les rainures de manière contrôlée et d'éviter qu'elle ne se déforme durant le déplacement, notamment sous le poids du fluide du haut. Pour une bonne étanchéité de la cuve, un joint en caoutchouc a été placé au niveau de la rainure par laquelle est retirée la plaque. Un compartiment de récupération est placé à l'arrière de la cuve pour pouvoir récupérer les volumes de fluides qui réussiraient à fuir.
- une caméra rapide CCD, du fabricant Allied Vision Technologies (AVT), de fréquence d'acquisition maximale de 30 images par seconde. Un objectif de 45 mm est utilisé afin

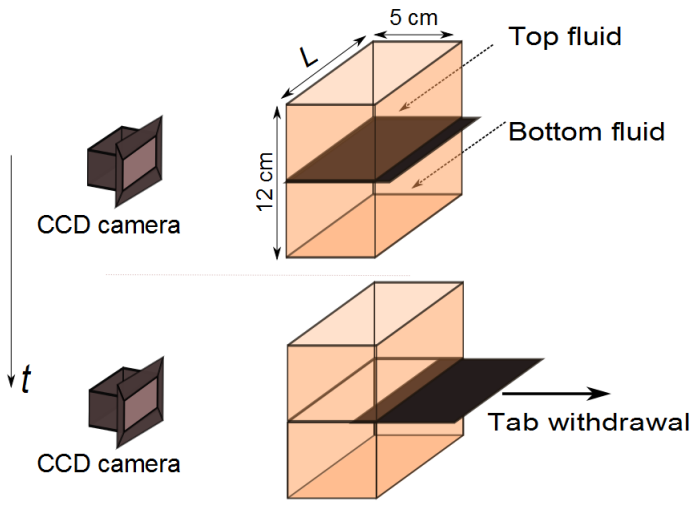

FIGURE 2.17 – Schéma du dispositif expérimental

d'avoir une image suffisamment agrandie. L'axe optique de la caméra est reglé à 90 degrés du plan de la plus grande longueur de la cuve de manière à suivre l'évolution de l'interface sur la longueur préférentielle des éventuelles perturbations qui tendraient à se développer.

La cuve est placée sur un socle solide et lourd, couvert d'un tapis antidérapant pour les limiter l'effet des vibrations mécaniques.

2.3.3 Configurations étudiées

Dans nos expériences de caractérisation expérimentale de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, nous nous sommes intéressés à trois configurations de fluides :

- d'abord, nous avons étudié la situation d'un couple de fluides newtoniens. L'objectif derrière ce premier cas de figure qui est bien étudié en littérature était de valider le dispositif expérimental présenté dans le paragraphe précédent.

- ensuite, nous nous sommes intéressés au cas d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien, une situation jusqu'alors non étudiée expérimentalement dans la littérature. Le dispositif expérimental utilisé est le même qu'avec les fluides newtoniens mais quelques précautions et ajustements se sont avérés nécessaires afin de s'adapter au comportement rhéologique du fluide à seuil.

- enfin, le cas de deux fluides à seuil en contact a été abordé pour tester l'étendue de l'approche expérimentale adoptée.

Dans le chapitre 3, nous détaillerons la procédure expérimentale suivie dans les trois situations précisées ci-dessus ainsi que les différentes adaptations qui ont été nécessaires pour une bonne caractérisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans chaque cas.

2.4 Dispositif expérimental : dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique

2.4.1 Principe général et paramètres à varier

Le principe des expériences que nous avons conçues pour caractériser le dépôt de fluides à seuil sur les parois internes d'une conduite cylindrique est assez simple : il s'agit de faire s'écouler un fluide à seuil modèle, du gel de carbopol de contrainte seuil τ_c, dans une conduite cylindrique verticale de rayon R ayant un orifice de sortie de rayon $r \leq R$ et de regarder le dépôt laissé sur les parois à la suite du passage du fluide. Divers paramètres ont été variés pour étudier leur effet sur l'épaisseur du dépôt. La contrainte seuil du gel de carbopol varie entre 10 et 60 Pa. Le rayon du cylindre R est varié entre 10 mm et 17 mm. Le carbopol est poussé soit avec de l'air, soit avec d'autres fluides newtoniens non-miscibles de viscosités différentes notamment de l'huile de dodécane (1 cP) ou des huiles silicones (20, 350 ou 1000 cP). Pour la mise en écoulement, un régulateur de pression de marque Fluigent est utilisé (MFCZ, 0-2bar, précision $\pm$1 mbar) pour fixer la pression P à l'entrée du cylindre. Cette pression variera entre $p_{atm} \leq P \leq p_{atm} + 200$ mbar. A la sortie du cylindre, elle est égale à la pression atmosphérique $p_{atm} = 1$ atm. La vitesse d'écoulement résultante varie entre 0.01 et 25 mm/s.

2.4.2 Dispositif

La figure (Fig. 2.18) représente le montage expérimental utilisé dans les expériences de dépôt.

La mise en place de ces expériences se fait comme suit. Nous commençons par mettre en place le gel de carbopol dans la conduite cylindrique. Pour introduire un minimum de bulles d'air dans le gel et éviter d'en déposer sur la partie haute de la conduite cylindrique pendant la mise en place, celui-ci est injecté à partir du bas de la colonne à l'aide d'une seringue en plastique de 200 mL jusqu'à atteindre la hauteur souhaitée. Quand un autre fluide que l'air est utilisé au-dessus du fluide à seuil, il est ajouté délicatement à partir du haut en inclinant la conduite et en le faisant écouler doucement le long des parois. Nous essayons d'avoir l'interface la plus plane possible entre les deux fluides en début d'expérience. Le tube est ensuite fixé verticalement à l'aide d'une potence et l'arrivée d'air est branchée à son extrémité haute afin de permettre d'imposer une certaine pression à cet endroit et donc une certaine vitesse d'écoulement. Notons qu'à l'extrémité basse du tube, nous avons adapté une pièce permettant de réduire la section du cylindre pour permettre d'accéder à une gamme de vitesse plus large. Par ailleurs, les parois du tube sont systématiquement traitées pour éviter tout problème de glissement. En effet, en l'absence de ce traitement, nous avons constaté que le carbopol ne s'écoulait pas mais glissait en bloc le long de la paroi du tube. Pour limiter le glissement, des traitements mécaniques et chimiques sont possibles. Mécaniquement, il peut être envisageable de changer la rugosité des parois, en collant dessus du papier de verre par exemple, de manière à ce que la rugosité soit plus grande que la taille caractéristique de la micro-structure du fluide que l'on veut

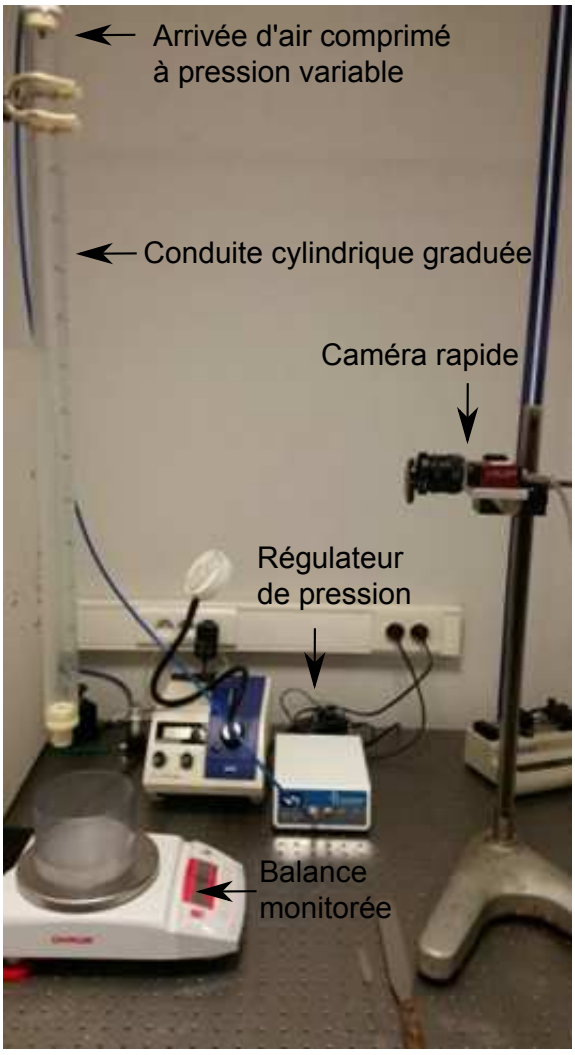

FIGURE 2.18 – Dispositif expérimental de l'expérience de dépôt

faire écouler. Ainsi, les inclusions qui s'écoulent le long des parois peuvent être piégées entre les pics de la surface limitant ainsi l'écoulement [97]. Toutefois, ce traitement mécanique n'était pas envisageable dans notre cas car il aurait altéré la qualité de visualisation des expériences. Nous avons donc opté pour un traitement chimique. Ce traitement consiste à remplir le tube d'une solution de Polyéthyléneimine (PEI) dissout dans de l'eau à 0.2 % de concentration massique [22] : il s'agit d'un polymère cationique qui tend à s'attacher aux surfaces chargées négativement et à former des liaisons complexes avec les chaînes du carbopol à travers des interactions ioniques, bloquant ainsi le glissement du gel sur les parois. Nous laissons agir la solution pendant 12 heures avant de la retirer et laisser les conduites sécher à l'air libre à température ambiante. Dès lors, le carbopol ne glisse plus, et nous pouvons effectuer les expériences. Afin de suivre l'écoulement du fluide dans la conduite, nous avons fixé une caméra rapide (vitesse d'acquisition jusqu'à 30 images par seconde)

sur un support mobile suivant la direction verticale pour obtenir la vitesse de l'interface entre les deux fluides pendant l'expérience. Nous avons aussi utilisé une balance reliée à un ordinateur pour pouvoir faire le suivi de masse de carbopol m qui s'écoule du cylindre dans le temps.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents matériaux que nous avons utilisés ainsi que les différentes méthodes de caractérisation qui ont permis de mieux les définir. Nous avons aussi décrit les dispositifs et méthodes expérimentaux auxquels nous renverrons au long de ce mémoire.

Chapitre 3

Expériences sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor

Ce troisième chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Dans notre démarche, nous souhaitions explorer des situations qui se rapprochent de plus en plus du problème réel, tout en partant du cas le plus simple à étudier et le plus contrôlé. Dans ce sens, trois configurations ont donc été explorées où les fluides testés sont superposés au repos. D'abord, la situation d'une interface séparant deux fluides newtoniens sera étudiée pour évaluer la validité de l'approche et du dispositif expérimental. Ensuite, le cas d'un couple fluide à seuil / fluide newtonien sera examiné. Dans une première partie, l'instabilité sera décrite en étudiant l'effet de différents paramètres qui auront été définis comme importants pour le problème. L'effet de la mise en écoulement des fluides sur l'évolution de l'interface est notamment abordé. Dans une deuxième partie, les résultats trouvés dans cette configuration seront analysés à travers une approche expérimentale qui fournira des informations plus précises sur l'origine de l'instabilité. La dernière configuration se rapprochera un peu plus de la réalité et sera celle de deux fluides à seuil en contact. Elle permettra d'étendre la description de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à ce cas plus générique.

Sommaire

3.1 Fluides newtoniens 81
3.1.1 Rappel de la théorie 81
3.1.2 Résultats expérimentaux 81
3.2 Fluide à seuil / fluide newtonien : résultats 88
3.2.1 Protocole expérimental et précautions 88
3.2.2 Description qualitative et résultats quantitatifs 90
3.2.3 Influence de différents paramètres 95
3.2.4 Schéma général de l'instabilité 109
3.3 Fluide à seuil / fluide newtonien : analyse 110

3.3.1 Comparaison avec la théorie élastique 110
3.3.2 Comparaison avec la théorie plastique 112
3.3.3 Analyse expérimentale de la digitation 113
3.4 Fluides à seuil 124
3.4.1 Protocole expérimental et précautions 124
3.4.2 Résultats 126
3.4.3 Conclusion 133
3.5 Résumé des résultats du chapitre 134

3.1 Fluides newtoniens

Avant d'étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas des fluides à seuil, nous avons d'abord exploré une situation bien étudiée dans la littérature, celle des fluides newtoniens. Nous voulions essentiellement vérifier le critère expérimental établi pour ces fluides de manière à pouvoir valider le dispositif dans une situation bien maîtrisée avant de se lancer dans l'exploration du cas plus complexe des fluides à seuil.

3.1.1 Rappel de la théorie

Considérons qu'un fluide newtonien repose, dans le champ gravitationnel, sur un autre fluide newtonien moins dense dans une cuve rectangulaire de grande longueur L. Soit $\Delta\rho$ la différence de densité entre les deux fluides et γ la tension associée à leur interface. Nous avons vu que l'analyse de stabilité linéaire [20] définit une différence de densité critique $\Delta\rho_{cr}$ et une longueur critique L_{cr} telles que l'instabilité a lieu si :

$$\Delta\rho > \Delta\rho_{cr} = \frac{4\pi^2\gamma}{gL^2} \quad \text{ou} \quad L > L_{cr} = 2\pi\sqrt{\frac{\gamma}{g\Delta\rho}} \tag{3.1}$$

Lorsque le fluide lourd est au-dessus, le nombre d'onde tel que $kL_{cr} = 1$ est un nombre d'onde de coupure, au dessus duquel les perturbations sont neutres et au-dessous duquel elles s'amplifient. Notons que ce nombre d'onde de coupure est indépendant de la viscosité des fluides concernés par l'instabilité.

Quand l'interface est instable, le mode le plus instable, ou en d'autres termes celui dont le taux de croissance est le plus grand, est défini tel que $kL_c = 0.6$. Ce mode devrait correspondre à la longueur d'onde observée dans les expériences $L_{cr} = 2\pi\gamma/(g\Delta\rho)$, au moins aux premiers instants, tant que son amplitude reste suffisamment petite pour que les effets non linéaires ne se manifestent pas.

3.1.2 Résultats expérimentaux

Dans la situation des fluides newtoniens, nous nous intéressons principalement au cas où les fluides superposés sont non miscibles (des solutions aqueuses et des huiles principalement). Nous utilisons comme solutions aqueuses des solutions d'éthanol ou d'iodure de sodium dont nous varions la densité en variant la concentration en éthanol ou en iodure de sodium. Les solutions d'éthanol permettent d'obtenir les densités inférieures à 1 et celles d'iodure de sodium les densités supérieures à 1. Pour l'huile, nous utilisons principalement une huile silicone ayant une viscosité égale à 350 cP et une densité égale à 970 cP. Les solutions aqueuses (d'éthanol ou d'iodure de sodium) sont placées dans le compartiment du haut du dispositif expérimental. Par souci de précision, la densité de la solution est

mesurée avant chaque utilisation car l'éthanol est particulièrement volatil. Ces solutions occuperont le compartiment du haut de la cuve décrite dans la section 2.3.2. Dans le compartiment du bas, les huiles silicones sont utilisées.

Pour optimiser le contraste de couleur entre les fluides superposés et permettre une bonne visualisation, les solutions d'éthanol sont colorées à l'encre bleue. Cette dernière est choisie de manière à entrainer des modifications minimes de la densité et de la tension superficielle de la solution d'éthanol. Quand la coloration fait varier la densité, les valeurs effectives de celle-ci sont prises en compte.

L'huile silicone est versée dans le compartiment du bas jusqu'à atteindre le niveau de la plaque. Ensuite, celle-ci est glissée dans les rainures jusqu'à ce que les deux compartiments du dispositif expérimental soient complètement isolés l'un de l'autre. Une fois la plaque en place, le fluide du haut est versé par-dessus. Les deux fluides sont laissés au repos pendant quelques secondes, le temps que les surfaces supérieures soient complètement planes. Ensuite, la plaque est retirée et l'évolution de l'interface est suivie avec la caméra.

Vérification du critère expérimental :

Quand la plaque de séparation est retirée, en fonction de la manière avec laquelle évolue l'interface, nous distinguons deux situations :

- l'interface séparant les deux fluides ne subit pas de déformations macroscopiques visibles ou alors se met à osciller pendant quelques secondes avant que les perturbations s'amortissent et que l'interface redevienne horizontale. Dans une telle situation, l'interface reste plane même si on tente de rajouter des déformations supplémentaires en la perturbant avec une spatule par exemple. Nous considérons que l'interface est stable.

- nous observons la formation d'un certain nombre de doigts des deux fluides qui s'interpénètrent. Ce nombre varie selon les caractéristiques des fluides superposés, et augmente avec la densité, ce qui rejoint les prédictions de la théorie. Effectivement, plus la différence de densité est grande, moins la longueur d'onde qui serait amenée à se former est importante ce qui donne lieu à la formation d'un nombre plus important de doigts observés. L'interpénétration continue jusqu'au basculement complet des deux fluides, le fluide dense occupant à ce niveau le bas de la cuve. Nous parlons d'ici de situation instable.

La figure (Fig. 3.1) montre l'évolution de l'interface séparant une solution d'éthanol et de l'huile silicone dans un cas instable.

La cinétique de formation des doigts dépend elle aussi des paramètres des fluides mais passe globalement par trois régimes. Il y a d'abord un certain temps de latence entre le début du retrait de la plaque et les premières déformations visibles. S'en suit une phase d'accélération : si nous considérons la crête d'un doigt du fluide du haut qui avance vers le bas, on observe que sa vitesse normale augmente jusqu'à atteindre un troisième régime, de

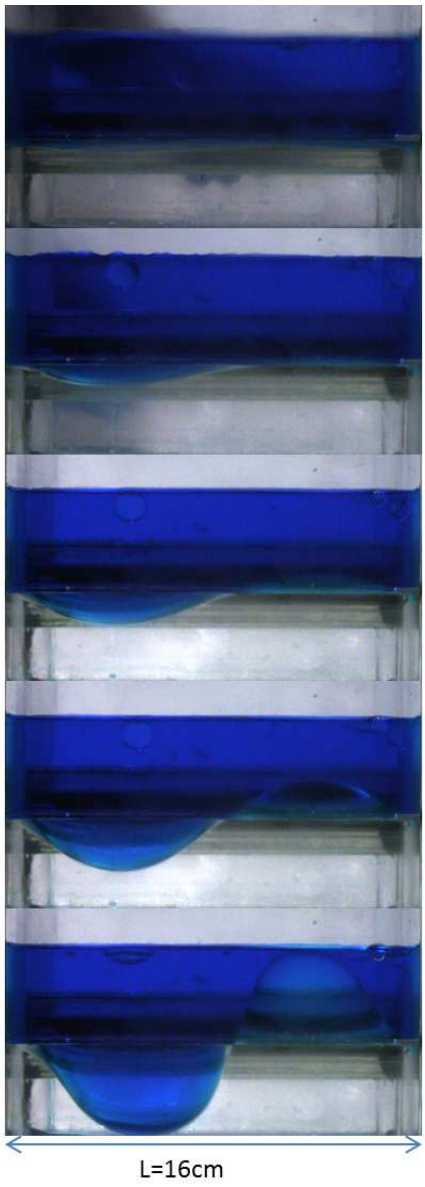

FIGURE 3.1 – Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de deux fluides newtoniens : de l'huile silicone 350 cP sous une solution d'éthanol, aux instants 0, 6, 12, 18 et 24 s ; l'origine du temps étant prise quand la plaque est retirée à moitié. la différence de densité est de $\Delta\rho$= 13 kg/m^3 et $\Delta\rho_{cr}$= 4.15 kg/m^3

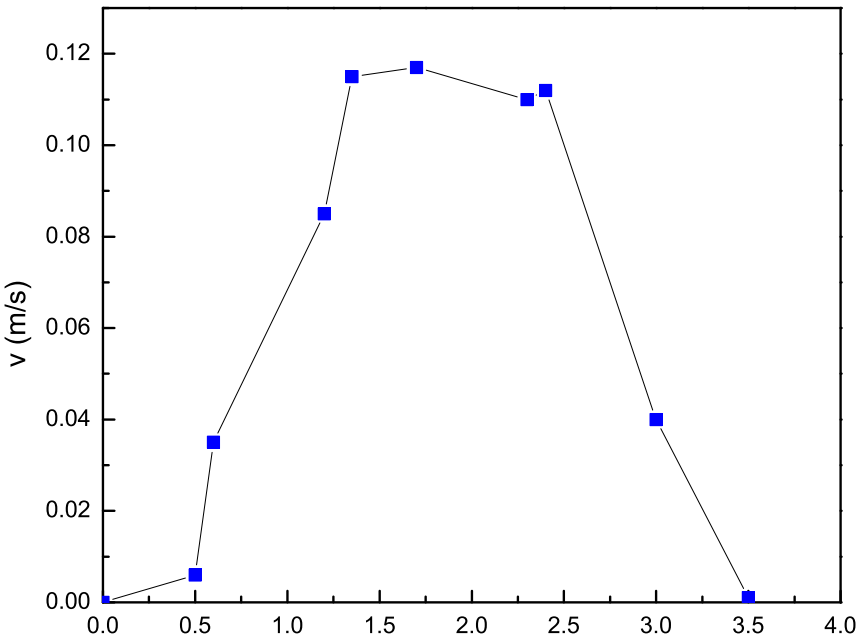

FIGURE 3.2 – Vitesse de chute du point le plus bas d'un doigt de fluide newtonien (initialement dans le compartiment du haut) dans une situation instable en fonction du temps t (s). La différence de densité est de $\Delta\rho = 23$ kg/m^3 et $\Delta\rho_{cr} = 5.5$ kg/m^3

saturation, où elle devient constante. Enfin, cette vitesse se met à diminuer en s'approchant du fond de la cuve jusqu'à complètement s'annuler (Fig. 3.2).

En plus de ces deux situations, nous obtenons parfois un troisième cas de figure, que l'on appelle Stable / Instable, où l'instabilité se manifeste quand on apporte des déformations supplémentaires à l'interface. Ce cas de figure correspond généralement à des situations où les paramètres des fluides sont proches des paramètres critiques liés à l'instabilité.

Le tableau 3.1 reprend les résultats d'expériences faites avec l'huile silicone de viscosité 350 cP comme fluide du bas. Pour le calcul de $\Delta\rho_{cr}$, la longueur considérée est la grande longueur de la cuve $L = 16$ cm.

Sont précisés dans les différentes colonnes, le numéro de l'expérience, la nature du soluté dissout dans de l'eau du compartiment du haut, son pourcentage massique, les densités respectives du fluide du haut ρ_1 et celui du bas ρ_2, la tension interfaciale, les différences de densités effective (dans l'expérience) et critique définie par la théorie de Rayleigh-Taylor

Exp.	Soluté du haut	%m du soluté	ρ_1 (kg/m^3)	ρ_2 (kg/m^3)	γ (mN.m$^-$1)	$\Delta\rho$ (kg/m^3)	$\Delta\rho_{cr}$ (kg/m^3)	Interface observée	Interface prévue	Expériences / Théorie
1	NaI	61.09	1800	970	78.10	830	12.2	Instable	Instable	✓
2	NaI	45.36	1300	970	66.5	330	10.4	Instable	Instable	✓
3	NaI	40.90	1200	970	65.2	230	10.2	Instable	Instable	✓
4	NaI	36.39	1100	970	63.	130	9.9	Instable	Instable	✓
5	NaI	0	1000	970	54.5	30	8.5	Instable	Instable	✓
6	C_2H_6O	3.33	993	970	35	23	5.5	Instable	Instable	✓
7	C_2H_6O	7.14	985	970	31	15	4.8	Instable	Instable	✓
8	C_2H_6O	10.00	979	970	27.5	9	4.3	Instable	Instable	✓
9	C_2H_6O	10.28	978.4	970	25.6	8.4	4.0	Instable	Instable	✓
10	C_2H_6O	12.14	974.5	970	25	4.5	3.9	Instable	Instable	✓
11	C_2H_6O	13.23	972.2	970	23.75	2.2	3.7	Stable/Instable	Stable	×
12	C_2H_6O	13.29	972.1	970	23.66	2.1	3.7	Stable	Stable	✓
13	C_2H_6O	13.33	972	970	23.6	2	3.7	Stable	Stable	✓
14	C_2H_6O	13.57	971.5	970	23.5	1.5	3.6	Stable	Stable	✓
15	C_2H_6O	13.81	971	970	23	1	3.6	Stable	Stable	✓
16	C_2H_6O	14.00	970.6	970	22.5	0.6	3.5	Stable	Stable	✓

TABLE 3.1 – Vérification expérimentale du critère d'instabilité dans le cas de deux fluides newtoniens

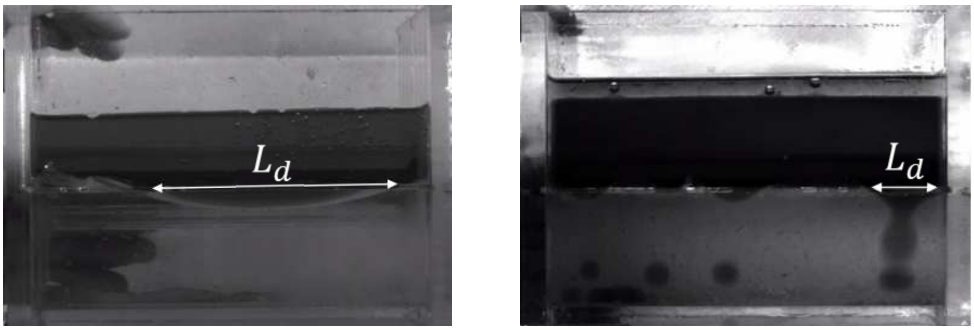

FIGURE 3.3 – Exemples de mesure de L_d

pour le fluide newtonien. L'évolution de l'interface observée est aussi précisée ainsi que celle prévue par la théorie. Enfin, un signe ✓indique un accord entre les deux évolutions et un × un désaccord.

Pour les expériences 8 et 12, nous avons testé deux autres viscosités de l'huile silicone, 20 et 1000 cP. Pour l'expérience 8, si la cinétique de l'évolution de l'interface a été ralentie par la grande viscosité et accélérée par la petite, l'interface est restée instable et les longueurs d'onde qui se sont développées étaient égales, à 10% près, à celles retrouvées à la viscosité 350 cP. L'interface est restée stable dans l'expérience 12. Ceci rejoint les prédictions de la théorie qui stipule une indépendance du nombre d'onde critique avec la viscosité.

Nous observons donc que, globalement, les résultats expérimentaux sont en accord avec les prédictions théoriques. Le seul cas où les observations et les prévisions sont en désaccord est l'expérience 11. Une possible explication de cela est que cette expérience présente un cas limite de transition du domaine stable vers le domaine instable. Ainsi, la cohérence entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques est une première validation du dispositif expérimental.

Longueurs d'ondes prédites et longueurs d'ondes observées :

Nous nous sommes intéressés aux longueurs d'ondes développées au cours des expériences qui se sont avérées instables et nous les avons comparées aux longueurs prédites en théorie. D'un point de vue pratique, nous avons directement comparé la largeur d'un doigt L_d, qui correspond à une demi-longueur d'onde, à la moitié de la longueur d'onde prédite, c'est à dire, à $L_{th} = 1/2L_{cr} = 2\pi\gamma/(g\Delta\rho)$. Nous procédons ainsi car, par exemple près de la limite, seule la moitié de l'onde est visible.

La figure 3.3 montre deux exemples de mesure de L_d.

En analysant les résultats reportés sur le tableau 3.2, nous remarquons que, qualitativement, la longueur du doigt diminue avec la différence de densité entre les fluides superposés. Par contre, si nous comparons les longueurs observées avec celles qui sont prédites, nous

Exp.	$\Delta\rho$ (kg/m^3)	L_d cm	L_{th} cm	Ecart (%)
1	830	2.62	1.62	38
2	330	4.07	2.37	41
3	230	6.21	2.81	54
4	130	7.02	3.68	47
5	30	10.37	7.12	31
6	23	11.88	6.52	45
7	15	11.14	7.60	32
8	9	10.57	9.24	12
9	8.4	11.23	9.23	17
10	4.5	11.02	12.46	14

TABLE 3.2 – Comparaison des longueurs d'onde expérimentales et théoriques

remarquons qu'il y a un écart relativement faible aux petites différences de densité, près de la limite d'instabilité, mais qui est beaucoup plus important aux grandes différences de densité.

Une explication possible de ceci est que, aux grandes différences de densités, le taux de croissance de l'instabilité est plus élevé au point que le domaine non-linéaire (où les prédictions de l'analyse de stabilité linéaire ne sont plus valables) est vite atteint. Les longueurs mises en jeu ne peuvent donc plus être prévues en utilisant une analyse de stabilité linéaire comme nous avons suggéré plus haut, d'autant plus qu'avec la caméra dont nous disposons, et qui a une vitesse d'acquisition de l'ordre de 30 fps, il est difficile de visualiser les toutes premières longueurs d'onde qui se manifestent dans le régime linéaire. En outre, il faut mentionner que les longueurs prévues sont calculées en prenant l'hypothèse d'un système bidimensionnel, alors que dans expériences, les phénomènes sont largement tridimensionnels : les doigts des deux fluides newtoniens se forment à différentes distances des parois de la cuve et ont des formes de champignons, en "volume", dont la taille varie en fonction de la différence de densité et de la tension de surface.

Nous dirons que d'un point de vue qualitatif, nous obtenons, avec notre dispositif, les bonnes tendances d'évolution des longueurs d'ondes avec les paramètres du problème, notamment la densité. Par contre, quantitativement, il subsiste un écart, de l'ordre de 15% autour de la limite d'instabilité mais qui grandit quand on s'en éloigne, entre les longueurs prédites par ASL et les longueurs observées.

Pour conclure, nous dirons que si le dispositif ne permet pas d'avoir exactement les longueurs prévues théoriquement, il permet une très bonne validation du critère expérimental, ce qui nous encourage à l'utiliser pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans des cas un peu plus complexes, à commencer par l'interface fluide à seuil / fluide newtonien.

3.2 Fluide à seuil / fluide newtonien : résultats

3.2.1 Protocole expérimental et précautions

Configuration générale

Pour étudier l'instabilité de Rayleigh Taylor dans le cas d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien, nous superposerons, dans la cuve décrite dans le chapitre précédent, des solutions d'iodure de sodium au-dessus d'émulsions inverses, moins denses.

Les solutions d'iodure de sodium dont on va varier la densité entre 1000 et 1800 kg/m^3 tout en gardant une viscosité constante de 1 cP vont permettre de varier la différence de densité entre les deux fluides superposés.

Les émulsions inverses qui sont utilisées ont été décrites en détail dans le chapitre précédent. Elles permettent de varier librement les paramètres rhéologiques du problème, notamment la contrainte seuil et le module élastique, en changeant la fraction volumique de leur phase continue. Cette variation se fait tout en gardant une densité quasiment constante, égale à 1000 kg/m^3.

Le fluide à seuil occupe donc le compartiment du bas de la cuve et le fluide newtonien celui du haut. Les deux fluides sont non-miscibles.

Adaptation de la procédure expérimentale au cas du fluide à seuil :

Particularité du fluide à seuil : possibilité de liquéfaction suite au cisaillement

La principale particularité du fluide à seuil par rapport au fluide newtonien est que le cisaillement induit par le retrait de la plaque de séparation risque de le faire passer dans son état liquide quand la déformation induite dépasse sa déformation critique. Ainsi, pour maintenir le fluide à seuil dans son état solide, nous avons délicatement ajouté une couche de fluide newtonien, d'à peu près 3 mm de hauteur, entre le fluide à seuil et la plaque.

Nous avons testé deux fluides newtoniens :

- la phase continue de l'émulsion inverse, majoritairement composée d'huile de dodécane

- la solution d'iodure de sodium

Nous avons vérifié si l'ajout d'une fine couche de ces fluides au-dessus de l'émulsion modifie ou non ses propriétés rhéologiques.

Choix de la solution interstitielle : diverses vérifications

Pour ce faire, nous avons placé une couche de fluide newtonien au-dessus du fluide à seuil dans un pot ayant un diamètre de 2.5 cm et une profondeur de 5 cm. Nous avons attendu une vingtaine de minutes, qui est le temps caractéristique d'une expérience et avons procédé à des mesures de contrainte seuil à différentes hauteurs dans le fluide à seuil pour voir comment celle-ci a varié.

Les mesures ont été faites sur deux échantillons de fluide à seuil : après avoir retiré le liquide newtonien à la pipette, le premier (échantillon 1) a été prélevé juste à la surface du fluide à seuil sur une profondeur égale à celle de la couche newtonienne mise, et l'autre (échantillon 2), a été pris en homogénéisant, à partir de la nouvelle surface, une couche de fluide à seuil profonde de trois fois la hauteur du liquide newtonien mis par-dessus.

Nous avons alors trouvé qu'en superposant l'émulsion inverse et sa phase continue, la contrainte seuil chutait jusqu'à 70 % de la valeur initiale de la contrainte seuil, τ_{c_0} au niveau de la surface de contact, et à 85 % pour l'échantillon 2. Par contre, la contrainte seuil de l'émulsion restait constante, à 99 % près, sur toute la hauteur du matériau quand on la plaçait au contact d'une solution d'iodure de sodium.

Nous avons donc utilisé comme solution interstitielle la solution d'iodure de sodium. La couche est ainsi de même nature chimique que le fluide du haut, mais nous la fixons une densité inférieure de 20% en moyenne, de manière à ne pas se mettre dans les conditions de l'instabilité de Rayleigh-Taylor entre la couche interstitielle et le fluide à seuil.

Voyons maintenant quel impact a cette couche sur le fluide à seuil.

Pour une vitesse maximale de la plaque V=2 cm/s (dans nos expériences, la vitesse de la plaque varie entre 4 mm/s et 2 cm/s) qu'on vient retirer par-dessus la couche newtonienne interstitielle, à savoir la solution d'iodure de sodium, la contrainte de cisaillement à la surface supérieure du fluide à seuil, τ, s'exprime comme :

$$\tau = \mu\dot{\gamma} = \mu\frac{V}{h} = 0.006\text{Pa} \tag{3.2}$$

$\mu = 1$ cP étant la viscosité de la solution d'iodure de sodium et h=3 mm sa hauteur.

On constate donc que la contrainte de cisaillement induite est très inférieure aux contraintes seuil des émulsions utilisées, toutes supérieures à 5 Pa, et le fluide à seuil reste donc dans son état solide.

Mise en place des matériaux :

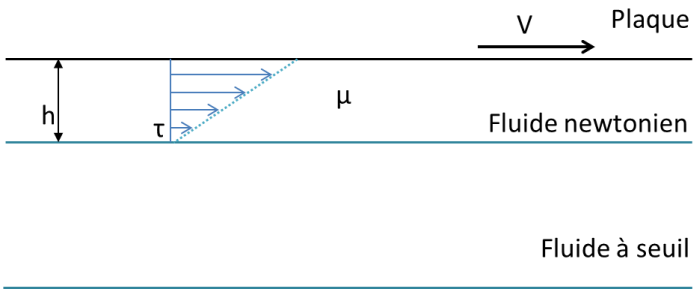

FIGURE 3.4 – La contrainte de cisaillement au niveau de la surface supérieure du fluide à seuil due au retrait de la plaque de séparation par-dessus le fluide newtonien interstitiel. Le schéma n'est pas fait à l'échelle réelle.

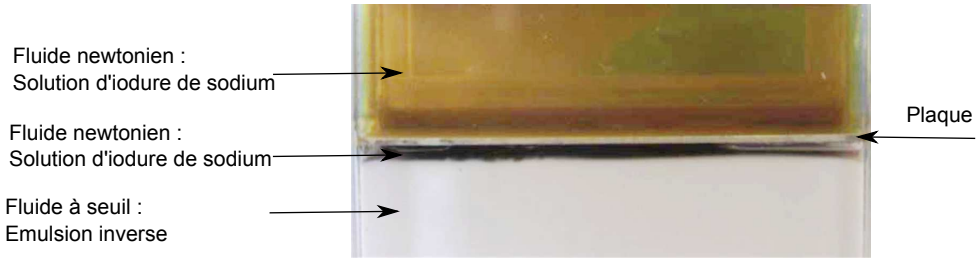

FIGURE 3.5 – Mise en place des matériaux. Largeur de la cuve : 16 cm.

Concernant la mise en place des matériaux (Fig. 3.5), on commence d'abord par verser le fluide à seuil dans le compartiment du bas de la cuve rectangulaire jusqu'à être à 3 mm à peu près du niveau de la plaque de séparation. En tapotant sur les parois de la cuve ou en se servant d'une spatule, nous arrivons à lisser la surface du fluide à seuil mais il faut noter que celle-ci n'est jamais parfaitement plane et qu'il est particulièrement compliqué de décrire de manière précise la distribution des déformations initiales qui change d'ailleurs d'une expérience à l'autre. Ensuite, à l'aide d'une pipette, la solution newtonienne interstitielle est rajoutée délicatement par-dessus jusqu'à atteindre le niveau de la plaque. Pour ne pas déformer de manière localisée le fluide à seuil, le jet de la pipette est dirigé vers les parois. Ceci permet de répartir la couche interstitielle de manière plus homogène. Ensuite, la plaque est glissée sur la couche interstitielle, dans les rainures, de manière à complètement isoler les deux compartiments de la cuve. Enfin, la solution newtonienne d'iodure de sodium est versée par-dessus la plaque.

3.2.2 Description qualitative et résultats quantitatifs

Quand le retrait de la plaque de séparation commence, il y a d'abord une première étape de mélange du fluide du haut avec le fluide interstitiel, tous deux newtoniens pour atteindre une densité intermédiaire d. En connaissant les densités et les hauteurs respectives des deux fluides, $(d_1\,;\,d_2)$ et $(h_1\,;\,h_2)$, cette densité est égale à $d = \frac{d_1h_1+d_2h_2}{h_1+h_2}$. C'est

cette densité homogénéisée qui sera prise en compte dans l'analyse des résultats.

Le mélange qui a lieu est en fait dû à une instabilité de Rayleigh-Taylor entre ces deux fluides newtoniens, celui du dessus étant légèrement plus dense. Il est visible dans toutes les expériences sous forme d'un courant de convection ayant une vitesse caractéristique de l'ordre de 10 cm/s, ce qui induirait, en considérant une couche de fluide à seuil de 3 mm de hauteur, des contraintes de l'ordre de 33 mPa, qui sont largement inférieures à l'ordre de grandeur des contraintes seuils des émulsions utilisées. Ce mélange ne risque donc pas de changer la rhéologie des émulsions étudiées.

Après le début du retrait de la plaque, deux situations très différentes se distinguent :

- dans la première situation, l'interface entre le fluide newtonien et le fluide à seuil n'évolue pas dans le temps, même à temps long de l'ordre de l'heure. La distribution des déformations initiales (bosses et creux initialement présents sur l'interface) reste la même et même si des perturbations additionnelles sont générées en perturbant l'interface, elles s'atténuent jusqu'à disparaître complètement et il est impossible de provoquer l'instabilité. Nous parlons ici d'interface stable.

- dans la deuxième situation (Fig. 3.6), nous observons la formation de doigts du fluide à seuil de forme tridimensionnelle de taille très inférieure par rapport aux dimensions de la cuve, faisant 1 à 2 cm de diamètre environ, qui remontent dans le fluide newtonien qui, lui, remplit l'espace libéré par l'émulsion. Les doigts du fluide newtonien se forment à différentes distances des parois de la cuve et atteignent brutalement le fond en un temps de l'ordre de la seconde. La digitation continue jusqu'à ce que les deux fluides intervertissent complètement leurs positions, le plus lourd occupant maintenant le bas de la cuve, de manière à minimiser l'énergie potentielle du système et à atteindre un équilibre énergétique.

La transition des cas stables aux cas instables se fait quand la différence de densité est augmentée ou alors quand les propriétés rhéologiques du matériau (seuil de contrainte et module élastique) diminuent. Pour pouvoir situer cette transition, nous avons effectué une série d'expériences où ces deux paramètres, à savoir la différence de densité et la rhéologie, à travers la contrainte seuil et le module élastique, ont été indépendamment variés. Les gammes de variation de la densité ont été fixées entre 200 et 800 kg/m^3.

À chaque différence de densité, nous commençons avec une émulsion dont la contrainte seuil (ou de manière équivalente le module élastique) est relativement élevée, nous faisons l'expérience et observons si l'interface est stable ou pas, le notons, et passons à une autre émulsion avec un seuil moins élevé. Nous réitérons cette série d'expériences pour différentes différences de densité. Les graphes (Fig. 3.7 et Fig. 3.8), dont chaque point représente une expérience faite avec une émulsion différente, reprennent les résultats de ces expériences :

Nous observons sur ces graphes que la transition entre les domaines stable et instable a lieu quand la différence de densité $\Delta\rho$ augmente, ou que le seuil d'écoulement τ_c, ou de

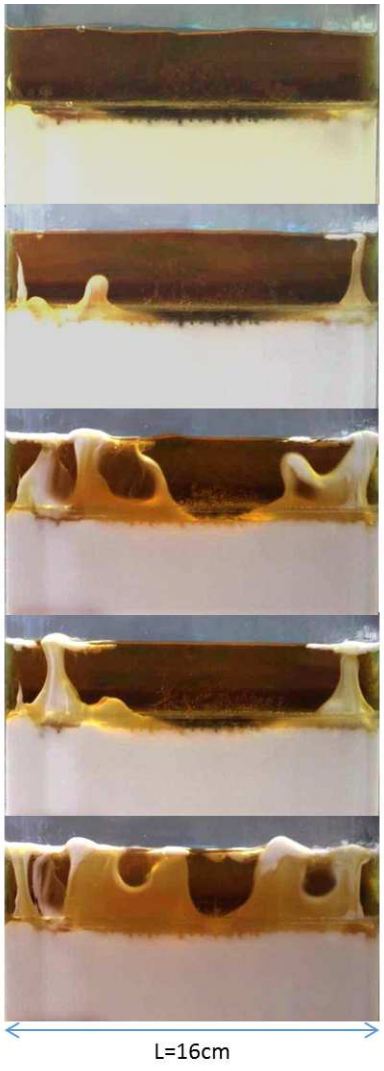

FIGURE 3.6 – Développement de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien : de l'émulsion inverse en-dessous d'une solution d'iodure de sodium, aux instants 0, 1.9, 3, 3.8 et 4.5 s.

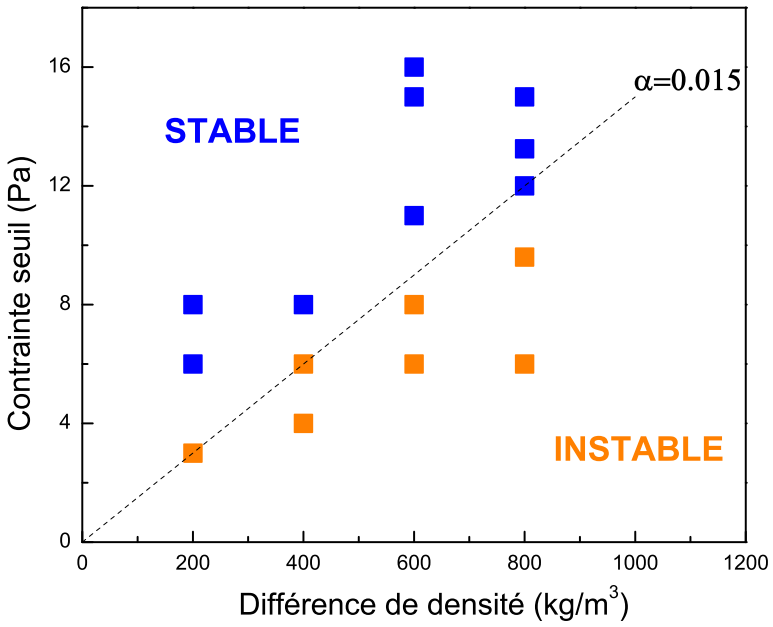

FIGURE 3.7 – Résultats expérimentaux pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor en terme de la contrainte seuil en fonction de la différence de densité. La limite linéaire en tirets sert de guide visuel qui délimite le domaine stable, en bleu, du domaine instable, en orange.

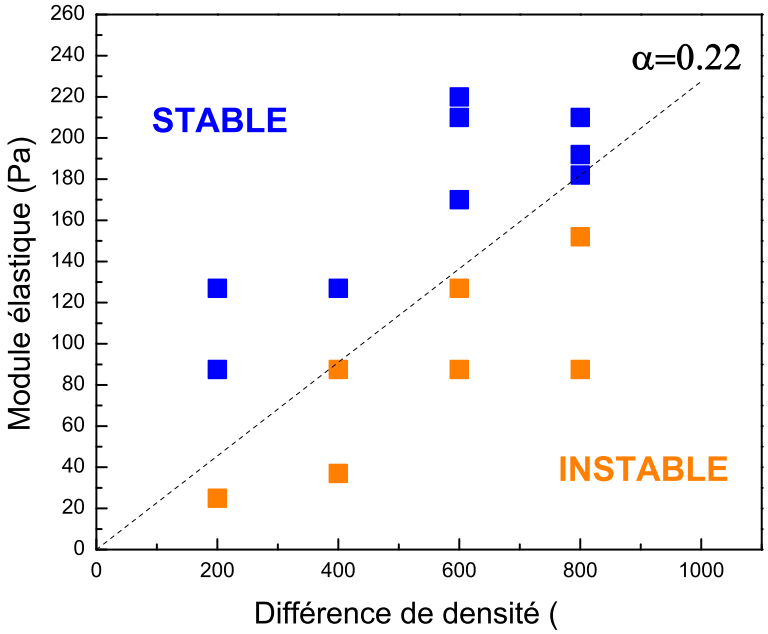

FIGURE 3.8 – Résultats expérimentaux pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor en terme du module élastique (G (Pa)) en fonction de la différence de densité ($\Delta\rho$(kg/m^3)). La limite linéaire en tirets sert de guide visuel qui délimite le domaine stable, en bleu, du domaine instable, en orange.

manière équivalente, le module élastique G, diminuent. Les résultats sont reproductibles à 10 %, qui n'est autre que l'incertitude sur les mesures des propriétés rhéologiques. En première approximation, nous pouvons donc considérer comme critère expérimental de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans notre configuration (fluides non-miscibles), les équations des courbes linéaires dessinées sur les graphes (Fig. 3.7 et Fig. 3.8).

$$\tau_c < 0.015\Delta\rho \tag{3.3}$$

ou

$$G < 0.22\Delta\rho \tag{3.4}$$

avec τ_c et G se mesurant en Pa et $\Delta\rho$ en kg/m^3

Notons que les droites considérées ne sont que des limites approximatives. On pourrait, en effet, faire passer plusieurs droites dans la gamme séparant le domaine stable du domaine instable sur les graphes (Fig. 3.7 et Fig. 3.8).

3.2.3 Influence de différents paramètres

Effets de la plaque de séparation : durée de retrait, épaisseur et contact avec le fluide à seuil

Dans nos expériences, le retrait de la plaque dure entre 3 et 15 s, entrainant une vitesse de retrait comprise entre 0.4 et 2 cm/s. Nous avons vérifié que sur cette gamme, la vitesse de retrait n'a pas d'impact sur le critère expérimental trouvé. Ceci peut être expliqué par le fait que ce temps de retrait reste largement supérieur au temps caractéristique de la diffusion et du mélange des solutions newtoniennes, interstitielle et supérieure. Ainsi, dès que le contact s'établit entre les deux couches newtoniennes, elles se mélangent pour donner une nouvelle solution d'iodure de sodium de densité intermédiaire, proche de celle du fluide du haut. La pression locale à la surface du fluide à seuil devient donc instantanément égale à la pression résultante du poids total de la solution du dessus et, suite au gradient de pression créé, l'instabilité de Rayleigh-Taylor peut, dès lors, avoir lieu.

La plaque de séparation est une plaque en acier, rigide, d'une épaisseur e=1.75 mm. Comme l'instabilité se déclenche peu après le début du retrait, nous nous sommes demandés si la chute, bien que sur une faible hauteur égale à l'épaisseur de la plaque, pourrait favoriser l'instabilité. Pour vérifier cela, nous avons fait quelques tests en utilisant, à la place de la plaque, une languette en plastique, fine et souple. Nous nous sommes vite rendu compte que si la languette souple réduisait la hauteur de "chute" du fluide newtonien d'un facteur 3 quasiment, elle posait de nouveaux problèmes : dans quelques situations, la languette fléchissait sous le poids du fluide du dessus pendant la mise en place des matériaux de manière à créer des zones de contact direct avec le fluide à seuil et de cisaillement local. Dans d'autres situations, dès le début du retrait, la languette se décollait complètement de la couche interstitielle sous l'effet de la différence de densité donnant lieu à un mouvement aléatoire de languette, que l'on a donc cherché à contrôler en utilisant la plaque rigide, tout en essayant d'avoir l'épaisseur la plus faible possible : la plaque d'acier que nous avons utilisée remplissait ces conditions. D'ailleurs, le domaine instable défini par les expériences faites avec languette souple est plus large que celui trouvé avec la plaque rigide comme nous pouvons observer sur la figure (3.9).

L'une des autres questions que l'on peut se poser par rapport à nos expériences est l'effet que pourrait avoir le contact direct entre la plaque de séparation et le fluide à seuil que l'on a évité, dans la série d'expériences présentées plus haut, en rajoutant la solution interstitielle.

Quand la plaque de séparation est retirée directement au contact du fluide à seuil, le glissement est négligeable entre celui-ci et la plaque, ce qui donne lieu à un cisaillement du fluide. Plus précisément, Mathilde Maillard qui a étudié le retrait d'une plaque d'un bain de fluide à seuil, a mis en évidence l'existence d'une couche de quelques millimètres d'épaisseur, en contact avec la plaque, qui est cisaillée à un taux de cisaillement constant

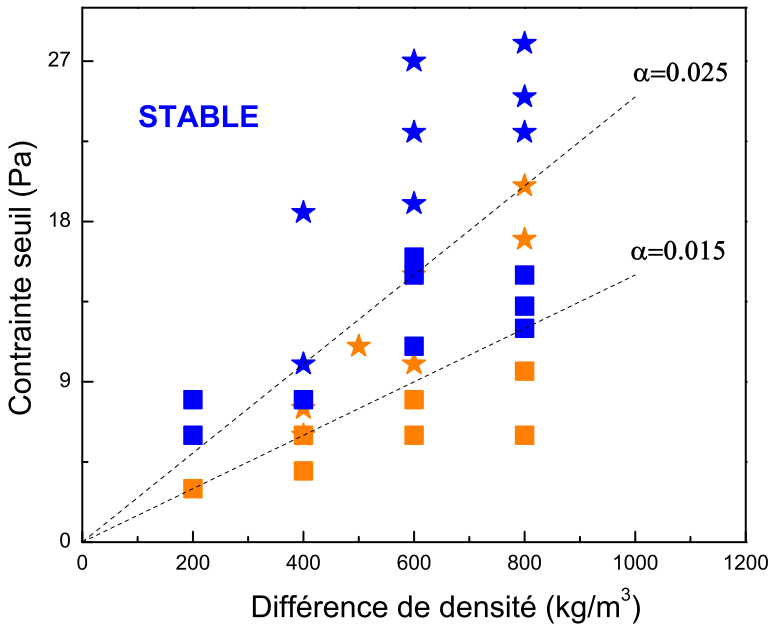

FIGURE 3.9 – Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Résultats en fonction de la contrainte seuil. Étoiles : languette souple, carrés : plaque rigide

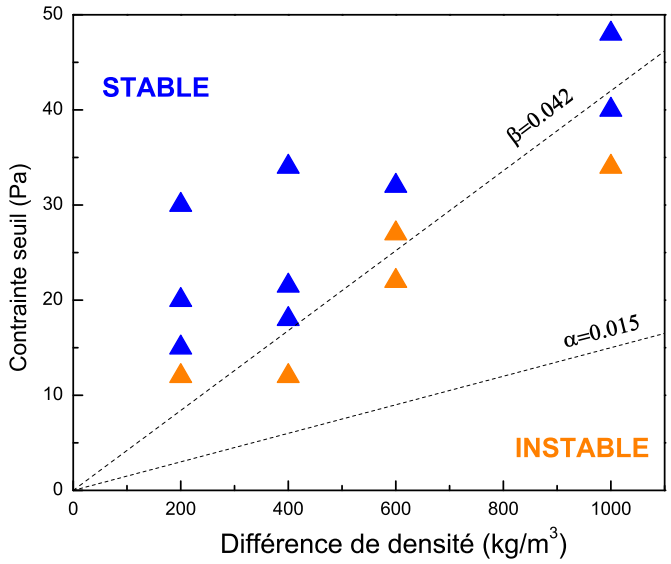

FIGURE 3.10 – Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Cas où la plaque est retirée en contact avec le fluide à seuil. La droite $\alpha = 0.015$ est la limite considérée dans les expériences où la couche interstitielle est rajoutée. Résultats en fonction du seuil d'écoulement.

et qui se retrouve liquéfiée alors que le reste du matériau garde un comportement solide et ne subit que des déformations élastiques [57, 21].

En somme, dans la région fortement cisaillée, le matériau est donc liquéfié avant même que le contact avec la solution salée, du haut, s'établisse, ce qui constitue la différence majeure avec le cas où la solution interstitielle est rajoutée. Ceci n'est peut-être vrai que dans le cas extrême où l'adhérence entre la plaque et le fluide est complète, ce qui n'est pas forcément le cas ici comme il y a certainement un peu de glissement, mais le contact direct avec la plaque entraîne de toute façon des déformations plus importantes au niveau de la couche cisaillée que dans le cas où la couche interstitielle est rajoutée.

Pour quantifier ces effets, nous avons réalisé des expériences où l'émulsion est en contact direct avec la plaque.

Nous avons obtenu les résultats en fonction du module élastique (Fig. 3.11) et en fonction de la contrainte seuil (Fig. 3.10). Qualitativement, les mêmes tendances observées dans la série d'expériences faites en évitant le cisaillement du fluide à seuil sont observées ici : quand la différence de densité augmente, ou que les propriétés rhéologiques diminuent, nous passons du domaine stable au domaine instable.

Toutefois, quantitativement, la limite entre les domaines stable et instable dans les

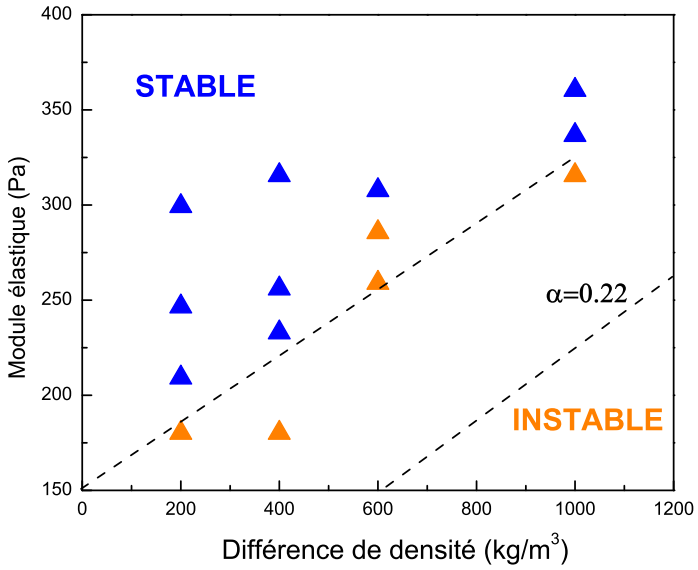

FIGURE 3.11 – Critère d'instabilité dans le cas immiscible pour un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien. Cas où la plaque est retirée en contact avec le fluide à seuil. La droite $\alpha = 0.022$ est la limite considérée dans les expériences où la couche interstitielle est rajoutée. Résultats en fonction du module élastique.

deux séries d'expériences n'est pas la même. Nous remarquons sur la figure (3.10) que le domaine instable est beaucoup plus large quand la plaque est retirée directement au contact du fluide à seuil. En comparant les deux pentes des limites linéaires passant par 0, nous passons d'une pente $\alpha = 0.015$ quand le fluide à seuil est épargné du cisaillement, à $\alpha = 0.042$ quand celui-ci est cisaillé. Ce résultat est attendu : le cisaillement du fluide à seuil induit la liquéfaction d'une partie de sa couche supérieure transformant ainsi, par endroits, la configuration fluide à seuil / fluide newtonien à celle de fluide newtonien / fluide newtonien, et ainsi, baissant le seuil d'instabilité comme seule la tension de surface lutte contre l'augmentation des perturbations dues à la différence de pression locale, et anticipant l'instabilité. La situation serait plus extrême si le retrait de la plaque au contact du fluide induisait la fluidification de tout le matériau : dans une telle situation, on n'aurait eu que des situations instables comme les différences de densité que nous testons auraient été trop grandes pour être équilibrées par la tension de surface, seule.

Effet de la viscosité du fluide newtonien :

Changer la viscosité n'a pas d'impact sur le critère expérimental de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface séparant deux fluides newtoniens. Pour voir ce qu'il en est quand l'un des deux fluides est un fluide à seuil, nous avons réalisé des expériences, dans la configuration où la plaque est retirée directement par-dessus le fluide à seuil, en utilisant

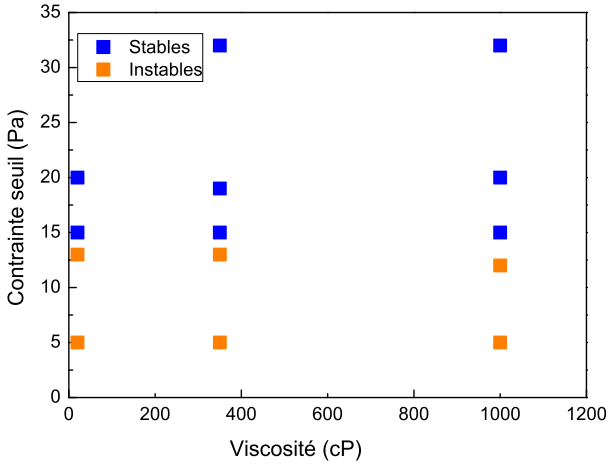

FIGURE 3.12 – Transition du domaine stable au domaine instable, à $\Delta\rho = 200$ kg/m^3 fixé, de huiles silicones de trois viscosités différentes, 20, 350 et 1000 cP sous une émulsion directe.

cette fois-ci des émulsions directes comme fluides à seuil et de l'huile silicone comme fluide newtonien. L'huile silicone offre la possibilité de varier la viscosité sur une large gamme (20 cP, 350 cP, 1000 cP) sans que sa densité change significativement(d=970 kg/m^3). De plus, l'émulsion directe, compte tenu de sa phase continue aqueuse est non miscible avec l'huile silicone.

La figure (4.7) reprend les résultats de ces expériences où nous avons testé, à différence de densité à peu près égale à $\Delta\rho = 200$ kg/m^3 fixée, trois viscosités de l'huile silicone (20 cP, 350 cP, 1000 cP) et varié la contrainte seuil de l'émulsion directe. La différence de densité est et en partant d'une première émulsion d'une contrainte seuil donnée, souvent de l'ordre de 50Pa, qu'on dilue à chaque fois (pour avoir des émulsions de contraintes plus petites), on effectue une série de tests au repos et on regarde si l'interface est stable ou instable.

Nous remarquons que pour toutes les émulsions de contrainte seuil supérieure à 15 Pa, l'interface émulsion/ huile silicone est stable pour les trois viscosités. Pour une contrainte seuil inférieure à 12 Pa, l'interface est déstabilisée pour les 3 viscosités testées. En d'autres termes, en parcourant une gamme de viscosités s'étalant sur deux décades, la contrainte seuil de basculement du cas stable au cas instable reste comprise, pour les 3 viscosités, dans l'intervalle [12 Pa, 15 Pa].

Nous concluons donc que la viscosité du fluide a un effet négligeable sur le critère d'instabilité de l'interface séparant deux fluides superposés, dont l'un est un fluide à seuil.

Nous ne disposons pas d'un cadre théorique clair décrivant l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien, mais si nous extrapolons les prévisions théoriques sur l'effet de la viscosité à l'interface entre deux fluides newtoniens sur le développement de l'instabilité, nous nous rendons compte que ce résultat n'est pas si surprenant finalement : dans la configuration de deux fluides newtoniens superposés, les calculs théoriques ([18]) définissent un nombre d'onde de coupure $k = \sqrt{\frac{g\Delta\rho}{\gamma}}$ (au-dessus duquel les perturbations sont neutres et au-dessous duquel elles s'amplifient) qui est indépendant de la viscosité, ce qui prévoit donc une indépendance de la transition Stable / Instable par rapport à la viscosité.

Toutefois, qualitativement, la viscosité paraît avoir un impact sur la cinétique de développement de l'instabilité : dans les cas instables, les deux couches de fluides superposés intervertissent plus rapidement leurs positions quand la viscosité diminue.

Expérimentalement, nous concluons donc que la viscosité du fluide a un effet négligeable sur l'évolution de l'interface entre deux fluides superposés, dont l'un est un fluide à seuil.

Effet de la taille de la cuve :

Dans la théorie classique qui décrit l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour les solides élastiques (ou les fluides newtoniens, voir partie 1.2.1), le critère d'instabilité peut s'exprimer sous différentes façons, notamment en définissant une différence de densité critique, mais aussi une longueur critique de l'interface étudiée, au-dessus de laquelle elle serait déstabilisée, et au-dessous de laquelle elle resterait stable.

Nous nous sommes donc intéressés à l'effet de la taille de la cuve sur les résultats expérimentaux. Nous avons testé une nouvelle longueur de cuve, L=7cm (Fig. 2.17). Les autres dimensions de la cuve n'ont pas été changées et la procédure expérimentale est restée la même (couche interstitielle, plaque rigide). Le choix de la dimension à faire varier a été porté sur la plus grande longueur de la cuve car en cas d'instabilité, elle serait normalement la direction privilégiée pour le développement du mode le plus amplifié où en d'autres termes, celui dont le taux de croissance est le plus grand, ce qui ferait que, à partir d'une perturbation contenant un large spectre de nombres d'onde, ce mode est celui qui finirait par dominer dans le temps.

Nous reportons les résultats obtenus avec les deux tailles de cuve sur une même figure (3.13).

Alors qu'on s'attendait à ce que le domaine stable s'élargisse en utilisant la petite cuve, vu que les parois "contiendraient" plus l'ensemble du matériau, nous remarquons que Les

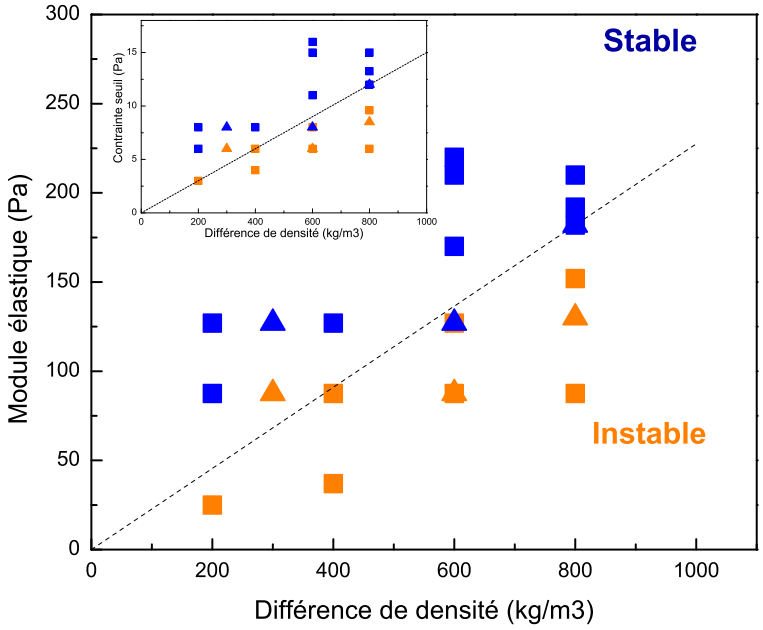

FIGURE 3.13 – Résultats des expériences de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la situation Fluide à seuil / Fluide newtonien pour une longueur de cuve L=16 cm (carrés) et L=7 cm (triangles). Cas stables : bleu, cas instable : orange. Les mêmes résultats sont reportés sur l'insert en fonction de la contrainte seuil du matériau.

points obtenus avec la petite taille se confondent bien avec l'autre taille et définissent quasiment une même limite entre les domaines Stable et Instable.

D'autres expériences viennent confirmer ce résultat, faites cette fois-ci en tirant la plaque directement sur le fluide à seuil qui occupe le compartiment du bas de la cuve. Pour une même différence de densité $\Delta\rho = 500$ kg/m^3, nous avons testé trois longueurs de cuve, L=7, 16 et 32 cm.

Nous avons trouvé que la contrainte seuil τ_c de basculement du domaine stable au domaine instable se situe entre 17 et 21 Pa quand L=7 cm, entre 18 et 22 Pa quand L=16 cm et entre 17 et 23 Pa quand L=32 cm. En multipliant la longueur de la cuve par 4.5, la limite reste donc comprise entre 17 et 23 Pa, ce qui vient appuyer les résultats précédents quant à l'insensibilité du critère expérimental à la taille de la cuve dans la configuration d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien.

Effet de la mise en écoulement :

Après avoir défini un critère expérimental de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la configuration où deux fluides, dont l'un est newtonien et l'autre à seuil, sont superposés dans une cuve au repos, nous nous sommes intéressés à l'effet que pourrait avoir la mise en écoulement de ces deux fluides sur l'évolution de l'interface qui les sépare. Plus particulièrement, nous nous sommes demandés si un déplacement à une vitesse V constante pouvait déstabiliser une interface initialement (dans des conditions statiques) stable.

Pour explorer ce problème, il est apparu délicat d'étudier dans quelles conditions un écoulement déjà développé passe d'un régime à un autre (de stable à instable ou l'inverse), car cela suppose un bon contrôle des conditions initiales (stabilité ou instabilité) et des conditions imposées ensuite (vitesse). Nous nous sommes concentrés sur la situation la plus simple et la plus contrôlable : l'étude du développement éventuel d'une instabilité lors de la mise en écoulement. Ainsi nous pouvons nous placer initialement dans une configuration où les deux fluides sont au repos l'un sur l'autre dans un état stable et observer les conditions éventuelles de déstabilisation notamment en fonction du seuil, de la différence de densité et de la vitesse. Même dans ces conditions assez restrictives, compte tenu de la complexité du sujet, nous n'avons pas pu l'étudier en profondeur dans le temps imparti. La démarche et les résultats restent donc relativement préliminaires, mais ils fournissent tout de même quelques éléments de compréhension de l'effet de l'écoulement sur l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

- **Dispositif expérimental** :

L'expérience que nous avons conçue dans cet objectif est simple : dans une conduite cylindrique graduée de diamètre d=3.5 cm, nous plaçons un volume de fluide newtonien audessus d'un volume de fluide à seuil, moins dense, en essayant d'obtenir une interface entre les deux fluides la plus plane possible (Fig. 3.14). Le contrôle de la vitesse d'écoulement est obtenu à partir du réglage du diamètre de l'ouverture de sortie située en bas du cylindre. Il peut être varié entre 1 et 22 mm à l'aide de bouchons spécialement confectionnés pour cela. Ceci permet de faire varier la vitesse V. Notons que se posent ici les mêmes problèmes de mise en place des deux fluides que dans les expériences concernant le dépôt de fluides à seuil décrites dans le chapitre 2. Des précautions expérimentales analogues ont été suivies dans ce cas. Afin de minimiser le glissement des fluides à seuil sur les parois, et donc observer l'effet du cisaillement aux parois, le cylindre utilisé est traité régulièrement au PEI. On notera, en effet, que si les fluides glissaient parfaitement le long des parois, il ne devrait y avoir aucune instabilité spécifiquement générée par l'écoulement puisqu'alors l'ensemble des deux fluides serait en mouvement en bloc à vitesse uniforme, ce qui correspond aux conditions d'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la première situation (repos / référentiel du laboratoire). L'écoulement est filmé par une caméra CCD (12.2 fps) afin de suivre le déplacement ou les déformations de l'interface.

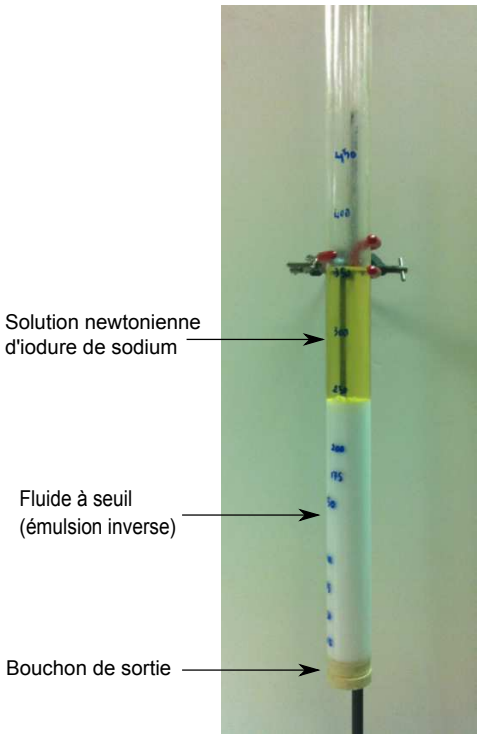

FIGURE 3.14 – Une colonne de solution d'iodure de sodium au-dessus d'une colonne de fluide à seuil. L'interface est initialement stable.

Dans la plupart des cas, le couple de fluides « Solution de NaI (dont la densité sera changée) / Emulsion inverse (d'une contrainte seuil de l'ordre de 20 Pa)» a été utilisé. Plus ponctuellement, un couple de fluides « gel de carbopol / glycérol » a été utilisé pour assurer une meilleure visibilité des évolutions de l'interface.

Une fois que les fluides sont mis en place, le diaphragme en bas du cylindre est ouvert pour déclencher l'écoulement. Dans les cas favorables, on peut alors estimer la vitesse de l'écoulement à partir de la mesure du déplacement de l'interface. La caractérisation du régime d'écoulement (voir ci-dessous) s'effectue à partir de l'observation des évolutions de la forme de l'interface et/ou à partir de l'observation des matériaux parvenant à la sortie du cylindre au cours du temps.

- **Résultats expérimentaux :**

Observations qualitatives

Au cours de ces expériences, deux situations distinctes ont été observées :

- dans la première situation, les deux fluides semblent couler indépendamment l'un de l'autre et aucun phénomène de mélange n'est enregistré. En effet, dans ce cas, à la sortie du cylindre, on observe d'abord un large volume de fluide à seuil, puis un large volume de fluide newtonien, et l'écoulement s'arrête. On peut donc considérer qu'il n'y a pas eu de phénomène significatif de digitation du fluide newtonien dans le fluide à seuil, ce qui aurait nécessairement induit un certain mélange, que l'on aurait pu observer à la sortie du cylindre. Nous qualifions cette situation de "stable" (Fig. 3.15).

- dans la deuxième situation, on peut observer une déformation large et complexe de l'interface : le fluide newtonien semble "traverser" le fluide à seuil en se frayant un chemin du côté des parois généralement. En outre, à la sortie du cylindre, le fluide à seuil s'écoule d'abord pendant un bref moment (relativement au temps d'écoulement théorique de l'ensemble du volume de fluide à seuil dans le cas stable). La durée de cette période est vraisemblablement fonction du temps que le fluide newtonien met pour parcourir toute la hauteur du fluide à seuil. Puis le fluide newtonien s'écoule entièrement, et on observe enfin à nouveau du fluide à seuil s'écouler à travers la sortie. Nous qualifions cette situation d'"instable".

La distinction de ces deux situations permet donc de conclure que la vitesse peut déstabiliser une interface qui serait, en statique, stable vis-à-vis de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Précisons juste que l'accélération est quasi-nulle durant l'écoulement. Plus précisé-

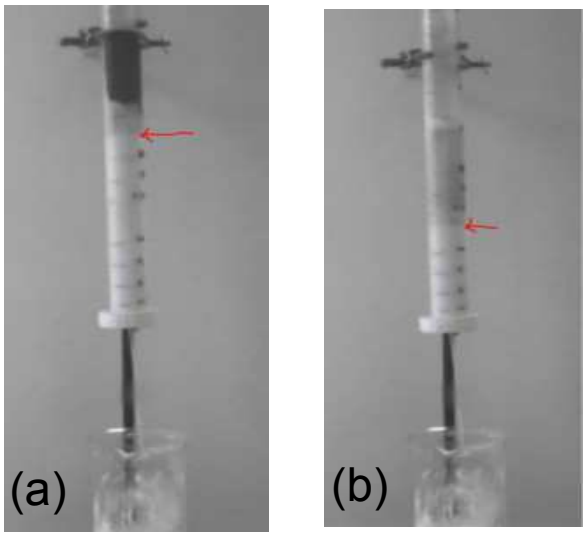

FIGURE 3.15 – Situation stable (émulsion inverse (20 Pa) au-dessus d'une solution de NaI. $\Delta\rho$=0.2, d=2 mm). (a) : image prise au début de l'écoulement. (b) : image prise quelques instants plus tard. Les fléchettes indiquent le niveau de l'interface dans les deux cas.

ment, elle est faible au démarrage et s'annule après : typiquement, pour un fluide à seuil de contrainte seuil égale à 20 Pa, il faut à peu près 3 s pour atteindre une vitesse d'écoulement moyenne de l'ordre de 10 mm/s, ce qui donne une accélération de départ de l'ordre de 3.33 10^{-2} m/s^2 qui reste très inférieure à l'accélération gravitaire. Par ailleurs, nous avons vérifié que l'accélération est négligeable après la mise en écoulement initiale : dans les expériences stables, la vitesse moyenne est pratiquement constante. Dans ces conditions, l'effet d'une accélération additionnelle résultant des variations de vitesse est négligeable, nous en déduisons que la déstabilisation de l'écoulement est essentiellement liée aux déformations de l'interface induites par l'écoulement.

Critère d'instabilité :

Pour tenter de distinguer précisément les conditions de l'instabilité dans cette configuration, nous avons procédé de la manière suivante : pour un $\Delta\rho$ donné, nous effectuions une série d'expériences où nous utilisions d'abord un petit diamètre de sortie d (et donc la vitesse la plus faible) puis nous augmentions progressivement d jusqu'à observer une situation instable.

Sur la figure (3.17), nous représentons l'ensemble des résultats, en fonction du diamètre du cylindre. L'ensemble des mesures a été réalisé avec une émulsion inverse contenant 77% de phase dispersée (en volume) et ayant une contrainte seuil (τ_c=22 Pa). Nous distinguons clairement deux domaines : l'un situé dans une région de faibles diamètres et de faibles différences de densité, pour lequel les écoulements sont stables, et l'autre dans une région de

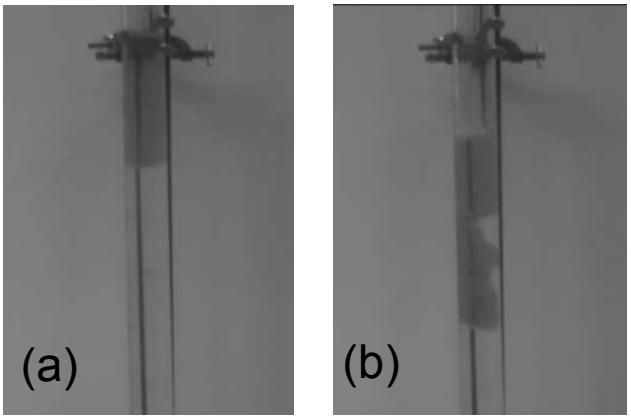

FIGURE 3.16 – Situation instable (carbopol (20 Pa) au-dessus du glycérol. $\Delta\rho$=0.26, d=7.5 mm). (a) : image prise au début de l'écoulement. (b) : image prise quelques instants plus tard.

forts diamètres ou fortes différences de densité, pour lequel les écoulements sont instables. La distinction est relativement nette, ce qui suggère une bonne reproductibilité des mesures.

Pour délimiter ces deux domaines nous avons tracé une courbe en pointillés, qui sert de guide visuel. L'extrapolation de cette courbe aux petites et aux grandes densités sous la forme de deux asymptotes est justifiée de la façon suivante : on s'attend à ce que si on faisait tendre $\Delta\rho$ vers 0, il faudrait agrandir le diaphragme vers de très grandes valeurs pour obtenir une grande vitesse et observer une instabilité. Mais si $\Delta\rho$=0, alors quel que soit le diamètre (la vitesse), on s'attend à un régime stable. Par ailleurs, pour un diamètre nul (donc pas d'écoulement) on s'attend à obtenir une instabilité en augmentant suffisamment $\Delta\rho$ au-delà d'une valeur critique (comme cela a été observé dans un récipient rectangulaire au repos). Donc la courbe de séparation des régimes doit finalement rencontrer l'axe des abscisses à une valeur finie de $\Delta\rho$ (de l'ordre de 1300 kg/m^3). Toutefois, il faut noter que nos expériences ont été réalisées avec une seule valeur du seuil de contrainte, ce qui ne permet pas de généraliser le critère de transition obtenu.

Sur la figure (3.17), nous indiquons les valeurs de la vitesse moyenne de déplacement de l'interface V, en mm/s, correspondant à chaque cas. Si toutes les valeurs ne sont pas indiquées, c'est parce que des difficultés expérimentales n'ont pas permis de les obtenir. En effet, pour pouvoir mieux nous positionner dans la continuité de nos expériences en statique, nous avons utilisé un couple de fluides non-miscibles. Le couple dont nous disposions et qui permettait de faire varier la différence de densité est l'émulsion inverse / solution de NaI. Mais, compte tenu de l'opacité de l'émulsion, l'interface n'était alors pas visible lors de certains tests. De plus, dans les cas où l'instabilité était trop violente, il était difficile de mesurer correctement la vitesse moyenne du déplacement de l'interface V. Toutefois, même si des valeurs de V manquent, nous remarquons que, globalement, la vitesse V, lorsqu'elle a pu être mesurée, suit les mêmes variations que le diamètre d : plus celui-ci est grand,

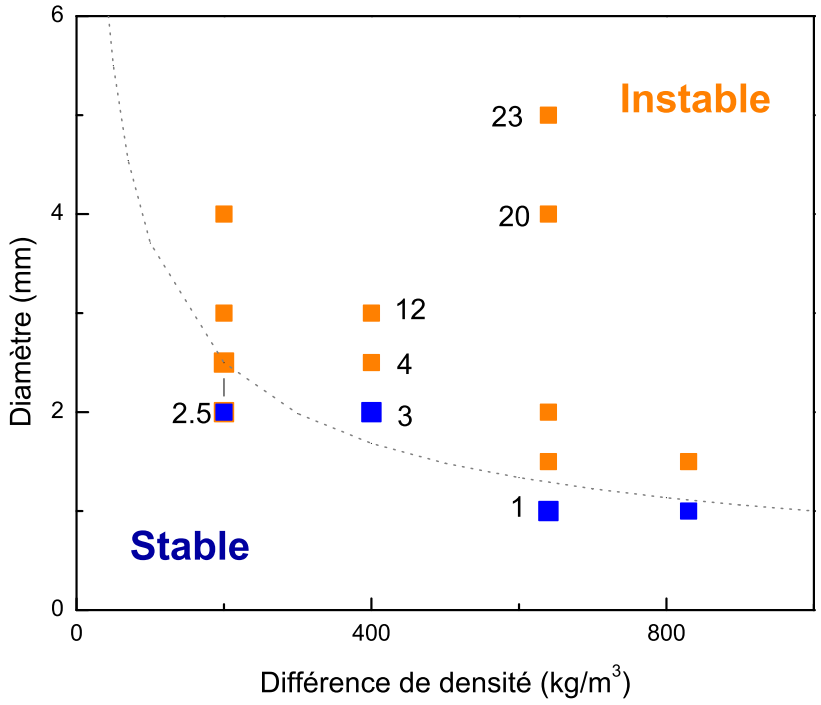

FIGURE 3.17 – Rayons critiques de passage du domaine stable au domaine instable en écoulement. Les valeurs indiquées correspondent aux vitesses moyennes du déplacement de l'interface V dans chaque cas en mm/s.

plus elle est importante. Ceci est attendu puisque dans l'hypothèse d'un régime stable, on a affaire à des écoulements analogues (la différence de densité du fluide newtonien situé au-dessus ne doit pas intervenir. Essentiellement, c'est le gradient de pression au sein du fluide à seuil qui intervient). On pourrait en fait aller plus loin et tenter de calibrer la vitesse d'écoulement en fonction du diamètre d'ouverture.

Ci-dessous sont présentées quelques remarques complémentaires concernant l'influence des différents paramètres dans l'instabilité de Rayleigh-Taylor en écoulement :

1. La différence de densité : contrairement à l'instabilité de Rayleigh-Taylor en statique, la différence de densité semble avoir un impact relativement faible en écoulement. Le diamètre critique de transition varie assez peu lorsque la différence de densité varie sur une large gamme (Fig. 3.17).

2. La contrainte seuil : les résultats présentés ici correspondent à une contrainte seuil constante. Nous n'avons pas réalisé de mesures systématiques avec différents seuils. Cependant, des expériences préliminaires réalisées avec un gel de Carbopol ayant un seuil de 50 Pa, soit deux fois plus que celle des émulsions inverses utilisées, et avec $\Delta\rho$=260 kg/m^3, nous avons pu observer qu'il fallait atteindre une vitesse de 16 cm/s pour obtenir une instabilité, alors qu'une vitesse de 1 cm/s suffisait pour $\Delta\rho$=200 kg/m^3 dans le cas de l'émulsion inverse à 22 Pa. La contrainte seuil semble donc être un paramètre important.

Tentative d'analyse :

Grâce aux quelques résultats expérimentaux présentés, nous savons que mettre en écoulement peut provoquer une instabilité et en savons un peu plus sur l'influence des paramètres physiques du problème. Toutefois, plusieurs questions restent posées, notamment autour de l'effet de la vitesse. En effet nous ne savons pas pourquoi la vitesse provoque l'instabilité et notre dispositif expérimental n'est pas assez élaboré pour fournir la réponse.

Pour tenter d'expliquer cet effet ne serait-ce que de manière assez grossière, nous considérons la possibilité que la déstabilisation suite à la mise en écoulement vienne de la formation d'une zone liquéfiée dans le fluide à seuil, notamment au contact des parois. Plus la vitesse est grande, plus le cisaillement induit par l'écoulement serait important et plus la zone liquéfiée serait large. Ceci est expliqué dans la description de l'écoulement d'un fluide à seuil dans une conduite cylindrique fournie dans le dernier chapitre : avancée en "plug" de la partie centrale du fluide à seuil (dans le régime solide) et liquéfaction dans une couche d'une certaine épaisseur le long des parois. Le point crucial est que dans cette zone cisaillée, le matériau se trouve dans son régime liquide et l'instabilité de Rayleigh-Taylor se produirait de façon « anticipée » (i.e. pour une différence de densité plus faible qu'en statique). On pourrait même envisager qu'elle se produise dans des conditions proches du cas newtonien/newtonien, car le fluide à seuil peut être considéré localement comme un fluide newtonien de viscosité $\tau/\dot{\gamma}$. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait comparer le

critère d'instabilité de Rayleigh-Taylor pour des liquides simples, ou plus précisément, la longueur d'onde critique, à l'épaisseur de la zone cisaillée.

Selon cette hypothèse, on s'attend à ce que si on diminue suffisamment l'épaisseur de la zone cisaillée, l'instabilité disparaisse. C'est effectivement ce qui se passe lorsqu'on diminue la vitesse de l'écoulement, comme observé ci-dessus. Mais on peut pousser plus loin le test de l'hypothèse ci-dessus (déstabilisation liée à la zone cisaillée) en se disant que si on parvient à générer un écoulement à la même vitesse, mais maintenant sans zone cisaillée, on devrait faire disparaître l'instabilité. Pour cela nous avons réalisé quelques tests en essayant d'avoir un glissement optimal le long des parois, ce qui devait permettre de supprimer totalement la couche cisaillée dans le fluide à seuil (en conservant une très fine couche liquide cisaillée le long des parois). Les premières expériences en l'absence de traitement au PEI ont été encourageantes : nous avons observé des situations stables pour $\Delta\rho$= 200 kg/m^3 et d =4 mm, $\Delta\rho$= 200 kg/m^3 et d= 5 mm et $\Delta\rho$= 640 kg/m^3 et d= 4 mm, qui correspondaient à des cas instables avec des conduites non glissantes. Toutefois, dans des situations plus "extrêmes", l'écoulement est resté instable : $\Delta\rho$= 640 kg/m^3 et d= 7.5 mm et $\Delta\rho$= 820 kg/m^3 et d= 4 mm. Mais il n'est pas possible, dans nos conditions expérimentales, de vérifier la validité de l'hypothèse de glissement. En outre, compte tenu de la réduction de section à l'extrémité de la conduite on sait que le glissement, s'il existe dans une partie de la conduite, ne pourra pas se prolonger à l'approche de la sortie du cylindre, alors que le fluide ne peut évidemment plus avancer sous forme d'un plug.

Conclusion sur les expériences en écoulement :

En somme, nous savons maintenant que la mise en écoulement de l'interface séparant un fluide à seuil et un fluide newtonien plus lourd, placé au-dessus, à une vitesse constante peut induire l'instabilité, et que celle-ci est d'autant plus violente que la vitesse est importante, ou que la contrainte seuil du fluide à seuil poussé est faible. Il est probable que ceci résulte de la formation d'une zone liquéfiée dans le fluide à seuil au contact des parois où le cisaillement est plus fort, ce qui anticipe l'instabilité par rapport au cas "statique", où les fluides sont globalement au repos par rapport au référentiel du laboratoire. Néanmoins, si cette hypothèse est défendue par les quelques tests où l'on a essayé de limiter le cisaillement, nous n'avons pas pu supprimé complètement le glissement et ces résultats restent donc préliminaires. Il faudrait les compléter par des tests où le glissement serait plus maîtrisé, tout au long de l'écoulement. Il faudrait également faire des tests plus systématiques où la contrainte seuil serait variée pour pouvoir confirmer les tendances observées.

3.2.4 Schéma général de l'instabilité

Au vu des résultats présentés, nous pouvons résumer les aspects importants de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la situation d'un fluide à seuil, placé sous un fluide newtonien plus lourd :

- deux situations complètement opposées se distinguent :

– une situation stable où l'interface n'évolue pas dans le temps et où, à moins que l'on soit à 10% de la limite de basculement (en terme de contrainte seuil ou de module élastique) vers l'instabilité, il est impossible de provoquer l'instabilité juste en perturbant l'interface.

– une situation instable où dès les premières secondes de contact entre les deux fluides superposés, des doigts du fluide à seuil, beaucoup plus petits comparés à la taille de la cuve, faisant 1 à 2 cm de largeur indépendamment des propriétés du système (rhéologie, différence de densité), se forment brutalement dans le fluide newtonien jusqu'au basculement complet des positions des fluides.

- la transition entre les deux situations se fait assez brusquement ; nous passons d'un cas de figure à un autre en variant la contrainte seuil de quelques pascals.

- cette limite entre les cas stables et instables est indépendante de la taille de la cuve et la viscosité du fluide newtonien.

- quand les deux fluides sont mis en écoulement de façon à ce que l'interface qui les sépare avance à une vitesse constante, nous pouvons passer d'un cas stable à un cas instable. D'après les premiers résultats, cela résulte de la liquéfaction du fluide à seuil au niveau des parois qui fait que l'instabilité est anticipée (conditions similaires au cas de deux fluides newtoniens superposés).

3.3 Fluide à seuil / fluide newtonien : analyse

Dans cette section, nous analyserons les résultats présentés dans la section précédente, concernant la configuration d'un fluide à seuil placé sous un fluide newtonien.

En l'absence d'une description théorique claire de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un fluide à seuil, nous essaierons de situer nos résultats par rapport aux approches théoriques existantes pour un matériau dont le comportement s'apparente de près au fluide à seuil, au-dessous du seuil d'écoulement ; celui du solide. Dans ce sens, deux approches se distinguent (voir la section 1.2.1 du premier chapitre) : la théorie élastique et la théorie plastique.

3.3.1 Comparaison avec la théorie élastique

Dans le cadre de l'approche élastique, le solide est assimilé à un milieu élastique, de module G et de longueur caractéristique L. Cette théorie prévoit que l'interface entre un

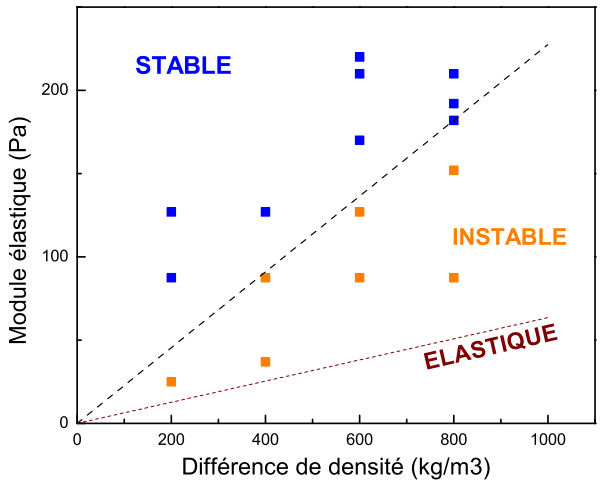

FIGURE 3.18 – Comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de la théorie élastique

tel solide et un fluide newtonien sera instable du point de vue de Rayleigh-Taylor si

$$g\Delta\rho > 4\alpha\pi\frac{G}{L} \tag{3.5}$$

avec $\alpha = 1$ [96, 81], 1.6 [68] ou 2 [80], en fonction des conditions aux limites considérées.

Dans notre situation, si on remplace les paramètres par les valeurs correspondantes g=10 m/s^2 et L=0.16 m en considérant $\alpha = 2$, le critère devient :

$$\Delta\rho > 15.7G \tag{3.6}$$

où $\Delta\rho$ est en m^3 et G en Pa.

Sur la figure (3.18), nous représentons cette droite ainsi que les résultats expérimentaux présentés en 3.2.2.

Nous remarquons alors que la théorie élastique prévoit un domaine de stabilité plus large que celui retrouvé expérimentalement : les deux droites linéaires délimitant le domaine stable du domaine instable ont des pentes respectives 0.06 et 0.22 ce qui traduit un écart important avec les résultats expérimentaux.

De plus, la théorie élastique prévoit une dépendance de la longueur d'onde observée avec le module élastique et la différence de densité, de manière à obtenir, près de la limite d'instabilité par exemple, une longueur d'onde égale à la grande dimension de la cuve. Toutefois, dans nos expériences, quelle que soit la distance par rapport à la limite, les doigts qui se développent ont quasiment la même taille, entre 1 et 2 cm environ.

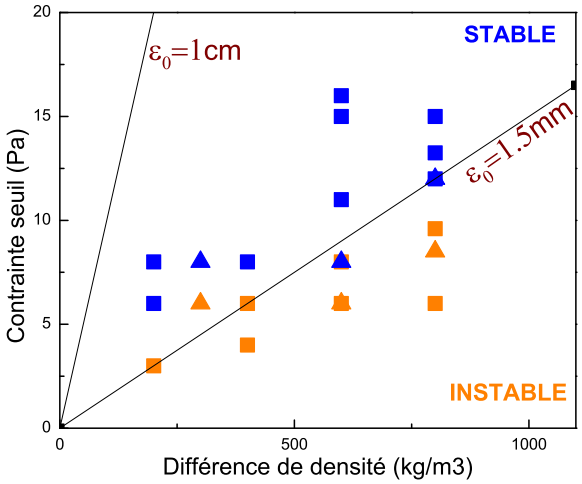

FIGURE 3.19 – Comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de la théorie plastique pour deux valeurs de ϵ_0

Donc, l'absence d'effet de taille des cuves testées sur les résultats expérimentaux vient appuyer l'idée que la théorie élastique ne permet pas une bonne description de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans notre contexte.

3.3.2 Comparaison avec la théorie plastique

Selon l'approche plastique, l'instabilité de Rayleigh-Taylor résulte d'une déformation initiale dont l'amplitude ϵ_0 est suffisamment grande et l'interface est instable si :

$$g\Delta\rho > \beta\frac{\tau_c}{\epsilon_0} \tag{3.7}$$

où τ_c représente le seuil d'écoulement en cisaillement simple, et le facteur β compris entre 0.5 et 2 en fonction du rapport d'aspect de la géométrie considérée [81, 68, 89, 70, 33, 79].

La comparaison des résultats expérimentaux avec la courbe théorique plastique n'est pas évidente parce que cette dernière reste indéterminée tant que l'on a pas la valeur de l'amplitude ϵ_0. Rapprocher prédictions théoriques et expériences nécessite de considérer que ϵ_0 est de l'ordre de 1.5 mm. Or, il n'y a pas de raison que ϵ_0 garde cette valeur constante comme les irrégularités de surface changent d'une expérience à une autre. De plus, cette valeur induirait une déformation de l'ordre de 15% ; une valeur qui est nettement inférieure à la déformation critique de l'émulsion associée à la transition solide-liquide.

Les irrégularités de la surface ont plutôt une amplitude de l'ordre du centimètre. En prenant $\epsilon_0 = 1$cm, nous remarquons que la théorie plastique prévoit un domaine d'instabi-

lité largement supérieur à celui expérimentalement trouvé (Fig. 3.19).

A ce décalage quantitatif se rajoute l'observation que, quand une interface est stable, elle le reste quelles que soient des perturbations qui lui sont apportées (grandes déformation de l'interface avec une spatule).

La théorie plastique ne permet donc pas non plus d'analyser les résultats expérimentaux obtenus pour l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil placé sous un fluide newtonien.

3.3.3 Analyse expérimentale de la digitation

Face au décalage important observé entre les résultats expérimentaux et les prévisions des théories purement plastique et élastique, nous nous sommes penchés sur l'investigation du comportement du fluide à seuil modèle, l'émulsion, notamment au-dessous du seuil de contrainte, pour décrire et préciser son comportement dans le régime solide.

Précisions rhéométriques : Tests de fluage et de récupération :

Pour comprendre le décalage observé entre les résultats expérimentaux et les prévisions des approches purement plastique et élastique, nous précisons ici le comportement du fluide à seuil modèle, l'émulsion inverse, notamment au-dessous du seuil de contrainte, pour décrire son comportement solide et situer le domaine d'élasticité pure du matériau.

Pour ce faire, nous effectuons une mesure rhéométrique supplémentaire : dans une géométrie Plan / Plan striés, l'échantillon est soumis à des tests de fluage à différents niveaux de contrainte (Fig. 3.20) (5, 20, 30, 40, 50 et 60 Pa), pendant une minute, avant que celle-ci ne soit relâchée.

Nous suivons la déformation en fonction du temps pendant 120 s à partir du début du test. Les résultats obtenus pour une émulsion inverse (65 Pa) sont présentés sur la figure (3.21) : nous remarquons qu'à la fin du plateau de fluage habituel, quand la contrainte est relâchée, la déformation ne s'annule pas mais atteint un nouveau plateau, suggérant ainsi l'existence de déformations résiduelles dans l'échantillon. Nous reportons ces valeurs de déformations résiduelles sur la courbe de fluage du matériau en respectant le code des couleurs (Fig. 3.22) : par exemple, quand la contrainte de fluage est de 60 Pa, nous pouvons lire sur la figure (Fig. 3.21) que la déformation résiduelle est égale à 12% à peu près. Nous reportons cette valeur sur la figure (Fig. 3.22), en l'indiquant sur l'axe des abscisses avec une flèche qui part de la contrainte imposée à la déformation résiduelle trouvée. Nous faisons de même pour les autres valeurs de plateaux de fluage.

Nous avons effectué ces mêmes tests sur une autre émulsion, d'un seuil plus faible (Fig. 3.23), et les résultats se rejoignent : nous avons affaire à un matériau élastoplastique.

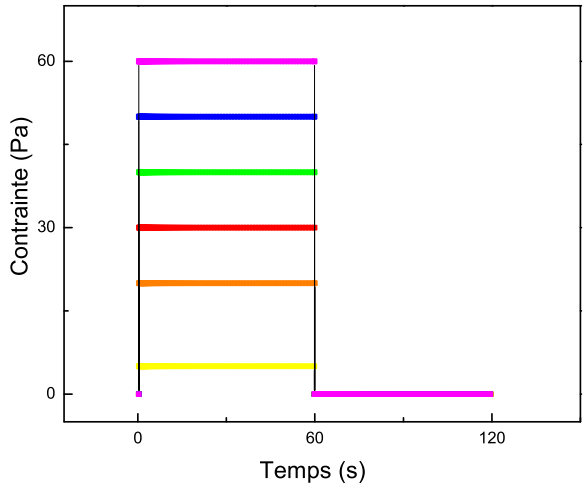

FIGURE 3.20 – Séquences des tests de fluage / récupération à différents niveaux de contrainte imposée : 5, 20, 30, 40, 50 et 60 Pa.

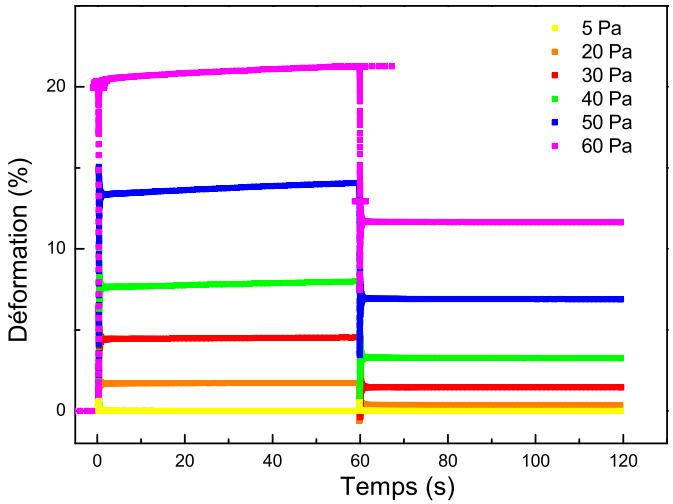

FIGURE 3.21 – Variation de la déformation dans le temps dans des tests de fluage / récupération à différents niveaux de contrainte imposée

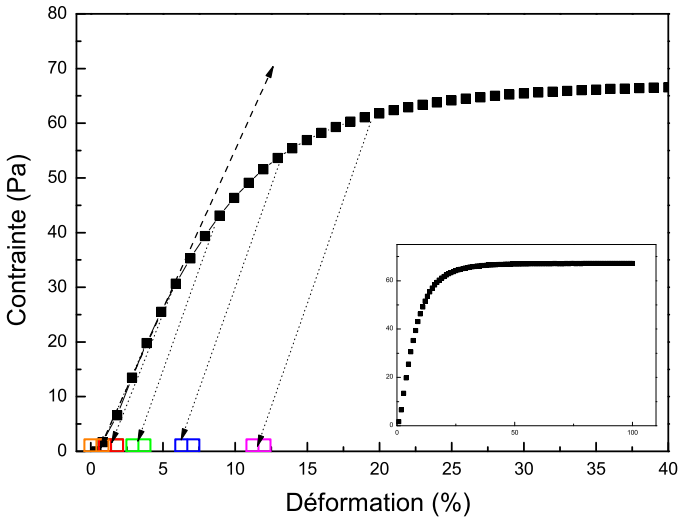

FIGURE 3.22 – Courbe de fluage, à vitesse de cisaillement de 0.01/s, de l'émulsion 65 Pa avec les déformations résiduelles enregistrées quand la contrainte est relâchée à différents niveaux de contrainte. En insert, la courbe de fluage complète.

L'émulsion se met certes à s'écouler à partir du seuil, mais en fait pas seulement : sous le seuil, ce matériau n'est pas purement élastique [39] ; il y a des zones de "yielding" internes partielles dans le régime solide déjà, et cela correspond à des déformations que le matériau ne récupèrera pas lors du relâchement de la contrainte. Au niveau microsopique, cela se traduit par la présence de zones de réarrangement localisé des gouttelettes de l'émulsion au niveau desquelles l'écoulement partiel peut avoir lieu, et c'est quand le pourcentage volumique de ces zones-là dépasse une certaine valeur que l'écoulement, au sens transition solide / liquide, a lieu [39].

Ces précisions sur le comportement apportent dès lors quelques éléments d'explication au décalage existant entre le critère expérimental et la théorie pour les milieux élastiques ou plastiques purs : pour notre matériau, il faudrait peut-être prendre en compte ces deux comportements simultanément.

Pour essayer de comprendre l'origine de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, nous tentons maintenant une approche expérimentale et partons d'une observation majeure : l'indépendance de la digitation observée dans les expériences (taille des doigts et critère expérimental) vis-à-vis de la taille de l'échantillon pourrait suggérer une certaine "localité" de l'origine de l'instabilité. Ce ne serait pas la taille totale de l'échantillon qui déciderait de son évolution mais plutôt un dépassement, d'abord localisé, de la déformation critique à certains endroits qui dégénérerait dans le temps.

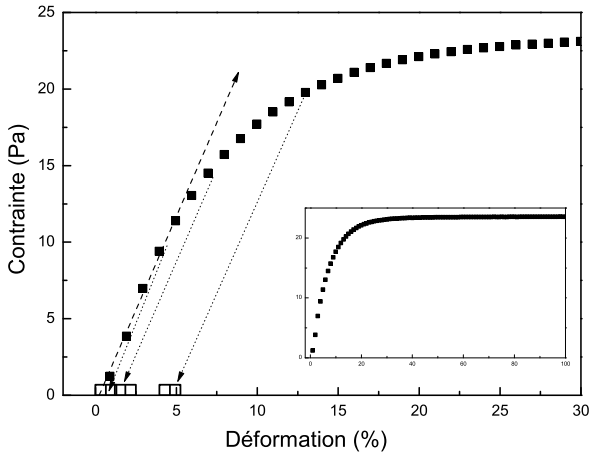

FIGURE 3.23 – Courbe de fluage, à vitesse de cisaillement de 0.01/s, de l'émulsion 24 Pa avec les déformations résiduelles enregistrées quand la contrainte est relâchée à différents niveaux de contrainte. En insert, la courbe de fluage complète.

Pour explorer cette possibilité, nous tentons de reproduire de façon contrôlée la digitation du point de vue du fluide à seuil en effectuant des expériences d'enfoncement contrôlé de doigts de différentes épaisseurs dans un bain de fluide à seuil.

Expériences d'enfoncement :

L'objectif de ces expériences est d'observer la force de résistance que le fluide à seuil présente vis-à-vis de la pénétration des doigts du fluide du haut.

Pour mener cette analyse, nous avons repris le dispositif expérimental mis en place au laboratoire par J. Boujlel au cours de sa thèse [14]. Le montage comprend une pince fixée à un capteur de force de 10 N, d'une précision de plus ou moins 10^{-5} N de la charge maximale, capable de mesurer des données en traction et en compression. Ce capteur est fixé au plateau transversal d'une machine de force (Instron 3365), relié au socle de l'instrument par deux colonnes de guidage (Fig. 3.24).

Dans nos essais, le plateau supérieur se déplace à une vitesse constante et contrôlée allant de 0,02 mm/s à 1 mm/s. La précision de sa position est de l'ordre du micromètre. L'ensemble est piloté par un logiciel qui permet l'acquisition instantanée de la force verticale exercée sur le capteur ainsi que sa position. Nous allons donc pouvoir mesurer directement la force nécessaire à la pénétration d'un objet dans le bain de fluide étudié.

Matériel utilisé :

Nous avons choisi d'utiliser une cuve cylindrique de diamètre d=11 cm dans laquelle

FIGURE 3.24 – Machine de force Instron 3365

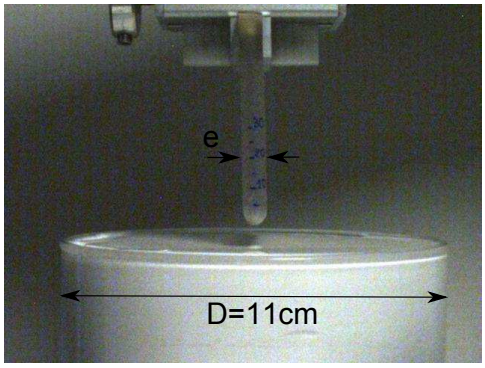

FIGURE 3.25 – Expérience d'enfoncement d'une plaque lisse à bouts arrondis dans un bain d'émulsion inverse

nous plongeons des plaques à bouts arrondis, faisant toutes l=7 cm de largeur, et dont l'épaisseur e (Fig. 3.25) varie entre 2 et 70 mm de manière à pouvoir tester plusieurs épaisseurs de doigts qui pourraient se former le long de la cuve rectangulaire utilisée dans nos expériences Rayleigh-Taylor. La largeur des plaques a été choisie proche du diamètre de la cuve de façon à pouvoir se mettre dans une configuration d'écoulement bidimensionnel, tout en laissant 2 cm de chaque côté entre le doigt et les bords afin de minimiser les éventuels effets de bords.

Plusieurs types d'états de surface des plaques ont été testés pour pouvoir évaluer l'effet de l'interaction avec le fluide à seuil, l'objectif étant de voir si les résultats dépendraient ou pas de l'adhérence du fluide à l'objet immergé. Nous avons donc utilisé une plaque :

- lisse : c'est la plaque standard qui sera la plus utilisée dans les tests. Elle est fabriquée grâce à l'impression 3D par stéréolithographie (qui repose sur la photo-polymérisation d'une résine sensible aux UV à l'aide d'un laser) et la surface obtenue est très lisse, d'une rugosité inférieure au centième du micron.

- rugueuse : une plaque en plexiglas non poli ayant une rugosité de quelques dizaines

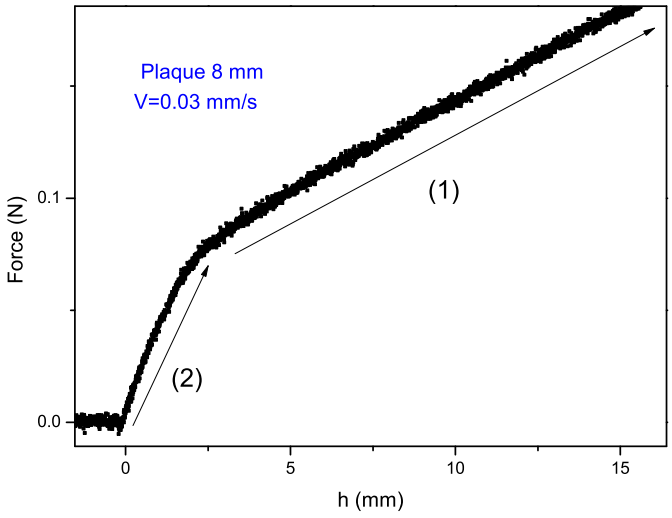

FIGURE 3.26 – Force enregistrée lors de l'enfoncement d'une plaque de 8 mm d'épaisseur dans un bain d'émulsion inverse de 20 Pa de seuil.

de microns, beaucoup plus grande que la taille des gouttelettes de l'émulsion.

- graissée : une plaque en plexiglas recouverte d'une couche de graisse utilisée dans les ateliers mécaniques, et au-dessus de laquelle l'émulsion inverse glisse.

- silanisée : une plaque en plexiglas rendue hydrophobe par silanisation. Ce traitement consiste en la greffe de chaînes hydrophobes sur les particules par auto-assemblage. En pratique, la plaque est plongée dans une solution d'octane (98% produit par Sigma) et de silane dissous (1H,1H,2H,2H-Perfluorododecyltrichlorosilane, 97% par Sigma) à 1 g/L pendant 45 min. Elle est ensuite rincée plusieurs fois à l'éthanol et finalement mise à sécher à l'air libre.

Résultat et analyses :

La figure (3.26) représente une courbe typique de l'évolution de la force de résistance enregistrée par le capteur de force en fonction de la profondeur h. h est ici la distance entre la pointe de la plaque (le point le plus bas) et le niveau initial de la surface libre.

Sur la courbe, deux régimes se distinguent :

Le régime (1), qui commence quand la plaque s'est enfoncée de quelques millimètres déjà, est très bien étudié dans les travaux de J.Boujlel [14] (enfoncement de plaques dans un fluide à seuil) et de M.Maillard [59] (retrait de plaques d'un fluide à seuil) : la plaque pénètre désormais dans le bain, une couche liquide uniforme est formée autour de la plaque

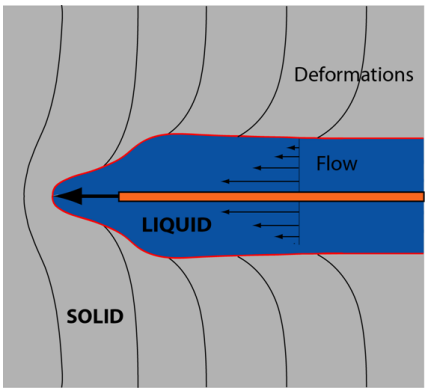

FIGURE 3.27 – Formation d'une couche liquide autour de la plaque lors de son enfoncement dans le fluide à seuil. Le reste du matériau continue à se déformer dans le régime solide [14]

et s'allonge avec h (Fig. 3.27), et F, qui est déduite du du cisaillement homogène de la couche liquide le long de la plaque, croit linéairement avec h et est proportionnelle à la surface de la plaque immergée.

Le régime (2), quant à lui, correspond aux premiers instants de contact entre la plaque et le fluide à seuil durant lesquels la force augmente brusquement. Le fluide à seuil se déforme encore dans le régime solide mais l'immersion effective se fait dès le début : la surface ne commence pas d'abord par se déformer de manière réversible avant que la plaque ne pénètre comme il serait le cas d'un solide élastique, ce qui suggère la présence de déformations plastiques dans le fluide à seuil dès les premiers instants de contact.

Si l'on veut faire un rapprochement entre ces tests d'enfoncement et les expériences de Rayleigh-Taylor, on peut d'ores et déjà dire que ce régime est le plus critique vis-à-vis de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : pour qu'un doigt, d'une épaisseur donnée, parvienne à percer l'interface du fluide à seuil, il faut que la force motrice de l'instabilité, à savoir celle liée à la différence de densité, augmente plus rapidement avec h que le fait la force de résistance mesurée dans le test d'enfoncement correspondant (à épaisseur correspondante).

Dans les résultats suivants, nous retrancherons à la force mesurée, F, la poussée d'Archimède que l'on calculera en prenant en compte la forme exacte des bouts arrondis de nos plaques ainsi que la densité du fluide occupant le bac.

Nous commencerons par présenter les résultats (Fig. 3.28) de tests faits, à vitesse constante v=0.3 mm/s, en immergeant des plaques d'épaisseurs e allant de 2 mm à 70 mm dans un bain d'émulsion inverse (τ_c=54 Pa et G=376 Pa), et une plaque d'épaisseur e=8 mm dans de la gélatine préparée à base d'un produit commercial (Vahiné), qui est un solide purement élastique, ici de module comparable à celui de l'émulsion testée, G=400 Pa.

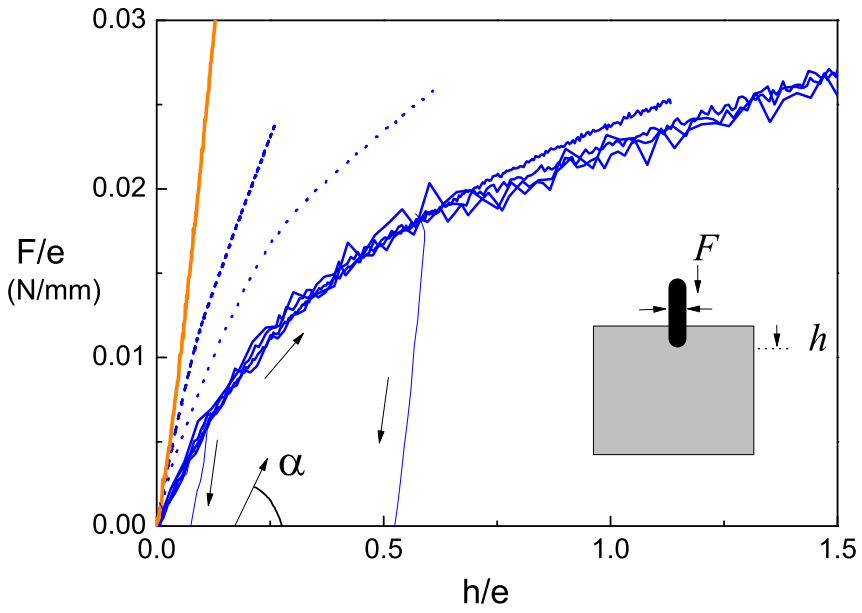

FIGURE 3.28 – La plaque est enfoncée à une vitesse = 0.3 mm/s. En bleu : tests avec une émulsion inverse (τ_c=54 Pa et G=396 Pa). En orange : test avec de la gélatine (G=400 Pa). La force et la profondeur de pénétration sont divisées par l'épaisseur de la plaque, pour différents e : de bas en haut, en trait continu : 2, 4, 8 et 16 mm, en pointillé : 30 mm et en tirets : 70 mm

Diverses observations ressortent de la figure (3.28) :

- la première observation majeure est que, par rapport au cas d'un milieu élastique pur ayant quasiment le même module élastique G, la force de résistance à la pénétration enregistrée dans l'émulsion augmente moins vite et sa pente diminue dans le temps, alors que pour la gélatine, cette pente est constante. Cette observation est très importante dans le sens où elle confirme l'existence de déformations plastiques dès les premiers instants de contact entre la plaque et le fluide à seuil.

Ceci se confirme également par les tests de "retour" faits pour évaluer l'élasticité sous le seuil du fluide à seuil. Dans ces tests, la plaque est poussée, sur quelques millimètres seulement, vers la surface bain de fluide à seuil et ensuite relevée (le sens d'avancement est précisé par le sens des flèches sur le graphe) : dans de tels tests, quand la plaque est retirée, la force s'annule mais des déformations résiduelles, plastiques, subsistent.

Le décalage trouvé entre les résultats expérimentaux et les prédictions de la théorie élastique pure peut aussi être expliqué ici : même à modules élastiques comparables, l'émulsion présente moins de résistance à la pénétration d'un objet ce qui favorise toute déformation à son interface, éventuellement celle due à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. D'ailleurs, le fait que la théorie élastique prévoit un domaine de stabilité plus large que celui retrouvé expérimentalement rejoint les tendances d'évolution de la force de résistance dans les deux milieux, purement élastique et à seuil.

- la deuxième observation est que les courbes relatives aux différentes épaisseurs testées se superposent sur une même courbe maitresse tant que $\frac{e}{d}$, le rapport de l'épaisseur et du diamètre de la cuve, est relativement faible, inférieur à 15% (épaisseur de plaque 16 mm). Pour des plaques plus épaisses, la force de résistance est supérieure. Si on extrapole ce résultat vers les résultats de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, cela pourrait expliquer pourquoi les doigts formés font toujours une taille beaucoup plus faible, entre 1 et 2 cm, que celle de la cuve, de 16 cm. Par ailleurs, l'indépendance de l'évolution de la force F avec les épaisseurs suggère qu'au démarrage, et tant qu'on est loin des bords, l'instabilité se développe de manière similaire pour les différentes tailles de doigts.

Dans les tests d'enfoncement, nous avons varié le module élastique de l'émulsion entre 150 Pa et 400Pa. Nous avons trouvé les mêmes tendances qualitatives. Quantitativement, la pente aux faibles déformations (faible h) $F'(h)_{h\to 0} = \alpha$ (voir Fig. 3.28)varie de manière proportionnelle au module élastique G, comme on peut voir sur la figure (3.29).

A partir de ce résultat, si on revient à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, nous pouvons dire que la force (par unité de largeur de la plaque enfoncée) associée au démarrage de l'instabilité peut s'écrire comme ξGh, où ξ est constant pour un faible rapport de la longueur de perturbation sur la taille de la cuve, et augmente à partir d'une longueur critique e_c, dans nos tests d'enfoncement de l'ordre de 15%. Notons que ξ dépend de la forme des perturbations éventuelles et de la taille de la cuve. Nous nous attendons ainsi à ce que l'interface soit instable si une perturbation parvient à l'emporter sur la force résistance dans

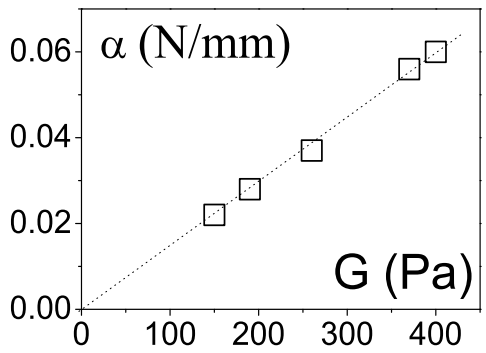

FIGURE 3.29 – Proportionnalité entre la pente à l'origine des courbes de la figure (Fig. 3.28) et le module élastique, ici, de l'émulsion à différentes concentrations.

le régime de démarrage. Les irrégularités naturellement présentes à la surface du fluide à seuil mènent à l'existence de perturbations préexistantes avec différentes longueurs. Si on en considère une, e, la force additionnelle par unité de longueur résultant de la différence de densité, quand la perturbation s'enfonce de h tout en gardant la même forme, est $\Delta\rho geh$. Ainsi, tant que $\xi G > \Delta\rho ge$, l'interface est stable. Sinon, dès que $\xi G < \Delta\rho ge$, tout faible enfoncement additionnel h va dégénérer, déclenchant ainsi l'instabilité. Le premier cas instable va en fait être atteint, quand $\Delta\rho$ augmente ou que τ diminue, pour une longueur de perturbation $e = e_c$.

Le critère ainsi obtenu a une forme analogue à celle du critère prédit par la théorie élastique, mais avec une origine d'instabilité beaucoup plus localisée et dans lequel les déformations plastiques jouent un rôle décisif dès le début de l'enfoncement.

Une autre caractéristique de l'instabilité trouve son origine dans les courbes $F(h)$: la pente de la courbe, $F'(h)$, diminue avec l'enfoncement (elle est divisée par 9 entre h=0.25e et h=e), entraînant la chute du rapport de F sur $\Delta\rho geh$ chute ce qui peut expliquer la rapidité et le caractère chaotique de la propagation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un fluide à seuil. En effet, dès que le seuil d'instabilité est dépassé, il devient de plus en plus facile pour un doigt qui se forme de s'enfoncer encore plus car la résistance à sa pénétration est de plus en plus faible.

Dans les tests d'enfoncement, nous avons aussi varié la vitesse d'enfoncement de la plaque ainsi que les conditions d'adhérence entre celle-ci et le fluide à seuil étudié comme nous l'avons précisé au début de cette partie. En utilisant une émulsion inverse, concentrée

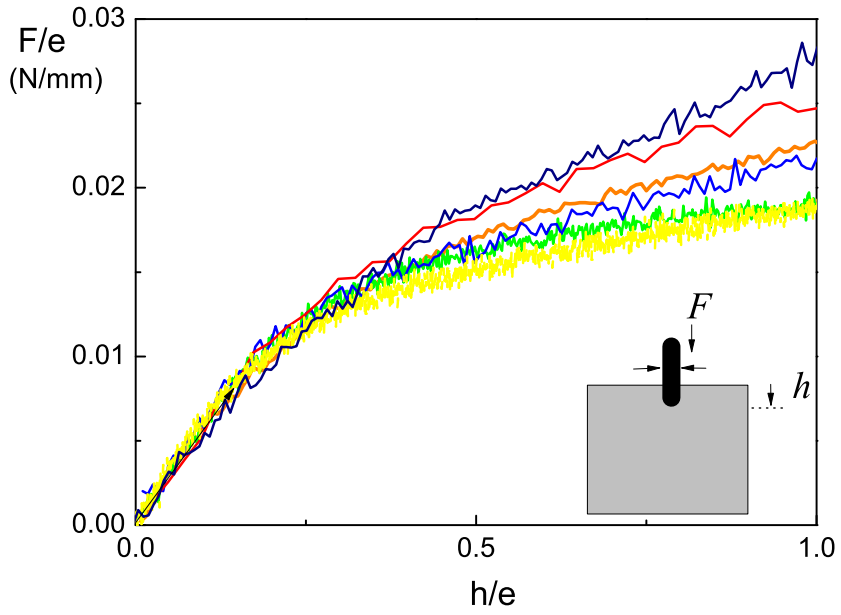

FIGURE 3.30 – La force en fonction de la profondeur de pénétration, toutes deux divisées par l'épaisseur de la plaque enfoncée e=8mm, dans un bain de fluide à seuil : - une émulsion inverse τ_c=54 Pa, G_1=400 Pa avec une plaque lisse à 0.02 mm/s (jaune), 0.3 mm/s (orange) ou 1 mm/s (rouge) ; avec une plaque graissée à 0.3 mm/s (vert) ; - Un gel de carbopol (τ_c=30 Pa, G_2=200 Pa) avec une plaque rugueuse (bleu foncé) ou une plaque silanisée (bleu). Notons que les résultats avec le carbopol ont été rescalés par le facteur $\frac{G_1}{G_2}$.

à 80 % ($\tau_c = 54, G_1 = 400Pa$), nous avons enfoncé une plaque lisse de 8 mm d'épaisseur, à trois vitesses différentes : 0.02, 0.3 et 1 mm/s ainsi qu'une plaque graissée à 0.3 mm/s. Pour explorer d'autres conditions d'adhérence, nous avons aussi utilisé un gel de carbopol ($\tau_c = 30, G_2 = 200Pa$) dans lequel deux plaques, dont l'une est rugueuse et l'autre est silanisée pour avoir un glissement parfait (le carbopol étant majoritairement composé d'eau) à une vitesse de 0.3 mm/s. La figure (3.30) reprend les résultats de l'ensemble de ces tests.

A partir de ce graphe, nous pouvons voir que la vitesse et le type de surface ont un effet négligeable sur les courbes de force dans le premier régime comme toutes les courbes se superposent au démarrage. De plus, en corrigeant simplement les résultats du gel de carbopol par le facteur $\frac{G_1}{G_2}$, les courbes d'émulsion et de gel de carbopol, qui ont deux structures différentes, se confondent presque à petit h, confirmant ainsi la simple proportionnalité de la pente initiale des courbes de force au module élastique du matériau.

Des différences se manifestent par contre dans le second régime : les pentes relatives aux

différents traitement de surface ne sont pas les mêmes. Ceci n'est en fait pas surprenant car, dans ce régime, la force résistance résulte essentiellement de l'écoulement dans la couche de faible épaisseur qui s'est formée autour de la plaque et la contrainte de cisaillement dépend du taux de cisaillement qui est lui-même fonction de la vitesse d'avancement de la plaque par rapport au reste du matériau qui est au repos et de l'éventuelle présence d'un glissement entre la plaque et le matériau (selon le type de surface qui est en jeu). Dans ce second régime, il ne suffit pas d'appliquer le facteur correctif $\frac{G_1}{G_2}$ sur les données du gel de carbopol pour les ramener à celles de l'émulsion. Cela suggère donc qu'une fois ce deuxième régime atteint, ce n'est plus une propriété "solide", à savoir le module élastique, qui contrôle les phénomènes de propagation de l'instabilité mais plutôt une propriété rhéologique plus liée à l'écoulement, notamment la contrainte seuil.

Les expériences d'enfoncement permettent donc de proposer un schéma de l'instabilité de Rayleigh-Taylor :

si on considère les perturbations préexistantes de différentes longueurs d'onde $2e$ à l'interface entre le fluide à seuil et le fluide newtonien, celle qui vérifie $\xi G < \Delta\rho g e$ dégénère dans le temps : le doigt associé s'enfonce en induisant des déformations plastiques dès le départ, ce qui conduit à la formation d'une couche liquide, de quelques millimètres d'épaisseur, autour de lui dès le début de l'enfoncement. La force de résistance que présente le fluide à seuil vis à vis de cet enfoncement diminue dans le temps, ce qui induit une augmentation de la cinétique de l'instabilité.

Remarque : les résultats de ce chapitre, présentés jusqu'ici, ont été publiés de manière plus concise dans l'article [60].

3.4 Fluides à seuil

3.4.1 Protocole expérimental et précautions

Pour étudier l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas de deux fluides à seuil superposés, nous utilisons la cuve rectangulaire décrite dans le paragraphe (sec. 2.3.2).

Les fluides à seuil que nous utilisons sont : le spacer, l'émulsion inverse et le gel de carbopol. Le spacer, plus dense que l'émulsion et le gel, offre la possibilité de faire varier la densité et les propriétés rhéologiques. Nous le plaçons dans la partie haute de la cuve pour pouvoir nous mettre dans les conditions favorables à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Le bas de la cuve est, quant à lui, occupé par l'émulsion ou par le gel de carbopol dont on peut varier les propriétés rhéologiques à densité pratiquement constante.

Avec ces fluides, nous sommes en mesure de varier les propriétés rhéologiques et la différence de densité entre les deux fluides superposés, le plus lourd étant en haut.

Comme dans le cas d'un fluide à seuil placé sous un fluide newtonien, il nous faut mi-

nimiser le cisaillement induit par le retrait de la plaque de séparation pour éviter d'induire un changement de régime de l'écoulement des deux fluides. Par conséquent, ces derniers ne sont pas mis directement en contact avec la plaque mais de fines couches de fluides interstitiels sont introduits, des deux côtés de la plaque cette fois-ci.

Divers traitements de surface et fluides ont été testés dans ce but : la plaque a été graissée, recouverte d'une couche d'huile silicone ou de colle censée réduire la rugosité. Finalement, nous n'avons jamais pu obtenir un glissement parfait. Le cisaillement a été considéré minimal (ou, de manière équivalente, le glissement maximal) quand le dépôt du fluide à seuil sur la plaque, après son retrait, était minimal (i.e. quand la couche adjacente à la plaque ne glissait pas à une vitesse égale à celle du retrait par-dessus le reste du matériau) (Fig. 3.31). Le cisaillement minimal des deux fluides à seuil a été observé quand :

- dans le cas du spacer, une couche de dodécane millimétrique est uniformément ajoutée entre celui-ci et la plaque.

- dans le cas de l'émulsion, une couche de glycérol millimétrique est uniformément ajoutée à sa surface. Dans ces deux cas, la couche interstitielle est non-miscible avec le fluide.

- pour le gel de carbopol, nous n'avons pas trouvé, parmi les produits compatibles avec le gel et disponibles au laboratoire, de fluide permettant de minimiser significativement l'adhérence avec la plaque en acier. Nous avons donc choisi de laisser une couche d'air très fine entre la plaque et le gel de façon à ce que ce dernier soit le moins perturbé.

Sur la figure (Fig. 3.31), la photo de la plaque de gauche est prise suite à son retrait dans une expérience où elle a été en contact direct avec le spacer. Vu le dépôt important à sa surface, nous pouvons déduire que le matériau a subi un cisaillement non-négligeable : les couches de fluide ont glissé les unes par rapport aux autres et la couche supérieure, liquéfiée, s'est déplacée à la même vitesse que la plaque, ce qui a induit son dépôt une fois le retrait arrêté.

Sur la photo de droite, une couche interstitielle a été placée entre le fluide à seuil et la plaque. En considérant une couche d'huile de dodécane de 3 mm de hauteur, des calculs semblables à ceux faits dans l'équation (eq. 3.2) donnent, à la surface du spacer, une contrainte $\tau = \mu\dot{\gamma} = \mu\frac{V}{h} = 0.008$ Pa, qui est inférieure aux contraintes seuil des spacers utilisés. Ainsi, moins de fluide à seuil est emporté par rapport au cas précédent. Il est à noter que si la présence des fluides interstitiels permet de réduire le cisaillement des fluides à seuil, il n'est pas complètement supprimé.

Pour la mise en place des fluides, l'émulsion (ou le carbopol) est versée en premier dans le compartiment inférieur jusqu'à être à 1 ou 2 mm du niveau de la plaque. La surface libre est lissée pour diminuer les aspérités de la surface et le glycérol est ensuite ajouté avec une pipette (dans le cas du carbopol, l'espace interstitiel reste vide) et la plaque de séparation est glissée par-dessus. Une très fine couche d'huile de dodécane est ajoutée sur la plaque

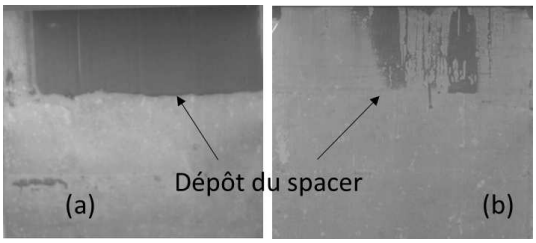

FIGURE 3.31 – Vue de dessus de la plaque de séparation après son retrait au-dessous du spacer. (a) : la plaque est directement en contact avec le fluide à seuil ; les zones sombres (en brun foncé) correspondent au spacer déposé ; les zones grises, plus claires, correspondent à la plaque en acier "propre". (b) : une fine couche d'huile de dodécane est rajoutée entre le spacer et la plaque. Il y a moins de dépôt dans (b) que dans (a). Le spacer est plus cisaillé dans le cas (a) que dans le cas (b).

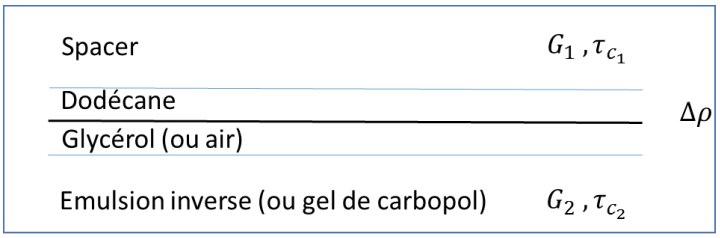

FIGURE 3.32 – Schéma des couches des fluides superposées. La plaque est représentée par le trait noir.

et enfin, le spacer est versé par-dessus.

Comme le spacer est opaque, la visualisation est compliquée par rapport à la configuration d'un fluide à seuil en contact avec un fluide newtonien (qui lui, était transparent). Une deuxième caméra d'une vitesse d'acquisition de 9 images par seconde a, pour cette raison, été ajoutée au dispositif expérimental pour permettre d'avoir une vue du dessus de la surface libre du spacer. Ceci permet de filmer en particulier le retrait de la plaque et de voir, dans les situations instables, les doigts du fluide à seuil du bas remonter en surface.

3.4.2 Résultats

Observations qualitatives

Quand la plaque de séparation est retirée, nous observons 3 situations :

- situation stable : l'interface entre les différents fluides n'évolue pas dans le temps et garde la même forme. Quand on essaie de générer des perturbations supplémentaires à la surface en la déformant avec une spatule, elles s'amortissement jusqu'à disparaître com-

plètement.

- situation stable / instable : par cela, nous désignons ainsi des situations où l'interface était stable avant de se déstabiliser suite à l'application de perturbations additionnelles, avec une spatule par exemple, d'une amplitude centimétrique. Ce cas de figure se situe généralement à la limite entre les cas stables et les cas instables.

- situation instable : dans une telle situation, dès le début du retrait de la plaque, la couche du spacer s'enfonce de quelques dizaines de millimètres et au bout d'une dizaine de secondes, le spacer commence à se glisser entre les parois de la cuve et le fluide du bas. Ceci complique l'observation via la caméra frontale mais la deuxième caméra, placée au-dessus de la cuve, permet d'apercevoir les premiers volumes du fluide du bas qui arrivent à la surface du spacer. Après une période de latence où la surface du spacer se déforme lentement (pendant l'affaissement et le glissement sur les parois), le premier doigt du fluide du bas apparait au bout d'un temps pouvant aller jusqu'à 30 secondes, ce qui équivaut à une vitesse moyenne de remontée de l'ordre de 1.6 mm/s mais les doigts suivants arrivent rapidement après. Ils apparaissent sous forme de "bouffées" à différents endroits de la surface supérieure et à différentes distances des parois mais il est difficile d'estimer leur diamètre car le spacer ne permet pas de vue latérale et que la vue de dessus ne permet d'accéder qu'au diamètre à partir du moment où le fluide arrive en surface (Fig. 3.33.

L'une des explications, du moins qualitatives, possible à cette latence est que la présence d'un deuxième fluide à seuil vient ralentir la cinétique de l'instabilité. Ceci est dû au fait que, contrairement à la situation où seul un fluide à seuil est présent, il faut maintenant que les deux déformations critiques des deux fluides à seuil soient dépassées pour que l'instabilité puisse avoir lieu. Ainsi, quand l'émulsion inverse, qui a une déformation critique de l'ordre de $\gamma_{c_1} = 25\%$, repose sous un spacer de déformation critique de l'ordre de $\gamma_{c_2} = 100\%$, γ_{c_1} va d'abord être atteinte en premier et il faudra attendre que γ_{c_2} le soit à son tour. D'ailleurs, ceci pourrait expliquer pourquoi on observe d'abord l'enfoncement du spacer. Une fois que γ_{c_1} est dépassée, l'émulsion est prête à couler ce qui facilite sa déformation et permet au spacer de pénétrer entre les parois et le fluide du bas. Toutefois, il faudra attendre que γ_{c_2} soit dépassée pour qu'enfin, le fluide du bas puisse se frayer un chemin jusqu'à la surface. Une fois ce chemin créé, la couche limite liquéfiée dont nous avons parlé dans la partie sur les essais d'enfoncement se forme et il devient de plus en plus simple pour les autres doigts du fluide du bas d'atteindre la surface, ce qui explique pourquoi dès que le premier doigt apparaît, les autres arrivent juste après.

Critère expérimental et analyse

Les résultats expérimentaux obtenus pour les différents fluides utilisés sont présentés sur les figures (Fig. 3.34 en fonction des modules élastiques divisés par la différence de densité et Fig. 3.35 en fonction des contraintes seuil divisées par la différence de densité.).

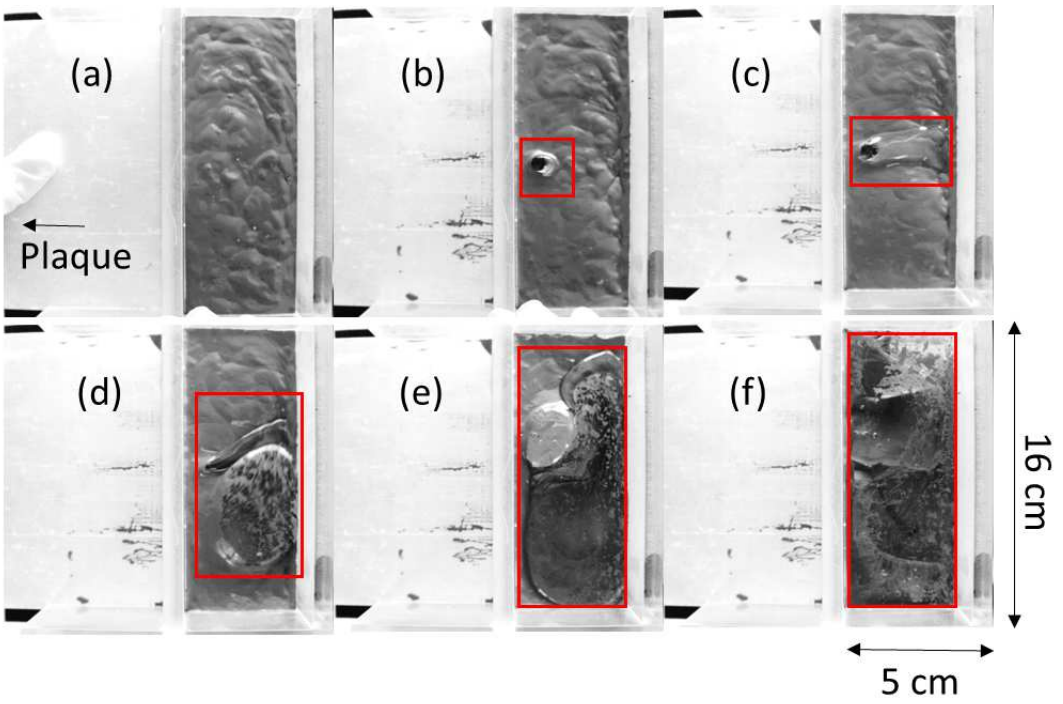

FIGURE 3.33 – Vue de dessus d'une interface instable entre un spacer (d=1800 kg/m^3, τ_c=5 Pa), en brun foncé et un gel de carbopol (d=1000 kg/m^3, τ_c=6 Pa), transparent, qu'on voit apparaître d'abord localement avant d'occuper toute la surface. La plaque est retirée dans le sens indiqué par la flèche. a, b, c, d, e et f correspondent aux instants 0, 13, 15, 17, 18, 25 s après le début du retrait de la plaque de séparation.

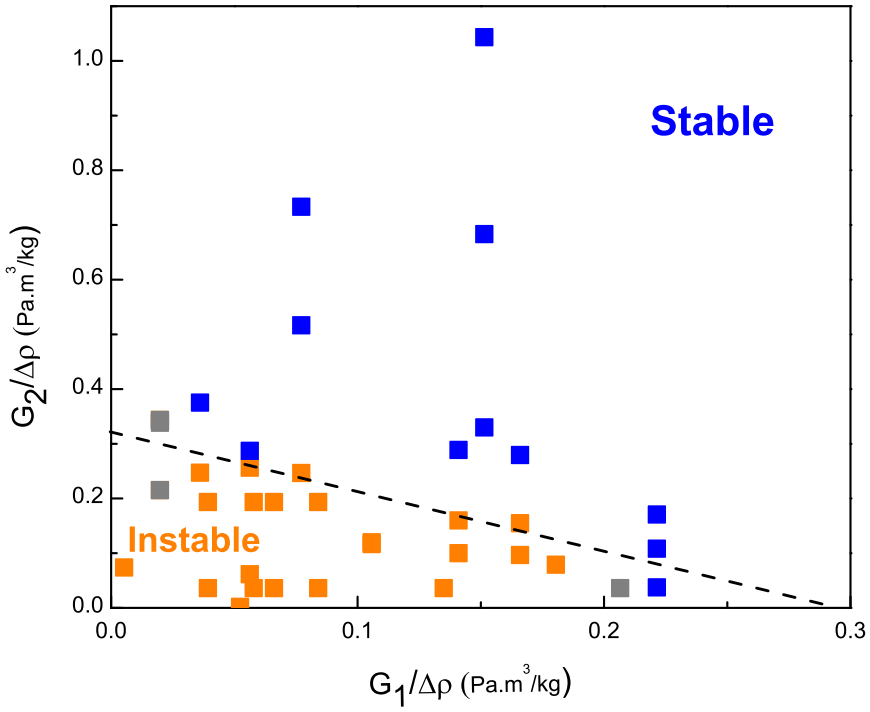

FIGURE 3.34 – Résultats expérimentaux en fonction du module élastique. G_1 est le module élastique du fluide du haut, le spacer, et G_2 celui de l'émulsion ou du carbopol, du bas. Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable

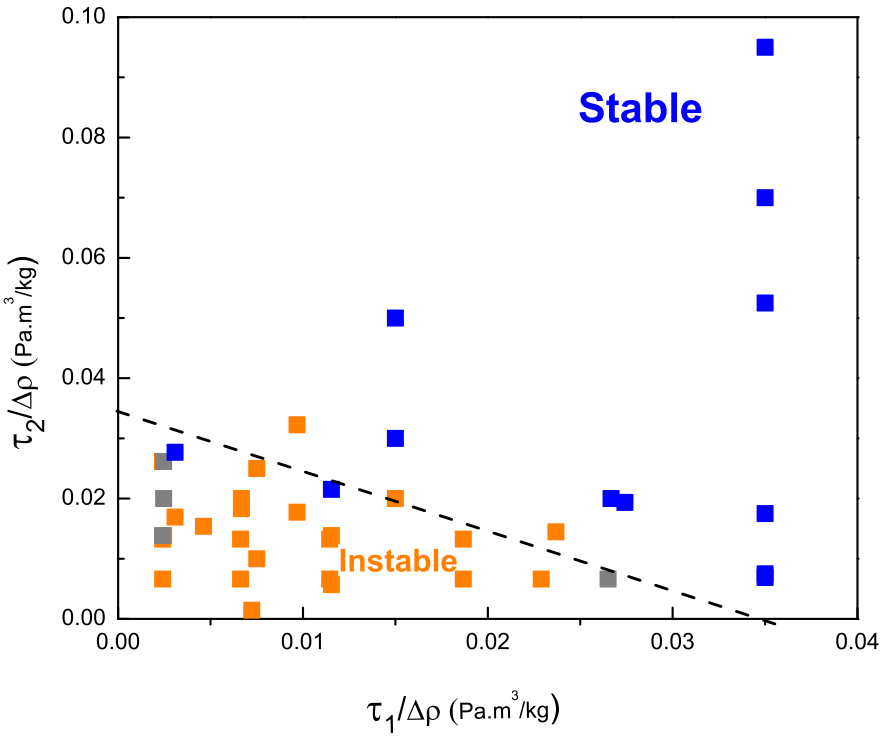

FIGURE 3.35 – Résultats expérimentaux en fonction de la contrainte seuil. τ_1 est la contrainte seuil du fluide du haut, le spacer, et τ_2 celle de l'émulsion ou du carbopol, du bas. Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable

A partir de ces graphes, nous remarquons donc que deux domaines se distinguent : stable et instable. Nous nous approchons de l'instabilité, quand les paramètres rhéologiques, G ou τ_c, diminuent ou que la différence de densité $\Delta\rho$ augmente, ce qui va dans le sens de ce que nous avons trouvé dans le cas d'un fluide à seuil au contact d'un fluide newtonien et est finalement assez logique.

Plusieurs limites peuvent être considérées pour délimiter les deux domaines dont celles que nous avons tracées sur les graphes (Fig. 3.34 et Fig. 3.35). Nous trouvons que l'interface est stable si $1.1G_1 + G_2 \geq 0.32\Delta\rho$ ou encore si $\tau_1 + \tau_2 \geq 0.034\Delta\rho$. Nous remarquons que les domaines stable et instable ainsi définis sont quasiment (à 10% près) symétriques par rapport à la droite d'équation $y = x$, ce qui suggère que, pour une différence de densité donnée, on peut intervertir les propriétés rhéologiques (comme c'est la somme qui intervient) des deux fluides superposés sans changer le critère d'instabilité. En fait, ceci est quelque part attendu car le problème physique est équivalent si on regarde les deux fluide à l'envers, aux conditions limites prés. Ceci se vérifie d'ailleurs dans le critère élastique de l'instabilité présenté auparavant, dans le premier chapitre, et qui implique que c'est la somme des modules élastiques qui joue, et que les modules jouent donc un rôle équivalent (ou symétrique). Nous pouvons exploiter cette symétrie pour prévoir quels seraient les résultats sur des gammes de valeurs plus importantes, à la fois sur l'axe vertical et sur l'axe horizontal, que celles que nous avons effectivement exploré dans nos expériences. En fait, sur les graphes actuels, l'axe horizontal couvre une gamme de valeurs moins large que celle couverte par l'axe vertical car les spacers ne permettent pas d'accéder à des valeurs de $\frac{\tau_{c1}}{\Delta\rho}$ et de $\frac{G_1}{\Delta\rho}$ aussi importantes que celles atteintes en utilisant des émulsions ou des gels de carbopols.

En regroupant les résultats expérimentaux de départs et ceux déduits par symétrie sur un même graphe, nous obtenons la figure (Fig. 3.36). Notons au passage que l'extrapolation faite ne remplacerait en aucun cas des expériences faites aux couples (G, $\Delta\rho$) (que nous n'avons pas pu faire parce que les fluides dont nous disposions ne le permettaient pas) pour lesquels les résultats ont été déduits par symétrie mais qu'elle peut fournir une base pour l'analyse qui suivra. Sur cette figure, le domaine stable est défini par :

$$G_1 + G_2 \geq 0.32\Delta\rho \tag{3.8}$$

Essayons de situer nos résultats par rapport à l'esprit de la théorie élastique pure qui suggère que, dans le cas de deux solides en contact, les effets d'élasticité des deux matériaux s'ajoutent linéairement, $G_1 + G_2$ pour lutter contre l'instabilité.

Qualitativement, notre la limite d'instabilité définie par nos résultats à la même forme, i.e. $\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.32$ que celle prédite par la théorie élastique ($\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.06$ représentée en pointillé vert sur la figure (3.36)). Les prédictions de la théorie élastiques sont donc formellement acceptables mais ne sont pas adaptées d'un point de vue quantitatif.

Par ailleurs, si nous essayons d'extrapoler le critère d'instabilité trouvé pour la confi-

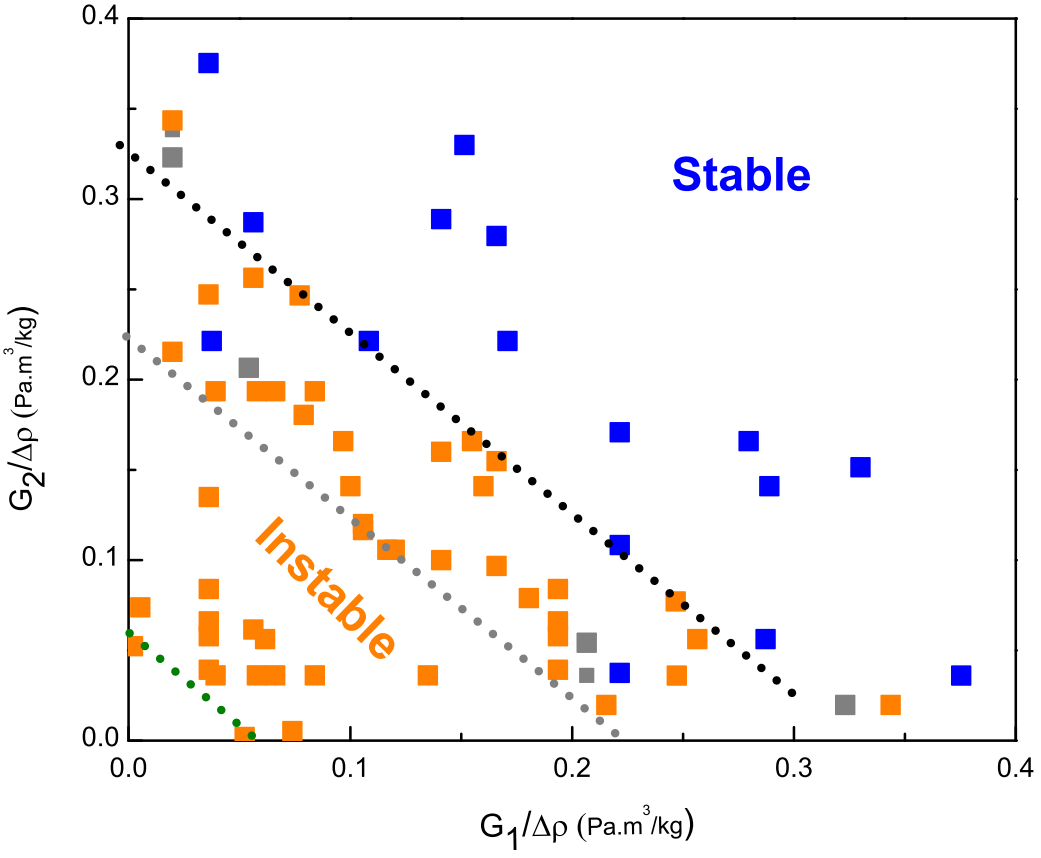

FIGURE 3.36 – Résultats (expérimentaux et déduits par symétrie) de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface de deux fluides à seuils en fonction de leurs modules élastiques G_1 et G_2. La ligne en pointillés noirs : limite visuelle séparant le domaine stable du domaine instable d'équation $G_1 + G_2 = 0.32\Delta\rho$. La ligne en pointillés gris : limite visuelle séparant le domaine stable du domaine instable, trouvée dans les expériences faites dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien, d'équation $G_1 + G_2 = 0.22\Delta\rho$. La ligne en pointillés verts : limite définie par l'approche élastique pure, d'équation $G_1 + G_2 = 0.06\Delta\rho$ Bleu : stable, orange : instable, gris : stable/instable.

guration fluide à seuil / fluide newtonien ($\frac{G}{\Delta\rho} \geq 0.22$), nous nous attendons à trouver comme critère $\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.22$ (ce qui correspond à la droite grise en pointillé sur la figure (Fig. 3.36)). Le domaine instable que nous trouvons avec deux fluides à seuil, délimité par le pointillé noir, est donc plus large.

L'une des explications possibles à ceci est que, dans les expériences faites avec deux fluides à seuil (configuration 2), nous contrôlons moins le cisaillement des fluides lors de la mise en place, ce qui est en mesure de décaler la limite d'instabilité comme nous avons vu dans le configuration fluide à seuil / fluide newtonien (configuration 1) : comme nous l'avons montré dans la partie consacrée à l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface séparant un fluide à seuil et un fluide newtonien, le critère expérimental change quand on change les conditions de contact entre la plaque et le fluide à seuil et, en considérant une limite linéaire passant par 0, nous passons d'une pente de l'ordre de 0.22 quand la couche interstitielle est ajoutée à 0.35 quand la plaque est retirée directement par-dessus le fluide à seuil. Il se peut donc que, dans la configuration 2 où la pente du critère est de l'ordre de 0.32, l'ajout des couches interstitielles ne permet pas de supprimer le cisaillement induit par le retrait, et nous nous trouvons dans des conditions de glissement intermédiaires (entre le cas où la couche est ajoutée et le cas où la plaque est retirée directement au contact du fluide à seuil).

3.4.3 Conclusion

En conclusion, nous avons pu dégager les caractéristiques qualitatives et quantitatives de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface séparant deux fluides à seuil. Qualitativement, deux situations majeures se distinguent, à savoir le cas stable où l'interface n'évolue pas dans le temps et le cas instable, où l'interface se déforme sous forme de doigts de fluides qui s'interpénètrent jusqu'à l'inversion totale des deux fluides. A la limite entre les domaines stable et instable, quelques situations intermédiaires ont été observées où l'interface était d'abord stable, puis ensuite déstabilisée suite à l'application de perturbations additionnelles. La même distinction des domaines que pour une interface fluide à seuil / fluide newtonien a donc été globalement observée mais une différence majeure a été signalée : la cinétique du développement de l'instabilité est beaucoup plus faible quand les deux fluides sont à seuil. Une explication, du moins qualitative, de ceci est que le développement de l'instabilité nécessite le dépassement d'une déformation critique supplémentaire en la présence d'un deuxième fluide à seuil. Quantitativement, nous avons trouvé que les deux fluides superposés de modules $G_1 et G_2$ contribuent de manière équivalente à la lutte contre l'instabilité à travers un critère qui s'écrit comme $\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.32$. Formellement, celui-ci ressemble au critère théorique élastique mais en est largement décalé d'un point de vue quantitatif, mais se rapproche plus du critère expérimental que nous avons trouvé dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien.

3.5 Résumé des résultats du chapitre

Ce chapitre est consacré à la caractérisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un fluide à seuil qui présente la majeure partie des travaux faits durant cette thèse. Dans notre démarche d'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un fluide à seuil, nous avons voulu partir de la situation la plus simple pour ensuite essayer de se rapprocher de plus en plus des conditions réelles dans lesquelles l'instabilité se produit au niveau des puits pétroliers. Nous sommes donc passés par trois étapes essentielles : (1) par précaution expérimentale, nous avons d'abord fait des expériences avec un couple de fluides newtoniens seulement pour pouvoir situer les résultats expérimentaux trouvés par rapport aux prédictions de la théorie qui est bien cadrée pour les newtoniens. Ensuite (2), nous avons introduit le fluide à seuil pour étudier l'instabilité au niveau de l'interface le séparant d'un fluide newtonien. Cette situation n'ayant pas été étudiée auparavant, nous avons fait le choix de nous mettre dans des conditions où les deux fluides sont "globalement" au repos (aucune vitesse ne leur est imposée et s'il y a écoulement, il n'est dû qu'à l'instabilité). Néanmoins, une fois que ce cas a été cadré, des expériences où les fluides sont mis en écoulement dans une conduite verticale ont été faites pour fournir de premiers éléments sur l'apport de la vitesse. Dans le problème industriel, l'instabilité a lieu à l'interface séparant deux fluides à seuil. C'est ce point qui a inspiré la troisième étape (3), où l'instabilité a été étudiée à l'interface de deux fluides à seuil, dont l'un est un fluide réellement utilisé dans l'industrie, pour étendre l'étude globale.

A l'issue de l'étape (1), si le dispositif ne permettait pas d'avoir exactement les longueurs d'onde prévues théoriquement (l'écart était de l'ordre de 15% autour de la limite et grandissait quand on s'en éloignait), il permettait une très bonne validation du critère expérimental, ce qui nous a encouragés à l'utiliser pour étudier l'instabilité dans les cas suivants.

Dans l'étape (2), il y a eu une première phase où nous avons pu dégager les aspects importants, qualitatifs et quantitatifs, de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la situation d'un fluide à seuil, placé sous un fluide newtonien plus lourd. Deux situations complètement opposées se distinguent : une situation stable, où l'interface n'évolue pas dans le temps, et où à moins que l'on soit à 10% de la limite de basculement (en terme de contrainte seuil ou de seuil élastique) vers l'instabilité, il est impossible de provoquer l'instabilité juste en perturbant l'interface ; une situation instable où dès les premières secondes de contact entre les deux fluides superposés, des doigts du fluide à seuil, beaucoup plus petits comparés à la taille de la cuve, faisant 1 à 2 cm de largeur indépendamment des propriétés du système (rhéologie, différence de densité), se forment brutalement dans le fluide newtonien jusqu'au basculement complet des positions des fluides. Le critère de l'instabilité dans cette configuration a été déterminé (en fonction de la différence de densité et des propriétés rhéologiques) et la transition entre les deux situations a été située : elle se fait assez brusquement ; nous passons d'un cas de figure à un autre en variant la contrainte seuil de quelques pascals. Cette limite entre le cas stable et instable s'est avérée indépendante de la taille de la cuve et la viscosité du fluide newtonien. Tous ces résultats ont été trouvés

dans la configuration où les fluides étaient globalement au repos (en statique). La mise en écoulement des fluides à une vitesse constante (accélération quasi-nulle) a pu mettre en évidence que la vitesse peut induire l'instabilité : en partant d'une configuration initialement stable en statique, nous avons pu définir une vitesse critique au-delà de laquelle l'interface se déstabilise. En-dessous de cette vitesse, les deux fluides semblaient s'écouler indépendamment l'un de l'autre. Au-dessus, une déformation large et complexe de l'interface a été enregistrée délimitant ainsi deux domaines de stabilité en fonction de la vitesse et de la différence de densité. Toutefois, si les expériences faites ont permis de fournir des éléments sur l'effet de la vitesse ainsi que sur l'influence des paramètres physiques du problème, le dispositif ne permettait pas de conclure quant aux raisons pour lesquelles la vitesse induit l'instabilité. Ceci dit, nous avons proposé une analyse, quoiqu'assez grossière, à cela : la mise en écoulement des deux fluides induit la formation d'une couche cisaillée au contact des parois, au niveau de laquelle les fluides se retrouvent dans leur régime liquide, anticipant ainsi l'instabilité. Cette hypothèse a été défendue par deux éléments principaux : augmenter la vitesse, et de là, augmenter l'épaisseur de la couche cisaillée, induit une instabilité de plus en plus rapide et violente ; de plus, réduire le cisaillement (et de là, l'épaisseur de la couche cisaillée) au niveau des parois en favorisant le glissement à travers des traitements chimiques notamment, retarde l'instabilité. Néanmoins, quasiment toutes les expériences ont été faites à une seule contrainte seuil. Il faudrait donc faire varier ce paramètre de manière plus systématique pour voir les limites de cette analyse. Un travail supplémentaire sur la formulation des matériaux modèles doit être envisagé pour pouvoir fabriquer des fluides à seuil, dont les propriétés rhéologiques sont facilement ajustables, qui soient transparents : en effet, vu leur opacité, les émulsions inverses limitent l'exploitation des expériences faites en écoulement comme l'interface qui les sépare du fluide poussant peut vite devenir invisible.

A l'issue de la première phase de l'étape (2), nous avons cherché à analyser l'ensemble des résultats trouvés dans la configuration d'un fluide à seuil placé sous un fluide newtonien, plus lourd, en statique. D'abord, comparer ces résultats aux prédictions de théories classiques développées au sujet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, notamment pour des solides pour lesquels l'approche élastique et l'approche plastique se distinguent, a mis en évidence que ces approches ne sont pas appropriées à la description de l'instabilité dans notre contexte. Nous avons pu donner des éléments d'explication de ce décalage grâce à des mesures de rhéométrie de fluage et de récupération qui ont montré que l'émulsion, notre fluide à seuil modèle, était un matériau élastoplastique : elle se met certes à s'écouler à partir du seuil, mais pas seulement ; des zones d'écoulement partiel existent même sous le seuil et correspondent à des déformations que le matériau ne récupère pas après le relâchement de la contrainte. Il faudrait donc prendre en compte l'élasticité et la plasticité simultanément. Ensuite, nous avons essayé, à travers les expériences d'enfoncement, d'analyser les résultats de l'étape (1) expérimentalement. Ces expériences ont eu comme objectif de reproduire de façon contrôlée la digitation du point de vue du fluide à seuil en effectuant un enfoncement contrôlé de doigts de différentes épaisseurs e dans un bain de fluide à seuil. Ces expériences d'enfoncement ont permis de proposer un schéma de l'instabilité

de Rayleigh-Taylor, proche de celui mis en évidence lors des expériences de l'étape (1) en statique : si on considère des perturbations préexistantes de différentes longueurs d'onde $2e$ à l'interface entre le fluide à seuil, de module élastique G et le fluide newtonien, celle qui vérifie $\xi G < \Delta\rho g e$, (où $\Delta\rho$ est la différence de densité entre les deux fluides, g l'accélération gravitaire et ξ étant défini pas les expériences d'enfoncement) dégénère dans le temps : le doigt associé, dont la taille a été trouvée comparable à ce que nous avions observé dans l'étape (2) (i.e. entre 1 et 2 cm) s'enfonce en induisant des déformations plastiques dès le départ, ce qui conduit à la formation localisée d'une couche liquide, de quelques millimètres d'épaisseur, autour de lui dès le début de l'enfoncement. La force de résistance que présente le fluide à seuil vis-à-vis de cet enfoncement diminue dans le temps, ce qui induit une augmentation de la cinétique de l'instabilité et explique le caractère brutal observé dans les expériences en statique.

Suite à ces expériences d'enfoncement qui ont permis d'interpréter plusieurs traits de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface entre un fluide à seuil et un fluide newtonien, nous sommes passés à l'étape (3) où nous nous sommes penchés sur l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor à l'interface entre deux fluides à seuil, dont l'un est modèle et l'autre, réellement utilisé dans l'industrie pétrolière. Ici aussi, nous avons pu dégager les caractéristiques qualitatives et quantitatives de l'instabilité. Qualitativement, deux situations majeures se distinguent, à savoir le cas stable où l'interface n'évolue pas dans le temps et le cas instable, où l'interface se déforme sous forme de doigts de fluides qui s'interpénètrent jusqu'à l'inversion totale des deux fluides. A la limite entre les domaines stable et instable, quelques situations intermédiaires ont été observées où l'interface était d'abord stable, puis ensuite déstabilisée suite à l'application de perturbations additionnelles. La même distinction des domaines que dans l'étape (1) a donc été globalement observée mais une différence majeure a été signalée : la cinétique du développement de l'instabilité est beaucoup plus faible quand les deux fluides sont à seuil. Une explication, du moins qualitative, de ceci est que le développement de l'instabilité nécessite le dépassement d'une déformation critique supplémentaire en la présence d'un deuxième fluide à seuil. Quantitativement, nous avons trouvé que les deux fluides superposés de modules $G_1 et G_2$ contribuent de manière équivalente à la lutte contre l'instabilité à travers un critère qui s'écrit comme $\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.32$. Formellement, celui-ci ressemble au critère théorique élastique mais en est largement décalé d'un point de vue quantitatif, mais se rapproche plus du critère expérimental que nous avons trouvé dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien.

Finalement, nous avons donc pu explorer différentes configurations où un fluide à seuil a subi une instabilité de Rayleigh-Taylor, ce qui nous a permis de définir les conditions dans lesquelles cette instabilité a lieu et de décrire son évolution, tout en nous rapprochant progressivement de la situation correspondant au problème industriel.

Chapitre 4

Dépôt d'un fluide à seuil sur les parois d'une conduite cylindrique

Ce quatrième chapitre présente les résultats de l'étude du dépôt d'un fluide à seuil sur les parois internes d'un cylindre ainsi que l'analyse de ces résultats à la lumière de quelques références bibliographiques qui y seront présentées.

Sommaire

4.1 Exploitation des expériences 138
4.1.1 Synchronisation des données fournies par la balance et par la caméra 138
4.1.2 Calcul de l'épaisseur de la couche déposée 140
4.2 Résultats 142
4.2.1 Effet de la contrainte seuil et du rayon du cylindre 142
4.2.2 Effet de la viscosité du fluide poussant : 143
4.3 Analyse théorique 145
4.4 Conclusion 153

Nous nous intéressons ici à la caractérisation du dépôt de fluides à seuil sur les parois internes d'une conduite cylindrique. L'expérience type, qui est décrite en détail dans la partie 2.4, consiste à pousser un fluide à seuil modèle, du gel de carbopol de contrainte seuil τ_c, avec de l'air ou un autre fluide newtonien non-miscible, de viscosité η dans une conduite cylindrique verticale de rayon R ayant un orifice de rayon $r \leq R$ et d'observer le dépôt laissé sur les parois à l'arrière.

Nous allons dans un premier temps décrire comment les expériences ont été exploitées. Ensuite, nous présenterons les différent résultats bruts. Nous discuterons et analyserons ces résultats dans une dernière partie.

4.1 Exploitation des expériences

Une fois la mise en place des fluides effectuée comme nous l'avons expliqué dans la section 2.4, la pression à l'entrée du tube est réglée à l'aide du régulateur de pression MAESFLO et l'écoulement se produit. L'interface est suivie grâce à la caméra et le débit massique du fluide à seuil à la sortie du cylindre est suivi dans le temps grâce à une balance monitorée. Notons que, dans une première phase d'expériences, une autre technique beaucoup plus rustique a été utilisée : elle consiste à faire s'écouler les fluides sous la gravité seule, à supposer une couche déposée uniforme sur toute la longueur de la conduite et à ne peser le tube qu'à la fin de l'écoulement pour en déduire l'épaisseur déposée. Compte tenu de cette hypothèse nécessaire et non-vérifiée, nous avons abandonné cette mesure. Toutefois, si le suivi de la masse dans le temps fournit des données plus exactes sur l'épaisseur déposée, il nécessite un important travail de synchronisation des données recueillies par la balance et celles enregistrées avec la caméra.

4.1.1 Synchronisation des données fournies par la balance et par la caméra

Diverses séquences de changement de pression au cours du temps peuvent être programmées sur MAESFLO, permettant d'appliquer soit une seule pression par expérience (Fig. 4.1), ou plusieurs à la suite dans une même expérience (Fig. 4.2).

Les données de ces graphes doivent être synchronisées avec celles recueillies grâce à la caméra, notamment concernant le déplacement de la surface supérieure du gel de carbopol dans le temps. Si cette synchronisation peut paraître simple de prime abord, elle peut être fastidieuse par moments. En effet, si la vitesse d'acquisition de la caméra est censée être constante et égale à celle fixée au préalable, elle ne l'est pas toujours, surtout quand les vidéos sont relativement longues, de l'ordre de la vingtaine de minutes dans notre cas. En effet, nous nous sommes rendus compte qu'elle variait significativement, se divisant

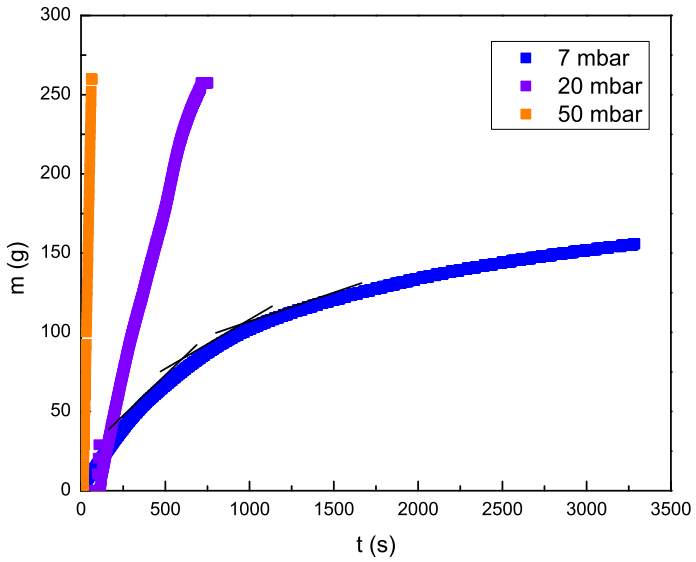

FIGURE 4.1 – Courbe massique à diverses pressions appliquées ; une courbe par expérience. Pour la pression $P = 7$ mbar, les droites en noir représentent des tangentes à différents instants.

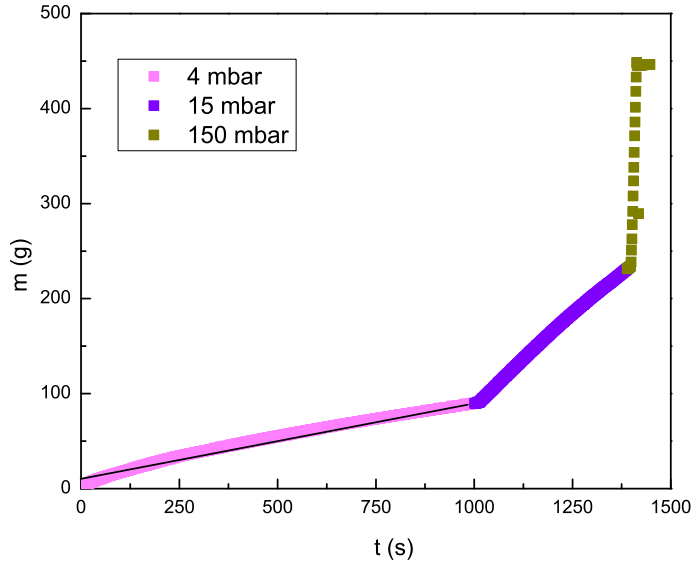

FIGURE 4.2 – Courbe massique dans une expérience où la pression appliquée est changée au cours du temps. La droite en noir représente une asymptote linéaire des données pour $P = 4$ mbar

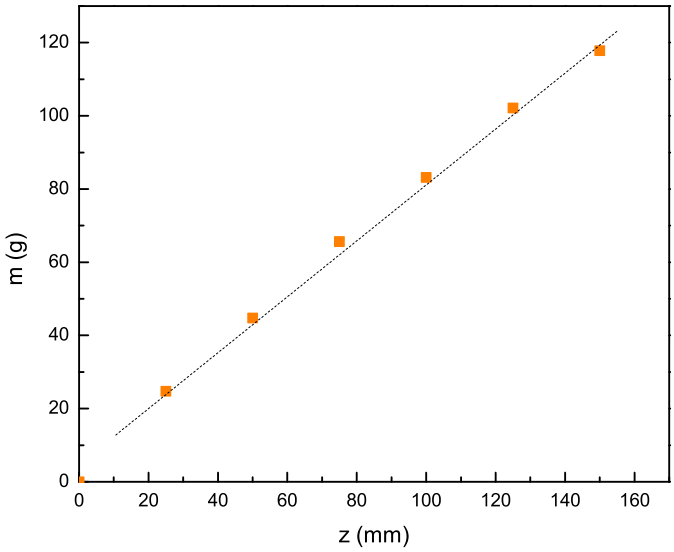

FIGURE 4.3 – La masse de carbopol écoulée en fonction de sa hauteur

même par deux durant une même expérience. Pour cette raison, nous avons veillé à la vérifier systématiquement avant chaque exploitation des résultats, pour avoir une bonne correspondance entre la masse m et la hauteur du gel z à un instant t.

Ainsi, si nous reprenons la courbe massique obtenue lors de l'application d'une pression $p = 7$mbar (Fig. 4.1), recouper ces données avec l'enregistrement de la caméra permet de tracer la masse m en fonction de la hauteur z (Fig. 4.3). D'un point de vue pratique, nous obtenons des données discrètes à partir de données continues (fournies par la balance) en approchant la courbe massique, localement, par une droite et en considérant le débit massique moyen sur l'intervalle considéré de temps considéré. Parallèlement, nous récupérons les positions z aux deux limites de ce même intervalle. La variation quasi-linéaire que nous obtenons est rassurante dans le sens où elle suggère que la synchronisation a été bien faite. Dans le paragraphe suivant, nous verrons comment ces données permettent de calculer l'épaisseur e de la couche de carbopol déposée le long des parois.

4.1.2 Calcul de l'épaisseur de la couche déposée

Le suivi de l'avancement de l'interface couplé au suivi de la masse de carbopol de densité ρ qui coule de la conduite cylindrique permet de calculer l'épaisseur de la couche déposée sur la parois.

En effet, soit V la vitesse de déplacement de l'interface entre t et $t + dt$ et q_m le débit massique à la sortie de la conduite qu'on définit comme $q_m = \frac{m_{b_{t+dt}} - m_{b_t}}{dt}$; $m_b(t)$ étant la masse relevée par la balance à l'instant t.

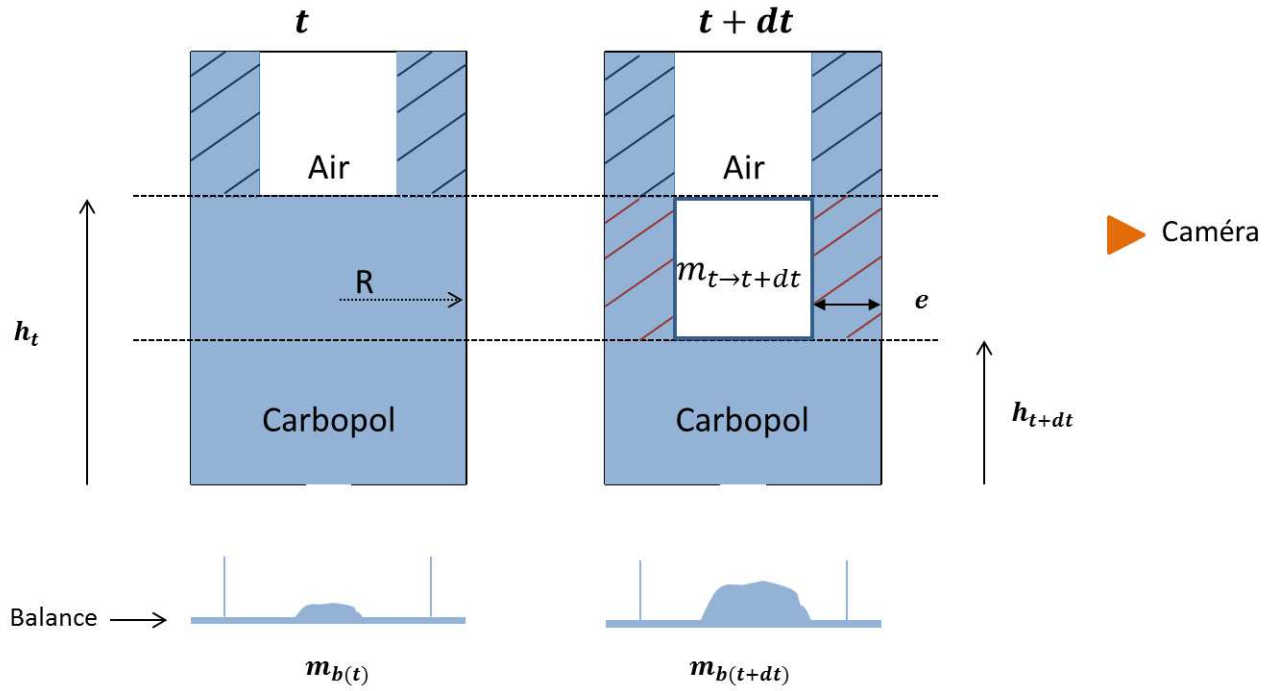

FIGURE 4.4 – Calcul de l'épaisseur e de la couche déposée

Considérons le schéma simplifié (Fig. 4.4) représentant la conduite aux instants t et $t + dt$.

La masse $m_{t\to t+dt}$ du carbopol qui a coulé de la conduite entre t et $t + dt$ s'écrit :

$$m_{t\to t+dt} = m_{b_{t+dt}} - m_{b_t} \tag{4.1}$$

Si on suppose que l'épaisseur e de la couche déposée entre t et $t + dt$ est uniforme, nous avons :

$$m_{t\to t+dt} = \rho\pi(R - e)^2 * (h_t - h_{t+dt}) \tag{4.2}$$

A partir des équations (eq. 4.1 et 4.2), nous obtenons :

$$e = R - \sqrt{\frac{m_{b_{t+dt}} - m_{b_t}}{\pi\rho(h_t - h_{t+dt})}} \tag{4.3}$$

que nous pouvons écrire sous la forme :

$$e = R - \sqrt{\frac{q_m}{\pi\rho V}} \tag{4.4}$$

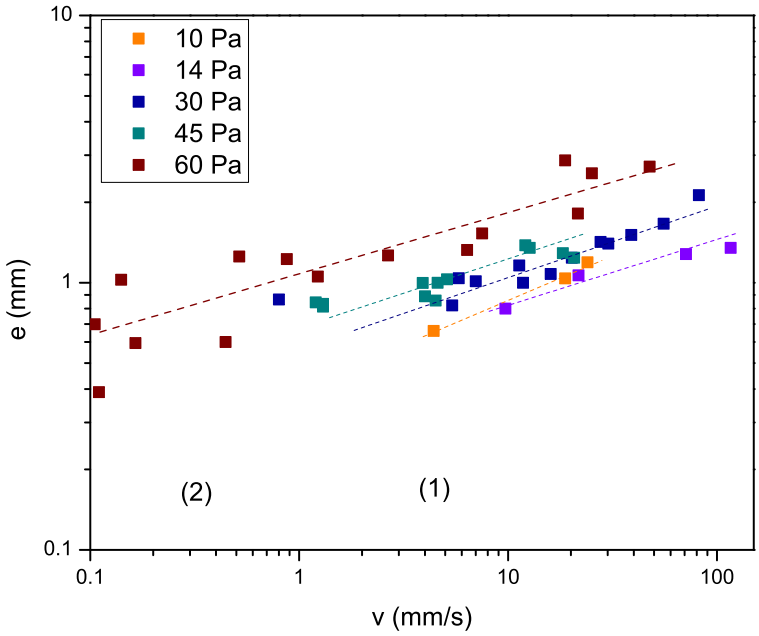

FIGURE 4.5 – Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement dans une conduite de rayon R=17 mm de carbopols de différents seuils.

4.2 Résultats

Les résultats seront présentés sous forme de variation de l'épaisseur de la couche déposée e en fonction de la vitesse moyenne du déplacement de la surface libre du gel V. Cette vitesse varie, en fonction de la pression appliquée entre 0.1 et 100 mm/s à peu près. Pour chaque épaisseur, la vitesse correspondante a été calculée sur le petit intervalle de temps (entre t et $t + dt$; voir calcul de e) sur lequel l'épaisseur a été supposée constante.

4.2.1 Effet de la contrainte seuil et du rayon du cylindre

Le premier paramètre que l'on fait varier est la contrainte seuil τ_c du gel de carbopol. Dans deux conduites de rayons différents, nous avons donc calculé la variation de e en fonction de V. Les graphes (Fig. 4.5 , 4.6) représentent les résultats dans les cas respectifs de $R = 17$mm et $R = 10$mm. Sur le graphe (Fig. 4.8), nous représentons ces mêmes résultats en fonction de $\frac{\rho g e}{\tau_c}$.

A partir de ces graphes, nous remarquons que pour les deux tailles de conduite testées, l'épaisseur déposée augmente avec la vitesse, mais assez légèrement : quand la vitesse varie sur trois décades, l'épaisseur est multipliée par trois au maximum. Pour chaque contrainte

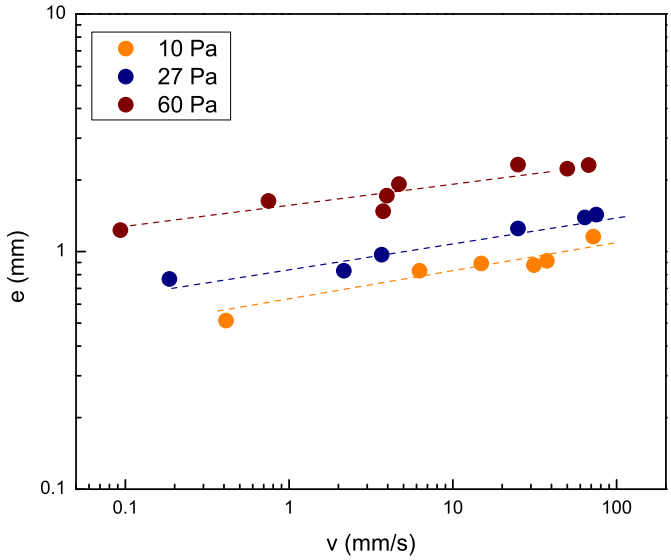

FIGURE 4.6 – Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement dans une conduite de rayon R=10 mm de carbopols à différents seuils.

seuil, les données peuvent être, en première approximation, représentées par une progression logarithmique ($log(e) \propto 0.01 log(V)$) qui donne $e \propto V^{0.01}$. Toutefois, pour $\tau_c = 60Pa$ quand R=17 mm, les données se dispersent fortement aux faibles vitesses (en dessous de 1 mm/s). Ceci est peut être dû au fait qu'aux faibles vitesses, la marge d'erreur sur les données fournies par la caméra est plus grande. Une telle dispersion aux faibles vitesses a déjà été observée par Maillard et al. [58].

Quand la contrainte seuil du gel augmente, nous pouvons voir que l'épaisseur de dépôt augmente mais, ici aussi, assez faiblement : elle double à peine quand la contrainte est multipliée par 6.

Le deuxième paramètre qu'on a fait varier est le rayon R de la conduite dans laquelle on fait écouler le gel de carbopol. Nous avons testé R =10 mm et R =17 mm pour différentes contraintes seuil. Sur le graphe (Fig. 4.8), nous pouvons voir qu'il y a une très faible dépendance par rapport au rayon. Toutefois, sur la gamme testée (rapport égal à 1.7), il est difficile de définir une tendance exacte compte tenu du bruit que nous avons sur les mesures.

4.2.2 Effet de la viscosité du fluide poussant :

Le troisième paramètre qu'on a fait varier est la viscosité du fluide poussant. Les résultats présentés jusqu'à maintenant ont été obtenus à partir d'expériences pour lesquelles le

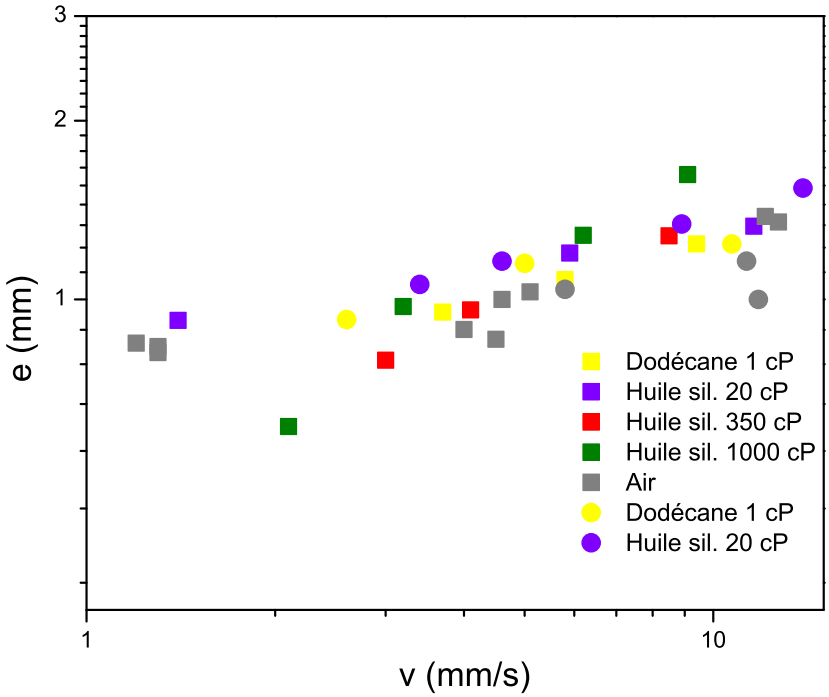

FIGURE 4.7 – Épaisseur en fonction de la vitesse lors de l'écoulement d'un carbopol (45 Pa, carrés) et d'un carbopol (30 Pa, disques) poussés par différents fluides

gel de carbopol était poussé par de l'air. Dans cette section, nous observons la variation de l'épaisseur en fonction de la vitesse quand d'autres fluides newtoniens de viscosités différentes sont utilisés pour pousser le carbopol : le dodécane (viscosité comparable à celle de l'eau) et les huiles silicones (viscosité 20 à 1000 fois plus supérieures à celle de l'eau). L'ensemble des résultats est repris sur le graphe (Fig. 4.7).

Nous formulons les observations suivantes :

- pour toutes les viscosités de fluides poussants testées, nous retrouvons les mêmes tendances obtenues auparavant : l'épaisseur augmente avec la vitesse. La progression est plus linéaire aux petites viscosités (cas de l'air et de l'huile de dodécane) qu'aux grandes viscosités (20, 350 et 1000 cP) où la pente diminue avec la vitesse.

- quand un même fluide à seuil est poussé par des fluides de viscosités différentes, l'épaisseur augmente avec la viscosité mais très légèrement : pour un rapport de viscosité de 1000 entre les viscosités, l'épaisseur est à peine éventuellement multipliée par 1,3 mais on est pratiquement dans le bruit de la mesure. La dépendance de l'épaisseur déposée par rapport à la viscosité du fluide poussant est négligeable.

4.3 Analyse théorique

Comme on a globalement affaire à la formation d'une couche de fluide à seuil étalée sur une paroi solide, il est naturel de supposer dans un premier temps que la couche déposée sur la paroi interne du cylindre résulte de l'arrêt de l'écoulement d'une couche plus ou moins épaisse de fluide à seuil coulant en s'étalant le long de la paroi.

Dans ces conditions le problème est analogue à l'étalement d'un volume fini de fluide sur un plan incliné (de pente i), dont on sait que l'épaisseur finale à l'arrêt, vaut $h_c = \tau_c/\rho g \sin i$, où ρ est la masse volumique du fluide. Ici la couche de fluide est cylindrique, on la suppose d'épaisseur e uniforme, alors à l'arrêt de cette couche (sur une longueur L) l'équilibre des forces de surface le long de la paroi et du poids de la couche s'écrit :

$$2\pi RL\tau_c = \rho g\pi \left(R^2 - (R-e)^2\right)$$

Lorsque $e << R$, on obtient :

$$e = \frac{\tau_c}{\rho g}$$

On peut constater sur la figure (Fig. 4.8) que cette valeur ne correspond pas à celle obtenue lors de nos expériences, puisque $\rho g e/\tau_c$ est nettement inférieur à 1 quelles que soient les valeurs de seuil de contrainte et de vitesse.

Ceci n'est pas vraiment surprenant : en fait, l'approche ci-dessus est valable si le dépôt se forme par arrêt progressif d'une couche à surface libre (l'interface verticale entre le fluide et l'air) s'écoulant le long de la paroi interne du cylindre, autrement dit, une couche cylindrique de fluide creuse en son centre. Ceci ne correspond pas à notre situation : dans notre cas, il n'y a pas de surface libre à l'intérieur du cylindre de fluide en écoulement, celui-ci est « plein ». Il s'agit donc plutôt de l'écoulement d'un fluide remplissant un cylindre et laissant un dépôt derrière lui en avançant.

Cette situation se rapproche de celle de l'enduction par trempage et retrait (« dip-coating »). La situation d'enduction la plus simple est celle d'une plaque plane immergée dans le fluide puis retirée. Cette situation a été largement étudiée dans le cas des liquides simples [31]. En tirant la plaque à vitesse constante, l'épaisseur de la couche liquide qui « s'accroche » à la plaque atteint une épaisseur uniforme sur une certaine distance par rapport au bain de liquide, qui peut être prédite par un équilibre des flux sortant du bain (emporté initialement par la plaque) et s'écoulant par gravité le long de la plaque, avec éventuellement un effet capillaire associé à la forte courbure de l'interface liquide-air autour du point de sortie de la plaque du bain.

Dans le cas des fluides à seuil les études du dip-coating sont très peu nombreuses. La thèse de Mathilde Maillard [59] a été principalement consacrée à ce sujet. L'article Maillard et al. [58] reprend l'essentiel des conclusions, que nous rappelons ici :

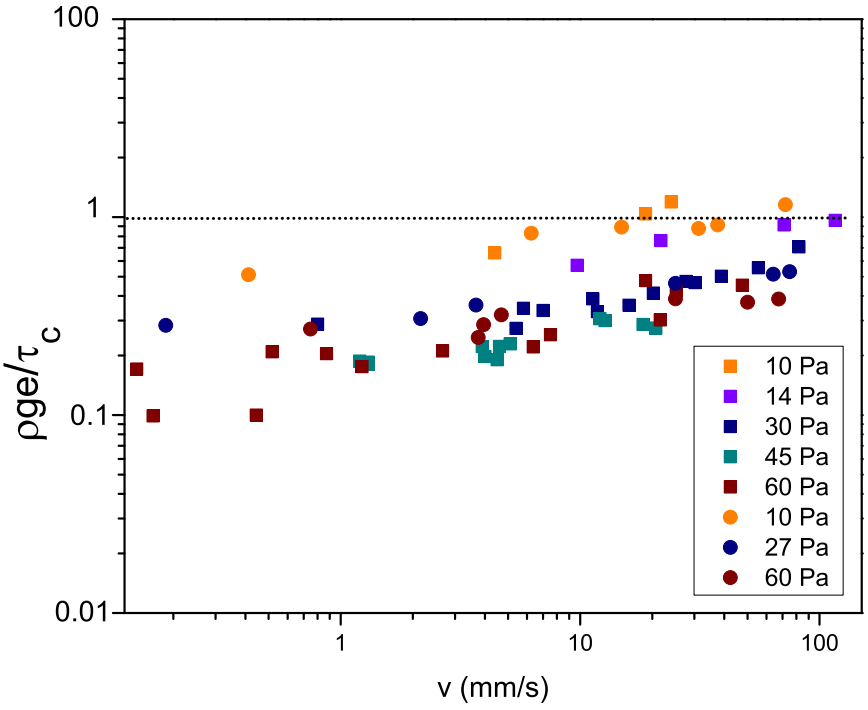

FIGURE 4.8 – Épaisseur divisée par $\frac{\tau_c}{\rho g}$ en fonction de la vitesse lors de l'écoulement de carbopols de différents seuils dans deux conduites de rayons différents R=17 mm (carrés) et R=10 mm (disques).

1. Lorsqu'on retire une plaque d'un fluide à seuil il reste une couche d'épaisseur uniforme au repos par rapport à la plaque ;
2. Cette épaisseur augmente avec le seuil de contrainte du fluide ; elle augmente très lentement avec la vitesse d'extraction de la plaque ;
3. Cette épaisseur est de l'ordre de 1/3 l'épaisseur obtenue par arrêt de l'écoulement d'un fluide à seuil s'étalant sur une plaque verticale
4. Cette épaisseur résulte d'un équilibre subtil entre d'une part le mouvement de la couche de fluide en écoulement dans son régime liquide le long de la plaque à l'intérieur du bain, et les effets de gravité d'autre part tendant à ramener le fluide dans le bain ;
5. A l'intérieur du bain, le long de la plaque le fluide est cisaillée et en régime liquide seulement dans une épaisseur assez fine uniforme ; le reste du fluide est déformé mais reste dans son régime solide (Fig. 4.9) ;
6. L'épaisseur de cette couche liquide conditionne l'épaisseur de la couche enduite sur la plaque, mais il n'existe pas de théorie simple permettant de prédire sa valeur
7. Pour des seuils de contrainte suffisamment élevés il est possible d'estimer l'épaisseur enduite en prenant en compte l'équilibre entre le mouvement vertical de l'épaisseur emportée par la couche liquide interne au bain avec un le mouvement gravitaire de cette couche liquide.

La vidange d'un cylindre initialement rempli d'un fluide présente une analogie avec l'enduction d'une plaque décrit ci-dessus. En effet, si on se place dans le repère mobile de l'interface horizontale fluide-air, tout se passe comme si on retirait une paroi solide d'un bain de fluide (dont la surface libre est celle de cette interface). Les différences essentielles sont d'une part que nous avons ici affaire à un cylindre, et d'autre part que l'écoulement du fluide dans la conduite (au lieu du fluide globalement au repos imposé par les parois du récipient contenant le bain) induit des caractéristiques particulières de l'écoulement le long des parois du cylindre.

Reprenons donc le problème dans ce contexte. Pour cela on peut d'abord étudier les caractéristiques de l'écoulement du fluide à seuil loin de l'interface supérieure. En supposant les effets d'extrémité négligeables, on a affaire à l'écoulement permanent uniforme d'un fluide à seuil dans une conduite verticale. On connaît les caractéristiques de cet écoulement, elles s'établissent à partir d'un bilan de quantité de mouvement dans la conduite dans la direction de l'axe principal, qui nous donne la contrainte tangentielle en fonction du gradient de pression :

$$\tau(r) = \frac{r}{2}\nabla p$$

Par ailleurs la loi de comportement du matériau s'écrit :

$$\tau(r) = \tau_c + k\left(v'(r)\right)^n$$

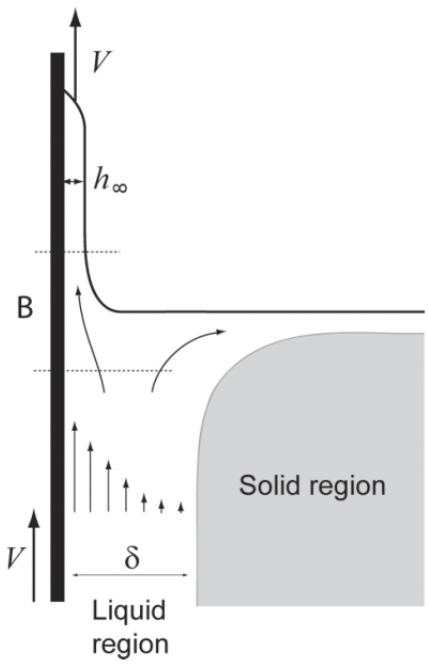

FIGURE 4.9 – Schéma de l'écoulement durant le dip-coating d'un fluide à seuil. La zone grise correspond à la région solide où le matériau subit des déformations finies. Le reste du matériau est dans le régime liquide et subit de grandes déformations à un taux de cisaillement quasi-constant [58].

On en déduit le rayon critique en-dessous duquel le fluide n'est pas cisaillé ($v' = 0$) :

$$r_c = \frac{2\tau_c}{\nabla p}$$

On peut alors écrire :
$v' = A\,(r - r_c)^m$ avec $A = (\nabla p/2k)^m$
Et par intégration de v', en supposant que le fluide ne glisse pas le long des parois, on trouve le champ de vitesse :

$$0 \leq r \leq r_c \Rightarrow v(r) = \frac{A}{m+1}\,(R - r_c)^{m+1} = V_{\max}$$

$$r_c \leq r \leq R \Rightarrow v(r) = \frac{A}{m+1}\left[(R - r_c)^{m+1} - (r - r_c)^{m+1}\right]$$

Si on se place dans le repère de la zone non cisaillée (« plug ») le champ de vitesse s'écrit :

$$0 \leq r \leq r_c \Rightarrow v(r) = 0$$

$$r_c \leq r \leq R \Rightarrow v(r) = -\frac{A}{m+1}\,(r - r_c)^{m+1}$$

On peut alors s'intéresser au débit de fluide à travers une section en travers :

$$Q = \int_0^R 2\pi r v(r) dr = 2\pi \int_{r_c}^R (r - r_c) v(r) dr + 2\pi r_c \int_{r_c}^R v(r) dr$$

Soit :

$$Q = \frac{2\pi A}{m+1}\left[\frac{1}{m+3}\,(R - r_c)^{m+3} + \frac{r_c}{m+2}\,(R - r_c)^{m+2}\right] = \frac{2\pi A}{(m+1)(m+3)}\left[R + \frac{r_c}{m+2}\right](R - r_c)^{m+2}$$

Ceci nous permet de déterminer une borne supérieure de l'épaisseur de fluide restant fixée (à l'arrêt) sur la paroi derrière l'écoulement : il s'agit de l'épaisseur e_∞ telle que le volume correspondant en mouvement à la vitesse de la paroi donne un débit égal à Q, donc :

$$\pi\left[R^2 - (R - e_\infty)^2\right] V_{\max} = Q$$

En supposant que $e_\infty << R$ on obtient

$$e_\infty = \frac{1}{(m+3)}\left[1 + \frac{r_c/R}{m+2}\right](R - r_c)$$

Il nous faut maintenant exprimer r_c en fonction de $V_{\max}$, ce que l'on peut faire en développant l'expression de A :

$$\frac{1}{m+1}\left(\frac{\tau_c}{k}\frac{1}{r_c}\right)^m (R - r_c)^{m+1} = V_{\max}$$

Ce qui peut aussi s'écrire :

$$x = \frac{1}{y}\left(y-1\right)^{1+m}$$

avec $x = (m+1)\frac{V_{\max}}{R}\left(\frac{k}{\tau_c}\right)^m$ et $y = \frac{R}{r_c}$

Dans notre gamme d'observation, x varie entre 10^{-3} et 10. Dans cette gamme, pour n=0.35 (correspondant au comportement du Carbopol), on peut bien représenter (à 0.8% près) l'équation ci-dessus par la forme : $y = 1 + x^{0.35} + 0.22x^{0.13}$. Une approximation plus grossière (à 10% près lorsque n=0.35) est $y = 1 + x^n$. Avec cette dernière expression approximative on trouve finalement :

$$e_\infty \approx R\frac{1}{(m+3)}\left[1+\frac{1}{(m+2)(1+x^n)}\right]\frac{1}{1+x^{-n}}$$

ou une expression plus précise en utilisant l'expression plus complète pour y. Il est intéressant de noter que cette expression dépend peu de la vitesse (via une puissance n), et ne dépend pas du seuil de contrainte mais seulement du rapport k/τ_c. En revanche l'épaisseur apparaît comme presque proportionnelle à au rayon du tube (en réalité pas tout à fait car x dépend aussi du rayon, mais cette dépendance est faible (comme pour la vitesse)).

On constate (voir figure Fig. 4.10) que cette prédiction théorique est en général plus proche de la valeur expérimentale obtenue que la valeur donnée par la simple formule du dépôt gravitaire, mais elle ne correspond pas à la réalité, elle est en moyenne de l'ordre de deux fois supérieure à la valeur expérimentale.

Le contexte de description ci-dessus supposait que l'ensemble du fluide cisaillé dans la partie du cylindre pleine de fluide restait ensuite accroché à la paroi. On constate que cette épaisseur surestime la réalité. Il nous faut donc prendre en compte un effet additionnel d'écoulement gravitaire du fluide à la sortie de la zone cisaillée. Plus précisément, le fluide qui est emporté par la paroi, lorsqu'il remonte le long du plug, se retrouve d'un seul coup, juste après le passage de la surface libre horizontale (fin du « bain »), libre de s'écouler le long de la paroi pour finalement « retomber » et s'étaler sur la surface libre. Cette description est analogue à celle proposée dans le cas du dip-coating ([58], Fig. 4.9).

Dans ce contexte, un point important à garder à l'esprit est que dans la zone cisaillée au sein du bain, le fluide est dans son régime liquide, il doit donc être considéré comme un liquide avec une viscosité apparente η imposée par le cisaillement local. On peut alors considérer l'écoulement gravitaire de ce fluide le long de la paroi. En utilisant en première approximation la valeur de la vitesse d'écoulement vertical d'un fluide newtonien avec une petite épaisseur comparée au rayon, le débit vertical résultant s'écrit $2\pi R\rho g h^3/3\eta$ où ici $h = R - r_c$. La difficulté ensuite est l'estimation de la valeur de η. Malheureusement cette valeur varie largement dans l'épaisseur cisaillée car le gradient de vitesse varie d'une valeur finie à zéro (au contact du plug). On va simplement prendre un gradient de vitesse moyen $\dot{\gamma} = V_{\max}/(R - r_c)$ et la contrainte tangentielle associée via la loi de comportement :

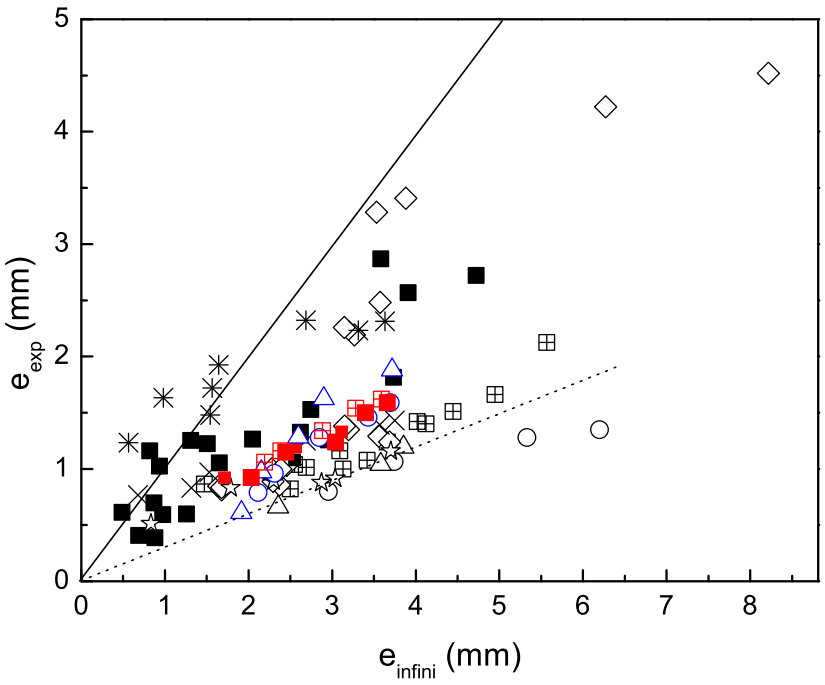

FIGURE 4.10 – Comparaison des épaisseurs observées e_{exp} et des épaisseurs e_∞

$\tau = \tau_c\,(1 + (k/\tau_c)\dot{\gamma}^n)$.

On écrit maintenant que le débit final résultant de la couche arrêtée sur la paroi est égale à la différence entre le débit associée au cisaillement de l'ensemble de la couche liquide d'épaisseur e_∞ dans le bain, et le débit descendant calculé ci-dessus :

$$V_{\max} 2e\pi R = V_{\max} 2e_\infty \pi R - 2\pi R\rho g h^3 V_{\max}/3(R - r_c)\tau$$

Ce qui se simplifie en

$$e = e_\infty - \alpha\rho g(R - r_c)^2/3\tau$$

Avec α=1/2 et pour des seuils de contrainte supérieurs ou égaux à 27 Pa, on prédit relativement bien, mais toutefois avec un bruit important, les résultats expérimentaux (Fig. 4.11) pour les différents seuils, les différentes vitesses et les deux rayons testés pour ces valeurs. Pour des seuils plus faibles il faut utiliser un coefficient α plus faible, de l'ordre de 1/4 (14 Pa) voire 1/6 (10 Pa) pour parvenir à un accord du même genre entre expérience et théorie. Il semble donc que la théorie ci-dessus ne permet pas de rendre compte complètement de la réalité. Elle donne une tendance intéressante, met en valeur les phénomènes physiques dominants, mais des calculs plus complets devraient être réalisés pour décrire les caractéristiques d'écoulement à la sortie du bain.

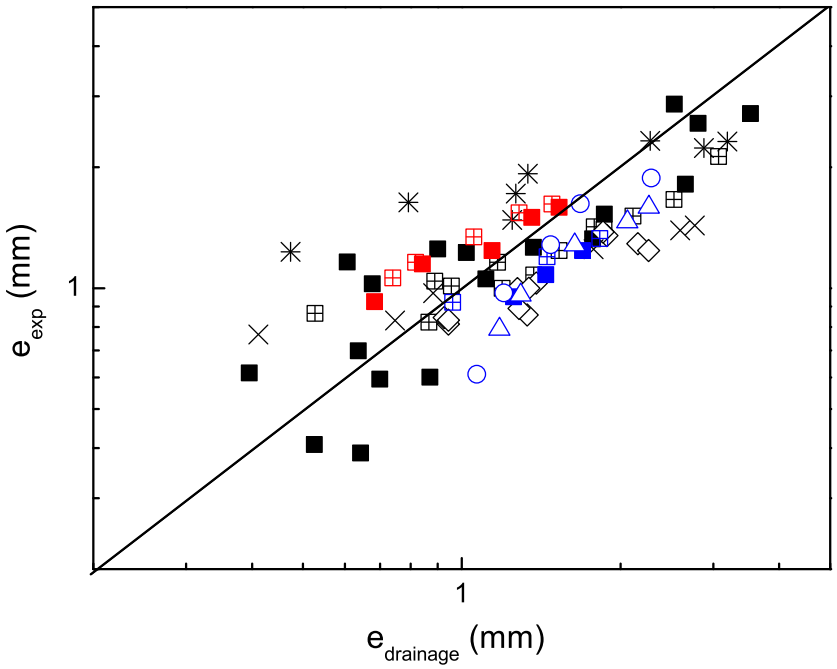

FIGURE 4.11 – Comparaison des épaisseurs observées e_{exp} et des épaisseurs prédites en considérant le drainage de la couche déposée après l'arrêt de l'écoulement

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la caractérisation du dépôt laissé par un fluide à seuil lorsqu'il est poussé par un fluide newtonien dans une conduite cylindrique. Cette épaisseur augmente avec la vitesse, mais assez légèrement : quand la vitesse varie sur trois décades, l'épaisseur est multipliée par trois au maximum. Les effets de trois paramètres sur la variation de l'épaisseur du dépôt en fonction de la vitesse de l'interface ont été étudiés : la contrainte seuil du fluide à seuil, la viscosité du fluide poussant et le rayon de la conduite. Quand la contrainte seuil augmente, l'épaisseur de dépôt augmente mais, ici aussi, assez faiblement : elle double à peine quand la contrainte est multipliée par 6. Par ailleurs, nous trouvons qu'il y a une très faible dépendance par rapport au rayon. Toutefois, sur la gamme testée (rapport égal à 1.7), il est difficile de définir une tendance exacte compte tenu du bruit que nous avons sur les mesures. Dans les gammes testées (rapport sur la viscosité de l'ordre de 1000), la viscosité du fluide poussant a un effet très négligeable. Ces différentes tendances sont analysées à la lumière de résultats connus sur l'enduction par retrait, auquel notre problème est physiquement équivalent, et qui mettent en évidence le développement d'une couche cisaillée du fluide à seuil au contact des parois, alors que les reste du matériau se déforme dans le régime solide. En considérant que la couche déposée résulte d'un équilibre entre le dépôt de toute la couche cisaillée et l'écoulement gravitaire de celle-ci une fois qu'elle se retrouve loin l'interface, même si les valeurs proposées par le modèle ne correspondent pas exactement aux épaisseurs mesurées, nous retrouvons les tendances observées et mettons en valeur les phénomènes physiques dominants.

Conclusion générale et perspectives

En partant de problèmes industriels rencontrés durant la cimentation des puits pétroliers, nous avons, au cours de cette thèse, identifié deux problématiques scientifiques fondamentales : l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans le cas d'un fluide à seuil et la caractérisation du dépôt laissé sur les parois par un fluide à seuil poussé dans une conduite cylindrique.

Notre approche est essentiellement expérimentale et se base sur l'utilisation de matériaux modèles dont on peut faire varier de façon indépendante les paramètres physicochimiques et rhéologiques, et de géométries parfaitement contrôlées en fonction de nos différents axes de recherche.

La majeure partie de ce mémoire est consacrée à la caractérisation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor pour un fluide à seuil. Nous avons décliné cette problématique en plusieurs étapes, en partant de la plus simple à étudier et en étendant notre étude à des situations plus complexes, et plus représentatives du problème industriel.

Pour ce faire, nous avons d'abord étudié le cas de l'instabilité de Rayleigh Taylor dans le cas de deux fluides newtoniens. Cette situation est bien étudiée en littérature, à la fois théoriquement et expérimentalement, et l'interface doit être instable si $\Delta\rho > \Delta\rho_{cr} = (4\pi^2\gamma)/(gL^2)$, γ étant la tension interfaciale, L la longueur de l'interface, g la gravité et $\Delta\rho$ la différence de masse volumique entre les deux fluides. Nous avons pu vérifier ce critère expérimentalement et retrouver les caractéristiques globales de l'instabilité dans ce contexte, à savoir l'interpénétration de doigts des deux fluides dont la taille diminue avec la différence de densité, jusqu'à leur inversion complète et l'indépendance du critère d'instabilité par rapport à la viscosité. Cette vérification nous a permis de valider nos démarches et dispositifs expérimentaux avant d'étudier le cas plus complexe des fluides à seuil.

Ensuite, nous avons étudié le cas d'une interface séparant un fluide à seuil, reposant sous un fluide newtonien, plus dense. Cette situation n'a pratiquement pas été étudiée expérimentalement jusqu'ici et le cadre théorique n'est pas très bien défini : les traitements théoriques les plus proches que nous avons considérés sont ceux réalisés pour un solide élastique pur ou un solide plastique pur soumis à l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Si, globalement, le même dispositif expérimental utilisé dans la situation précédente a été

repris ici, des précautions supplémentaires ont été considérées. En effet, à la différence du fluide newtonien, le fluide à seuil est susceptible d'être « liquéfié » quand il est soumis à un cisaillement, ce qui risque d'anticiper l'instabilité. Ceci a donc été pris en compte dans le dispositif expérimental, et le fait d'ajouter une couche de liquide entre le fluide à seuil et la plaque nous a permis de maintenir le fluide à seuil dans son état solide jusqu'à la mise en contact des deux fluides. Les expériences réalisées ont permis de dégager les aspects importants, qualitatifs et quantitatifs, de l'instabilité de Rayleigh-Taylor dans cette configuration. Nous avons distingué deux situations complètement opposées : une situation stable, où l'interface n'évolue pas dans le temps et où il est quasiment impossible de provoquer l'instabilité même en perturbant l'interface ; une situation instable où dès les premières secondes de contact entre les deux fluides superposés, des doigts du fluide à seuil se forment brutalement dans le fluide newtonien jusqu'au basculement complet des positions des fluides. Á la différence du cas de deux fluides newtoniens, ces doigts sont toujours beaucoup plus petits comparés à la taille de la cuve, ils ont 1 à 2 cm de largeur indépendamment des propriétés du système (rhéologie, différence de densité). Un autre aspect remarquable est que la transition entre les cas stables et instables se fait assez brusquement ; nous passons d'un cas de figure à un autre en variant la contrainte seuil de quelques pascals. Le critère d'instabilité dans cette configuration a pu finalement être déterminé : l'interface est instable si $G < 0.22\Delta\rho$ où G (Pa) est le module élastique du fluide à seuil et $\Delta\rho(\mathrm{kg/m^3})$ la différence de masse volumique entre les deux fluides. Ce critère s'est avéré indépendant de la taille de la cuve et de la viscosité du fluide newtonien. Les résultats trouvés ne correspondent pas aux prédictions des approches théoriques classiques, notamment plastique et élastique pures. Nous avons pu expliquer ce décalage grâce à des mesures rhéométriques qui ont mis en évidence que notre fluide à seuil modèle est élastoplastique. Il faut donc prendre en compte simultanément les effets élastiques et plastiques, ce qui n'est pas proposé dans la littérature, car les modèles supposent souvent les deux possibilités indépendamment ou successivement.

Pour en savoir plus sur l'origine de l'instabilité de Rayleigh-Taylor au repos, nous avons effectué des expériences d'enfoncement où nous avons reproduit de façon contrôlée la digitation du point de vue du fluide à seuil en effectuant un enfoncement contrôlé de doigts de différentes épaisseurs dans un bain de fluide à seuil. Ces expériences ont permis de proposer un schéma de l'instabilité de Rayleigh-Taylor : si on considère des perturbations préexistantes de différentes longueurs d'onde à l'interface, il y en a une qui dégénère dans le temps : le doigt qui y est associé a une taille comparable à ce que nous avions observé (i.e. entre 1 et 2 cm) et s'enfonce en induisant des déformations plastiques dès le départ, ce qui conduit à la formation localisée d'une couche liquide de quelques millimètres d'épaisseur autour de lui dès le début de l'enfoncement. La force de résistance que présente le fluide à seuil vis à vis de cet enfoncement diminue au fur et à mesure de sa pénétration, ce qui induit une augmentation de la cinétique de l'instabilité et explique le caractère brutal de l'instabilité observé dans les expériences.

Tous ces résultats ont été trouvés dans la configuration où les fluides étaient globale-

ment au repos (en statique). La mise en écoulement des fluides à une vitesse constante (accélération quasi-nulle) a pu mettre en évidence que la vitesse peut induire l'instabilité : en partant d'une configuration initialement stable en statique, nous avons pu définir une vitesse critique à partir de la laquelle l'interface se déstabilise. Toutefois, si les expériences faites ont permis de fournir des éléments sur l'effet de la vitesse ainsi que sur l'influence des paramètres physiques du problème, le dispositif n'a pas permis de conclure précisément quant aux raisons pour lesquelles l'écoulement induit l'instabilité. Une analyse possible, quoiqu'assez grossière, à cela est que la mise en écoulement des deux fluides induit la formation d'une couche cisaillée au contact des parois, au niveau de laquelle les fluides se retrouvent dans leur régime liquide, anticipant ainsi l'instabilité. Cette hypothèse s'appuie sur deux éléments principaux : augmenter la vitesse, et de là, augmenter l'épaisseur de la couche cisaillée, induit une instabilité de plus en plus rapide et violente ; de plus, réduire le cisaillement (i.e. l'épaisseur de la couche cisaillée) au niveau des parois en favorisant le glissement à travers des traitements chimiques notamment, tout en conservant la vitesse d'écoulement apparente, retarde l'instabilité. Néanmoins, quasiment toutes les expériences ont été faites à une seule contrainte seuil. Il faudrait donc faire varier ce paramètre de manière plus systématique pour voir les limites de cette analyse.

Á l'issue de ces expériences, nous sommes passés à l'étude de l'instabilité dans le cas de deux fluides à seuil dont l'un est modèle et l'autre, réellement utilisé dans l'industrie pétrolière. Qualitativement, la même distinction des domaines de stabilité / instabilité que dans le cas d'une interface fluide à seuil / fluide newtonien a été observée mais une différence majeure a été mise en évidence : la cinétique du développement de l'instabilité est beaucoup plus lente que dans le cas de deux fluides à seuil. Ceci s'explique par le fait que le développement de l'instabilité nécessite le dépassement d'une déformation critique supplémentaire en la présence d'un deuxième fluide à seuil. Quantitativement, nous avons trouvé que les deux fluides superposés de modules G_1 et G_2 contribuent de manière équivalente à la lutte contre l'instabilité à travers un critère qui s'écrit comme $\frac{G_1+G_2}{\Delta\rho} \geq 0.32$. Formellement, celui-ci ressemble au critère théorique élastique mais en est largement décalé d'un point de vue quantitatif, mais se rapproche plus du critère expérimental que nous avons trouvé dans la configuration fluide à seuil / fluide newtonien.

Nous avons donc pu explorer différentes configurations où un fluide à seuil a subi une instabilité de Rayleigh-Taylor, ce qui nous a permis de définir les conditions dans lesquelles cette instabilité a lieu et de décrire son évolution, tout en nous rapprochant progressivement de la situation correspondant au problème industriel. Néanmoins, plusieurs perspectives peuvent être formulées quant à l'étude de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Premièrement, on pourrait envisager de développer la formulation de fluides à seuil modèles transparents, conférant à la fois la possibilité de varier les propriétés rhéologiques et la différence de densité. Ceci garantirait une meilleure visibilité de l'évolution de l'interface et une meilleure exploitation des résultats des expériences avec deux fluides à seuil notamment. De plus, les expériences en écoulement doivent être faites de manière plus systématique, en faisant varier les propriétés rhéologiques sur une large gamme, afin de pouvoir se situer par rapport

aux premières tendances obtenues. Dans toutes les expériences, des techniques optiques de visualisation de l'écoulement plus poussées, telles que la PIV, peuvent être également envisagées pour un meilleur suivi de l'évolution de l'interface.

La deuxième partie de cette thèse correspond à la caractérisation du dépôt laissé par un fluide à seuil lorsqu'il est poussé par un fluide newtonien dans une conduite cylindrique. Les effets de trois paramètres sur la variation de l'épaisseur du dépôt en fonction de la vitesse de l'interface ont été étudiés : la contrainte seuil du fluide à seuil, la viscosité du fluide poussant et le rayon de la conduite. L'épaisseur de dépôt augmente avec la contrainte seuil mais très légèrement. Dans les gammes testées, la viscosité du fluide poussant et le rayon de la conduite ont des effets très négligeables. Ces tendances sont analysées à la lumière des résultats connus sur l'enduction par retrait, auquel notre problème est physiquement équivalent, et qui mettent en évidence le développement d'une couche cisaillée du fluide à seuil au contact des parois, alors que le reste du matériau se déforme dans le régime solide. En considérant que la couche déposée résulte d'un équilibre entre le dépôt de toute la couche cisaillée et l'écoulement gravitaire de celle-ci une fois qu'elle se retrouve loin de l'interface, nous retrouvons les tendances observées et mettons en valeur les phénomènes physiques dominants. Toutefois, malgré nos efforts pour affiner les mesures, les données que nous avons restent assez bruitées et un travail supplémentaire sur l'amélioration du dispositif expérimental devrait être envisagé. La visualisation directe, par caméra, n'est peut-être pas le moyen le plus adapté à cette étude. Par ailleurs, si on a pu faire varier la vitesse sur une gamme assez large, les autres paramètres devraient être changés de manière plus systématique et plus importante.

Finalement, nous sommes partis de deux problématiques qui ont largement été décrites et théorisées dans le cas de fluides newtoniens, visqueux et visco-élastiques, ou de solides (pour l'instabilité) sans avoir jusqu'à présent été étendues aux fluides à seuil. Nos résultats sont donc originaux et ont permis de mettre en évidence des mécanismes physiques nouveaux, différents de ceux observés jusqu'à présent, et ouvrent en dépit de leurs limitations, plusieurs perspectives intéressantes.

Bibliographie

[1] M Allouche, IA Frigaard et G Sona. "Static wall layers in the displacement of two visco-plastic fluids in a plane channel". In : *Journal of Fluid Mechanics* 424 (2000), p. 243–277.

[2] Malcolm J Andrews et Dudley Brian Spalding. "A simple experiment to investigate two-dimensional mixing by Rayleigh–Taylor instability". In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)* 2.6 (1990), p. 922–927.

[3] Malcolm John Andrews. "Turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability". In : (1986).

[4] Pedro Esteves Aranha et al. "A comprehensive theoretical and experimental study on fluid displacement for oilwell-cementing operations". In : *SPE Drilling & Completion* 27.04 (2012), p. 596–603.

[5] John F Barnes et al. "Taylor instability in solids". In : *Journal of Applied Physics* 45.2 (1974), p. 727–732.

[6] L Baudonnet et al. "Influence du mode opératoire sur les caractéristiques rhéologiques des gels de Carbopols". In : *Les cahiers de Rhéologie* 18.1 (2001), p. 33–44.

[7] Robert M Beirute, Raymond W Flumerfelt et al. "Mechanics of the displacement process of drilling muds by cement slurries using an accurate rheological model". In : *SPE Annual Fall Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers. 1977.

[8] George I Bell. "Taylor instability on cylinders and spheres in the small amplitude approximation". In : *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, Report LA-1321* (1951).

[9] Garrett Birkhoff. "Note on Taylor instability". In : *Quarterly of Applied Mathematics* 12.3 (1954), p. 306–309.

[10] Garrett Birkhoff. "Stability of spherical bubbles". In : *Quarterly of Applied Mathematics* 13.4 (1956), p. 451–453.

[11] Garrett Birkhoff. *Taylor instability and laminar mixing*. Rapp. tech. Los Alamos Scientific Lab., N. Mex., 1954.

[12] S Bittleston et D Guillot. "Mud removal : research improves traditional cementing guidelines". In : *Oilfield Review* 3.2 (1991), p. 44–54.

[13] DL Book et Ira B Bernstein. "Soluble model for the analysis of stability in an imploding compressible liner". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 22.1 (1979), p. 79–88.

[14] Jalila Boujlel. "Déplacement dun objet à travers un fluide à seuil : couche limite, contrainte seuil et mouillage". Thèse de doct. Université Paris-Est, 2012.

[15] SD Brady et al. "Recent technological advances help solve cement placement problems in the Gulf of Mexico". In : *SPE/IADC Drilling Conference*. Society of Petroleum Engineers. 1992.

[16] KD Burrows, VS Smeeton et DL Youngs. "Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability, II". In : *AWE Report No. O* 22 (1984), p. 84.

[17] Pierre Carles et al. "Rayleigh-Taylor instability for immiscible fluids of arbitrary viscosities : A magnetic levitation investigation and theoretical model". In : *Physical review letters* 96.10 (2006), p. 104501.

[18] S Chandrasekhar. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, 652 pp., Clarendon*. 1961.

[19] Subrahmanyan Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Courier Corporation, 2013.

[20] François Charru. *Instabilités hydrodynamiques*. Edp Sciences, 2012.

[21] Thibaud Chevalier et al. "Boundary layer (shear-band) in frustrated viscoplastic flows". In : *EPL (Europhysics Letters)* 102.4 (2013), p. 48002.

[22] Métivier Christel et al. "Stick-slip control of the Carbopol microgels on polymethyl methacrylate transparent smooth walls". In : *Soft Matter* 8.28 (2012), p. 7365–7367.

[23] P Coussot et F Gaulard. "Gravity flow instability of viscoplastic materials : The ketchup drip". In : *Physical Review E* 72.3 (2005), p. 031409.

[24] P Coussot et al. "Aging and solid or liquid behavior in pastes". In : *Journal of Rheology (1978-present)* 50.6 (2006), p. 975–994.

[25] Philippe Coussot. *Rhéophysique la matière dans tous ses Etats*. EDP sciences, 2012.

[26] M Couturler et al. "Design rules and associated spacer properties for optimal mud removal in eccentric annuli". In : *CIM/SPE International Technical Meeting*. Society of Petroleum Engineers. 1990.

[27] SB Dalziel, PF Linden et DL Youngs. "Self-similarity and internal structure of turbulence induced by Rayleigh–Taylor instability". In : *Journal of fluid Mechanics* 399 (1999), p. 1–48.

[28] Stuart B Dalziel. "Rayleigh-Taylor instability : experiments with image analysis". In : *Dynamics of Atmospheres and Oceans* 20.1-2 (1993), p. 127–153.

[29] Stuart B Dalziel et al. "Mixing efficiency in high-aspect-ratio Rayleigh–Taylor experiments". In : *Physics of Fluids (1994-present)* 20.6 (2008), p. 065106.

[30] Marie Debacq et al. "Self-similar concentration profiles in buoyant mixing of miscible fluids in a vertical tube". In : *Physics of Fluids (1994-present)* 13.11 (2001), p. 3097–3100.

[31] BV Derjaguin et SM Levi. *Film Coating 116 STRI˜ M ET AL. Theory*. 1964.

[32] Guy Dimonte et Marilyn Schneider. "Turbulent Rayleigh-Taylor instability experiments with variable acceleration". In : *Physical Review E* 54.4 (1996), p. 3740.

[33] Daniel Charles Drucker. "A further look at Rayleigh-Taylor and other surface instabilities in solids". In : *Ingenieur-Archiv* 49.5-6 (1980), p. 361–367.

[34] HW Emmons, CT Chang et BC Watson. "Taylor instability of finite surface waves". In : *Journal of Fluid Mechanics* 7.02 (1960), p. 177–193.

[35] IA Frigaard, M Allouche, C Gabard-Cuoq et al. "Setting rheological targets for chemical solutions in mud removal and cement slurry design". In : *SPE International Symposium on Oilfield Chemistry*. Society of Petroleum Engineers. 2001.

[36] Bruce Fryxell, David Arnett et Ewald Mueller. "Instabilities and clumping in SN 1987A. I-Early evolution in two dimensions". In : *The Astrophysical Journal* 367 (1991), p. 619–634.

[37] Weronika Gorczyk et Katharina Vogt. "Tectonics and melting in intra-continental settings". In : *Gondwana Research* 27.1 (2015), p. 196–208.

[38] F Hattori, H Takabe et K Mima. "Rayleigh–Taylor instability in a spherically stagnating system". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 29.5 (1986), p. 1719–1724.

[39] P Hébraud et al. "Yielding and rearrangements in disordered emulsions". In : *Physical Review Letters* 78.24 (1997), p. 4657.

[40] J Jeff Hester et al. "WFPC2 studies of the Crab Nebula. III. magnetic Rayleigh-Taylor instabilities and the origin of the filaments". In : *The Astrophysical Journal* 456 (1996), p. 225.

[41] Joanne M Holford, Stuart B Dalziel et David Youngs. "Rayleigh–Taylor instability at a tilted interface in laboratory experiments and numerical simulations". In : *Laser and Particle Beams* 21.03 (2003), p. 419–423.

[42] Zhibin Huang et al. "Rayleigh-Taylor instability experiments with precise and arbitrary control of the initial interface shape". In : *Physical review letters* 99.20 (2007), p. 204502.

[43] JN Hunt. "Interfacial waves of finite amplitude". In : *La Houille Blanche* 4 (1961), p. 515–531.

[44] Jeffrey W Jacobs et I Catton. "Three-dimensional Rayleigh-Taylor instability Part 1. Weakly nonlinear theory". In : *Journal of fluid mechanics* 187 (1988), p. 329–352.

[45] Jeffrey W Jacobs et SB Dalziel. "Rayleigh–Taylor instability in complex stratifications". In : *Journal of Fluid Mechanics* 542 (2005), p. 251–279.

[46] VC Kelessidis et al. "Field data demonstrate improved mud removal techniques lead to successful cement jobs". In : *SPE Advanced Technology Series* 4.01 (1996), p. 53–58.

[47] Konstantinos Kifonidis et al. "Non-spherical core collapse supernovae-I. Neutrino-driven convection, Rayleigh-Taylor instabilities, and the formation and propagation of metal clumps". In : *Astronomy & Astrophysics* 408.2 (2003), p. 621–649.

[48] Ronald G Larson. *The structure and rheology of complex fluids*. T. 150. Oxford university press New York, 1999.

[49] Andrew Lawrie. "Rayleigh-Taylor mixing : confinement by stratification and geometry". In : (2010).

[50] R LeLevier, GJ Lasher et F Bjorklund. *Effect of a density gradient on Taylor instability*. Rapp. tech. Radiation Lab., Univ. of Calif., Livermore, 1955.

[51] DJ Lewis. "The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. II". In : *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. T. 202. 1068. The Royal Society. 1950, p. 81–96.

[52] Shengtai Li et Hui Li. "Parallel AMR code for compressible MHD or HD equations". In : *Los Alamos National Laboratory. Retrieved* (2006), p. 09–05.

[53] PF Linden et JM Redondo. "Molecular mixing in Rayleigh–Taylor instability. Part I : Global mixing". In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)* 3.5 (1991), p. 1269–1277.

[54] PF Linden, JM Redondo et DL Youngs. "Molecular mixing in Rayleigh–Taylor instability". In : *Journal of Fluid Mechanics* 265 (1994), p. 97–124.

[55] JD Lindl et WC Mead. "PRL 34, 1273 (1975)". In : *WC Mead and JD Lindl, University of California, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-77057* (1975).

[56] CW Macosko et Principles Rheology. "Measurements and Applications". In : *VCH, New York* (1994).

[57] M Maillard, J Boujlel et P Coussot. "Flow characteristics around a plate withdrawn from a bath of yield stress fluid". In : *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 220 (2015), p. 33–43.

[58] M Maillard et al. "Dip-coating of yield stress fluids". In : *Physics of Fluids (1994-present)* 28.5 (2016), p. 053102.

[59] Mathilde Maillard. "Étalements de fluides à seuil". Thèse de doct. Paris Est, 2015.

[60] I Maimouni et al. "Rayleigh-Taylor Instability in Elastoplastic Solids : A Local Catastrophic Process". In : *Physical review letters* 116.15 (2016), p. 154502.

[61] B.D. Marsh. "Island arc development : some observations, experiments, and speculations." In : *Journal of Geology* 87.6 (1979). cited By 0, p. 687–713.

[62] TG Mason et J Bibette. "Shear rupturing of droplets in complex fluids". In : *Langmuir* 13.17 (1997), p. 4600–4613.

[63] TG Mason, J Bibette et DA Weitz. "Yielding and flow of monodisperse emulsions". In : *Journal of Colloid and Interface Science* 179.2 (1996), p. 439–448.

[64] RL McCrory et al. "Nonlinear evolution of ablation-driven Rayleigh-Taylor instability". In : *Physical Review Letters* 46.5 (1981), p. 336.

[65] RH McLean, CW Manry, WW Whitaker et al. "Displacement mechanics in primary cementing". In : *Journal of Petroleum Technology* 19.02 (1967), p. 251–260.

[66] R Menikoff et al. "Initial value problem for Rayleigh–Taylor instability of viscous fluids". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 21.10 (1978), p. 1674–1687.

[67] R Menikoff et al. "Unstable normal mode for Rayleigh–Taylor instability in viscous fluids". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 20.12 (1977), p. 2000–2004.

[68] JW Miles. "General Dynamics Report No". 1966.

[69] M Mitchner et RKM Landshoff. "Rayleigh-Taylor Instability for Compressible Fluids". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 7.6 (1964), p. 862–866.

[70] Serge Mora et al. "Gravity Driven Instability in Elastic Solid Layers". In : *Physical review letters* 113.17 (2014), p. 178301.

[71] S Nakai et H Takabe. "Principles of inertial confinement fusion-physics of implosion and the concept of inertial fusion energy". In : *Reports on progress in physics* 59.9 (1996), p. 1071.

[72] Erik B Nelson. *Well cementing*. T. 28. Newnes, 1990.

[73] B Nichol. "Choosing economic options for shut-in wells with a risk assessment approach". In : *Presentation at : Cost-effective Abandonment Solutions, Technology Information Session, Calgary May* 3 (2000).

[74] DH Olson et JW Jacobs. "Experimental study of Rayleigh-Taylor instability with a complex initial perturbation". In : *Physics of Fluids* 21.3 (2009), p. 034103–034103.

[75] Christophe Pascal et Odleiv Olesen. "Are the Norwegian mountains compensated by a mantle thermal anomaly at depth ?" In : *Tectonophysics* 475.1 (2009), p. 160–168.

[76] NC Petrellis et RW Flumerfelt. "Rheological behavior of shear degradable oils : kinetic and equilibrium properties". In : *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 51.3 (1973), p. 291–301.

[77] JM Piau. "Carbopol gels : Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges : Meso-and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws". In : *Journal of non-newtonian fluid mechanics* 144.1 (2007), p. 1–29.

[78] JM Piau. "Carbopol gels : Elastoviscoplastic and slippery glasses made of individual swollen sponges : Meso-and macroscopic properties, constitutive equations and scaling laws". In : *Journal of non-newtonian fluid mechanics* 144.1 (2007), p. 1–29.

[79] AR Piriz, JJ López Cela et NA Tahir. "Rayleigh–Taylor instability in elastic-plastic solids". In : *Journal of Applied Physics* 105.11 (2009), p. 116101.

[80] AR Piriz, YB Sun et NA Tahir. "Rayleigh-Taylor stability boundary at solid-liquid interfaces". In : *Physical Review E* 88.2 (2013), p. 023026.

[81] AR Piriz et al. "Rayleigh-Taylor instability in elastic solids". In : *Physical Review E* 72.5 (2005), p. 056313.

[82] Milton S Plesset et Din-Yu Hsieh. "General analysis of the stability of superposed fluids". In : *Physics of Fluids (1958-1988)* 7.8 (1964), p. 1099–1108.

[83] MS Plesset. "On the stability of fluid flows with spherical symmetry". In : *Journal of Applied Physics* 25.1 (1954), p. 96–98.

[84] MS Plesset et TP Mitchell. "On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid". In : *Quarterly of Applied Mathematics* 13.4 (1956), p. 419–430.

[85] P Ramaprabhu et al. "Limits of the potential flow approach to the single-mode Rayleigh-Taylor problem". In : *Physical Review E* 74.6 (2006), p. 066308.

[86] KI Read. "Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability". In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 12.1-3 (1984), p. 45–58.

[87] PG DrazinWH Reid et al. *Hydrodynamic stability*. 1981.

[88] Robert D Richtmyer. "Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids". In : *Communications on Pure and Applied Mathematics* 13.2 (1960), p. 297–319.

[89] Allen C Robinson et JW Swegle. "Acceleration instability in elastic-plastic solids. II. Analytical techniques". In : *Journal of Applied Physics* 66.7 (1989), p. 2859–2872.

[90] David H Sharp. "An overview of Rayleigh-Taylor instability". In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 12.1 (1984), p. 3–18.

[91] L Smarr et al. "Rayleigh-Taylor overturn in supernova core collapse". In : *The Astrophysical Journal* 246 (1981), p. 515–525.

[92] VS Smeeton et DL Youngs. "Experimental investigation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability (part 3)". In : *AWE report number 0* 35.87 (1987), p. 1987.

[93] JW Strutt et Lord Rayleigh. "Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density". In : *Proc. London Math. Soc* 14.1 (1883), p. 8.

[94] M Takano et al. "Pressure-induced high-spin to low-spin transition in CaFeO 3". In : *Physical review letters* 67.23 (1991), p. 3267.

[95] *The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I.* T. 201. 1065. The Royal Society. 1950, p. 192–196.

[96] Guillermo Terrones. "Fastest growing linear Rayleigh-Taylor modes at solid/ fluid and solid/ solid interfaces". In : *Physical Review E* 71.3 (2005), p. 036306.

[97] GV Vinogradov et al. "The flow of plastic disperse systems in the presence of the wall effect". In : *Rheologica Acta* 14.9 (1975), p. 765–775.

[98] SI Voropayev, YD Afanasyev et GJF Van Heijst. "Experiments on the evolution of gravitational instability of an overturned, initially stably stratified fluid". In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)* 5.10 (1993), p. 2461–2466.

[99] Gerhard Hans Wolf. "The dynamic stabilization of the Rayleigh-Taylor instability and the corresponding dynamic equilibrium". In : *Zeitschrift für Physik* 227.3 (1969), p. 291–300.

[100] David L Youngs. "Numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh-Taylor instability". In : *Physica D : Nonlinear Phenomena* 12.1 (1984), p. 32–44.

[101] Stéphane Zaleski et Philippe Julien. "Numerical simulation of Rayleigh-Taylor instability for single and multiple salt diapirs". In : *Tectonophysics* 206.1 (1992), p. 55–69.